



**HAL**  
open science

# Développement d'une source laser à fibre dopée thulium pour la génération d'impulsions cohérentes, linéairement polairesée et de forte puissance à 2050nm

Erik Lucas

► **To cite this version:**

Erik Lucas. Développement d'une source laser à fibre dopée thulium pour la génération d'impulsions cohérentes, linéairement polairesée et de forte puissance à 2050nm. Optique / photonique. TELECOM PARIS TECH, 2014. Français. NNT: . tel-01347224

**HAL Id: tel-01347224**

**<https://hal.science/tel-01347224>**

Submitted on 20 Jul 2016

**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.



## Doctorat ParisTech

# THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

## Télécom ParisTech

Spécialité “Communications et Electronique”

*Présentée et soutenue publiquement par*

**Erik Lucas**

le 2 décembre 2014

## Développement d'une source laser à fibre dopée thulium pour la génération d'impulsions cohérentes, linéairement polarisée et de forte puissance à 2050 nm

Directeur de thèse : **Yves JAOUËN**  
Co-directeur de thèse : **Guillaume CANAT**

### Jury

<b>M. Guillaume CANAT</b> , Ingénieur de recherche, Onera Palaiseau	Co-directeur
<b>M. Eric FREYSZ</b> , Directeur de recherche, Université de Bordeaux	Rapporteur
<b>M. Patrick GEORGES</b> , Professeur, Institut d'Optique Palaiseau	Examineur
<b>M. Yves JAOUËN</b> , Professeur, Telecom ParisTech	Directeur de thèse
<b>M. Eric LALLIER</b> , Ingénieur de recherche, Thales R&T Palaiseau	Examineur
<b>M. Marc LE FLOHIC</b> , PDG, Keopsys SA	Invité
<b>M. Laurent LOMBARD</b> , Ingénieur de recherche, Onera Palaiseau	Invité
<b>M. Philippe ROY</b> , Directeur de recherche, XLIM Limoges	Rapporteur



## Remerciements

Une thèse est loin d'être un travail solitaire. J'ai eu la chance de travailler avec de nombreuses personnes de près ou de loin.

En premier lieu, je tiens à remercier mon directeur de thèse, Yves Jaouën, pour tous ses conseils, Marc Le Flohic, PDG de Keopsys, qui m'a accueilli au sein de son entreprise pour cette thèse cifre, ainsi que Claudine Besson la directrice de l'équipe SLS (Systèmes Lidar et Sources laser) de l'Onera où j'ai longuement séjourné.

Je souhaiterais exprimer ma gratitude à ceux qui m'ont encadré à l'Onera, Guillaume Canat et Laurent Lombard, et à Keopsys, Sylvain Bordais. Ils ont toujours été disponibles, m'ont fait bénéficier de leur expertise et ont su me guider et m'épauler tout au long de cette thèse.

Merci aux rapporteurs Eric Freysz et Philippe Roy qui ont résisté à la lecture de ce manuscrit, ainsi qu'aux autres membres du jury qui se sont déplacé de Bordeaux, Limoges et Lannion.

Merci à Quentin Clément, Antoine Godard, Jean-Michel Melkonian et Myriam Raybaut du DMPH de l'Onera qui ont su comprendre comment utiliser ma source laser. Et ça n'était pas facile.

Merci à l'équipe de Keopsys, Alexandre Besnier, Nicolas Dalloz, Yves Candéla, Christophe Vitre et Isabelle Bossard.

Je souhaite remercier toute l'équipe SLS et ceux de la salle café sur qui j'ai pratiqué mes expérimentations culinaires (la liste étant non exhaustive) : Pierre (un grand café avec, ni trois, ni cinq mais quatre sucrées), Anne la normande alliée fidèle contre les autres Bretons ou Auvergnats, Didier G. (4 ou 5 expresso avec autant de demi sucres), Claudine (1 café, 1 sucre et 1 litre d'eau), Christophe et son accent auvergnat, Agnès (2 expresso très serrés), Béatrice (1 café de la machine à café), Didier F. (grâce à lui on sait qu'il est 9h45), Julien et Laurent (lorsqu'ils tombent du lit) et j'en oublie.

Merci aux doctorants de l'Onera qui ont partagé, leurs expériences, leurs matériels, leur bonne humeur et parfois mon bureau : William, Alexandre, Mathieu, Claire, Julien (et sa copine chinoise).

Enfin merci à Solange qui a supporté un doctorant plusieurs années et encore longtemps vu qu'elle veut bien m'épouser malgré tout.



## Table des matières

Remerciements.....	3
Table des matières .....	4
Introduction générale .....	9
Contexte de l'étude.....	9
Contenu du manuscrit.....	10
Chapitre 1 - Généralités sur les sources laser à 2 $\mu\text{m}$ .....	13
1.1. Introduction du chapitre .....	13
1.2. Besoins et applications .....	13
1.2.1. Importance des sources à sécurité oculaire.....	13
1.2.2. Lidars.....	14
1.2.3. Génération de supercontinuum.....	16
1.2.4. Applications médicales.....	17
1.2.5. Source de pompe pour oscillateurs paramétriques optiques.....	19
1.3. Généralités sur les fibres optiques passives.....	23
1.3.1. Guidage dans les fibres optiques en silice .....	23
1.3.2. Fabrication des fibres optiques.....	24
1.3.3. Fibres optiques LMA.....	25
1.4. Les fibres optiques actives.....	28
1.4.1. Les terres rares.....	28
1.4.2. Fibres optiques double gaine .....	29
1.5. Lasers et amplificateurs à fibre.....	31
1.5.1. Emission Spontanée.....	32
1.5.2. Emission Stimulée .....	32
1.5.3. Principe des lasers .....	32
1.5.4. Principe des amplificateurs.....	33
1.5.5. Architectures des amplificateurs .....	34
1.5.6. Emission spontanée amplifiée .....	35
1.5.7. Limite en puissance crête : la diffusion Brillouin stimulée .....	36
1.6. Montée en puissance des sources laser à 2 $\mu\text{m}$ .....	37
1.7. Conclusion du chapitre .....	42
Chapitre 2 - Fibre dopée $\text{Tm}^{3+}$ : notions fondamentales .....	43
2.1. Introduction du chapitre .....	43
2.2. Spectroscopie de l'ion thulium $\text{Tm}^{3+}$ .....	43

## Table des matières

2.2.1.	Niveaux d'énergie de l'ion $Tm^{3+}$ dans une matrice hôte en silice.....	43
2.2.2.	Les fibres en silice dopées thulium .....	48
2.3.	Etude du pompage du niveau $^3F_4$ autour de 1550 nm.....	54
2.3.1.	Premières observations.....	54
2.3.2.	Montages expérimentaux.....	56
2.3.3.	Phénomène de photo-noircissement .....	57
2.3.4.	Efficacité comparée de différentes fibres .....	60
2.3.5.	Fluorescence en fonction de la température .....	61
2.3.6.	Mécanismes proposés.....	64
2.4.	Conclusion du chapitre .....	65
Chapitre 3 - Modélisation des amplificateurs à fibre dopée Thulium .....		69
3.1.	Introduction au chapitre.....	69
3.2.	Mise en équation spatio-temporelle.....	69
3.2.1.	Modélisation des amplificateurs à fibre dopée $Tm^{3+}$ .....	69
3.2.2.	Application à une fibre optique double gaine.....	75
3.2.3.	Forme finale des équations .....	80
3.3.	Régime continu.....	81
3.3.1.	Hypothèses .....	81
3.3.2.	Résolution numérique.....	82
3.3.3.	Validation du modèle en régime continu.....	84
3.4.	Régime impulsionnel.....	92
3.4.1.	Hypothèses .....	92
3.4.2.	Résolution numérique.....	95
3.4.3.	Validation expérimentale.....	96
3.5.	Limites du modèle .....	98
3.6.	Application à l'optimisation d'architectures .....	98
3.6.1.	Importance de la population du niveau $^3F_4$ .....	99
3.6.2.	Sélection des techniques de pompage .....	100
3.6.3.	Simulations et expérimentations des techniques de pompe.....	100
3.6.4.	Exemple de dimensionnement.....	103
3.7.	Conclusion du chapitre .....	104
Chapitre 4 - Conception d'une source laser, à fibre, monofréquence, linéairement polarisée à 2050 nm		107
4.1.	Introduction au chapitre.....	107
4.2.	Architecture de la source .....	108

4.2.1.	Structure MOPA.....	108
4.2.2.	Montages exploratoires .....	110
4.3.	Réalisation d'une source de haute puissance crête. ....	118
4.3.1.	Montage général .....	118
4.3.2.	Premier étage : amplification continue.....	120
4.3.3.	Deuxième étage : amplificateur impulsionnel.....	121
4.3.4.	Troisième étage : Etage de puissance .....	125
4.4.	Conclusion du chapitre .....	135
Chapitre 5 -	Réalisation d'une source laser 1 kW non limitée par l'effet Brillouin .....	137
5.1.	Introduction au chapitre.....	137
5.2.	La diffusion Brillouin dans les fibres optiques passives .....	137
5.2.1.	Diffusion Brillouin spontanée .....	137
5.2.2.	Diffusion Brillouin stimulée.....	138
5.3.	La diffusion Brillouin dans les fibres actives .....	141
5.3.1.	Modèle à éléments localisés .....	141
5.3.2.	Estimation du gain Brillouin dans les fibres en silice dopée Thulium .....	142
5.3.3.	Application au montage expérimental.....	143
5.4.	Techniques de réduction de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques .....	144
5.4.1.	Minimisation de l'interaction acousto-optique.....	144
5.4.2.	Gradient thermique.....	146
5.4.3.	Contraintes mécaniques.....	148
5.5.	Réalisation d'une source kilowatt avec réduction de l'effet Brillouin .....	151
5.5.1.	Dispositif expérimental .....	151
5.5.2.	Mesure du spectre des impulsions contra-propagatives .....	152
5.5.3.	Performances de la source .....	153
5.5.4.	Du dispositif expérimental au prototype .....	156
5.6.	Conclusion au chapitre .....	157
Chapitre 6 -	Conclusion générale .....	159
Annexe A.	Guidage dans les fibres optiques .....	161
Annexe B.	Calcul de l'interférence entre deux faisceaux.....	165
Publications et communications de l'auteur .....		167
Publications .....		167
Communications.....		167
Bibliographie .....		169
Table des illustrations .....		179
Table des tableaux .....		187





## Introduction générale

Les premières sources laser sont apparues dans les années 60. Elles n'ont cessé d'évoluer au rythme des nouvelles découvertes et des nouveaux besoins. Les sources laser à fibres sont presque aussi anciennes que les lasers, la première source laser à fibre optique date de 1964 (Koester et al., 1964). Mais il a fallu attendre l'amélioration des technologies liées aux fibres optiques dans les années 80, pour que les sources laser à fibres optiques se développent. Néanmoins la puissance de ces sources n'est alors que de quelques centaines de milliwatts. C'est le développement des fibres optiques à double gaine en 1989 par Snitzer (Snitzer et al. 1989) qui a permis l'augmentation des puissances. Les fibres doubles gaines permettent l'utilisation de diodes laser multimodes pour le pompage des sources laser à fibre monomode. La puissance des sources laser à fibre atteint aujourd'hui plusieurs dizaines de kilowatt en régime continu.

L'utilisation de fibres doubles gaines a permis l'augmentation des puissances mais elle amène aussi de nouvelles limitations. La longueur de fibre double gaine nécessaire pour atteindre une absorption comparable à celles de fibres simples gaines est supérieure. Cela a pour effet de réduire le seuil d'apparition d'effets non linéaires, comme la diffusion Brillouin stimulée. Ce qui limite la puissance crête des sources utilisant une fibre double gaine.

Le développement des lasers à fibre ne s'est pas fait de manière homogène suivant les longueurs d'onde émises. Ce sont les sources laser autour de 1  $\mu\text{m}$ , principalement pour des applications industrielles, et de 1,5  $\mu\text{m}$ , principalement pour des applications télécom, à base de fibre dopée erbium (Er), ytterbium (Yb) et Er/Yb qui ont été le sujet de ces développements. Les fibres dopées thulium (Tm) qui permettent d'émettre autour de 2  $\mu\text{m}$  et holmium (Ho) qui permettent d'émettre autour de 2,1  $\mu\text{m}$  ont commencé à profiter des avancées faites sur les fibres optiques au début des années 2000. Le thulium suscite plus d'intérêt que l'holmium car le thulium présente des bandes d'absorption permettant d'utiliser des diodes laser multimodes autour de 793 nm grâce à la technologie des fibres doubles gaines.

Aujourd'hui les fibres dopées thulium disponibles permettent de créer des sources laser qui atteignent 600 W continu autour de 2  $\mu\text{m}$ . Néanmoins les sources laser à fibres dopées thulium sont loin d'avoir atteint la maturité des sources à 1,5  $\mu\text{m}$ .

### Contexte de l'étude

La montée en puissance récente des sources laser à fibre suscitent de nouveaux besoins applicatifs. Le premier de ces besoins est de disposer de davantage de puissance, mais aussi de sources fines spectralement, impulsionsnelles, ou encore accordables en longueur d'onde. Les applications sont multiples ; applications médicales, Lidars, industrielles, militaires, spectroscopiques, de détection cohérente...

Pour répondre aux besoins de ces applications, il est nécessaire de développer de nouvelles sources laser autour de 2  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde. C'est dans ce contexte que se situe notre étude. Le but est de développer une source capable de répondre aux besoins exigeants des

applications Lidars et de spectroscopie cohérente. Pour cela, cette source laser doit générer des impulsions cohérentes, polarisées linéairement, de forte puissance, à une longueur d'onde particulière 2050 nm et avec une grande finesse spectrale.

Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé dans le cadre d'une thèse CIFRE (Conventions Industrielles de Formation par la Recherche) entre la société Keopsys et Telecom ParisTech. Les travaux ont été principalement réalisés dans les laboratoires de l'Onera, compte-tenu de l'expertise acquises sur les technologies des lasers à fibres à 2 $\mu$ m. Ce travail a contribué au projet DROSOFIL (Doubly Resonant OPO for SpectrOscopy pumped by a Fiber Laser), un projet de recherche interne à l'Onera pour la réalisation d'une source cohérente pour la spectroscopie dans la bande 6-12  $\mu$ m. L'approche choisie consiste à développer une source laser OPO dans la bande 6-12  $\mu$ m pompée par un laser à fibre à 2050 nm. C'est ce dernier qui est l'objet de ce manuscrit.

Cette étude est aussi l'occasion de développer pour la société Keopsys de nouvelles gammes de sources laser à 2  $\mu$ m. En effet le développement de la source va nous amener à répondre à de nombreuses contraintes liées à l'exigence du cahier des charges. Les enseignements et développements tirés de cette étude pourront être appliqués au développement sources lasers industrielles avec un cahier des charges précis.

Les résultats présentés dans ce manuscrit sont le fruit du travail réalisé conjointement à l'Onera, dans l'unité SLS (Sources Laser et Système lidar) et Keopsys.

## **Contenu du manuscrit**

Les résultats présentés dans ce manuscrit sont le fruit du travail réalisé à l'Onera, dans l'unité SLS (Sources Laser et Système lidar) et à Keopsys dans le département de recherche et développement.

Le premier chapitre est consacré à une présentation des fondamentaux sur les fibres sources laser à fibres. Ce chapitre commence par la présentation des besoins et applications en sources laser autour de 2  $\mu$ m. Nous reviendrons plus en détail sur les applications visées par ce travail et les problématiques qui en résultent. Après cela, nous détaillerons les propriétés des fibres optiques et les particularités des différentes sources laser à fibre. Le premier chapitre se termine par une revue des sources laser autour de 2  $\mu$ m issues de la littérature, des familles de sources laser disponibles commercialement.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude des fibres dopées thulium. Nous présentons les propriétés spectroscopiques de l'ion  $Tm^{3+}$  dans la silice avec les principaux mécanismes de transition énergétiques du  $Tm^{3+}$ . Ensuite nous présentons les caractéristiques des fibres disponibles et notamment les temps de vie et les sections efficaces d'émission et d'absorption. Enfin nous décrivons une étude originale sur les effets de la température sur les fibres dopées  $Tm^{3+}$ .

Le troisième chapitre présente le modèle numérique des amplificateurs à fibres dopées  $Tm^{3+}$ . Nous développons l'ensemble des équations qui décrivent le fonctionnement des amplificateurs et l'adaptation de ces équations aux régimes continu et impulsionnel. Nous décrivons l'ensemble des hypothèses et restrictions nécessaires à chaque régime de

## Introduction générale

fonctionnement. Dans chacun des régimes, les résultats expérimentaux sont comparés à des résultats de simulations. Nous en tirons des enseignements sur les limitations du modèle dans certaines architectures de sources laser. Enfin, nous présentons un exemple d'utilisation du modèle, avec une étude sur l'architecture de pompage optimal des amplificateurs à 2050 nm.

Le quatrième chapitre s'intéresse à la conception de la source laser impulsionnelle réalisée au cours de ce travail de thèse. Nous avons réalisé une source impulsionnelle, monofréquence, linéairement polarisée, avec un  $M^2$  proche de 1. Nous présentons en détail le choix de l'architecture de la source. La réalisation de la source fait intervenir trois étages d'amplification qui sont décrits avec leurs spécificités. La puissance en sortie est limitée par la diffusion Brillouin stimulée.

Le cinquième et dernier chapitre présente le moyen de dépasser la limitation en puissance causée par la diffusion Brillouin stimulée. Nous commençons par présenter la théorie sur cet effet non linéaire. Puis nous présentons une étude biographique sur diverses solutions permettant de réduire cet effet. La mise en œuvre d'une de ces méthodes sur la source laser est décrite. La source laser atteint finalement une puissance crête de 1 kW. Pour finir nous relatons les travaux de montage compact de la source expérimentale pour la rendre transportable.



# Chapitre 1 - Généralités sur les sources laser à 2 $\mu\text{m}$

## 1.1.Introduction du chapitre

Le développement des sources laser à fibres dopées Ytterbium a commencé il y a une trentaine d'année. Ces sources sont aujourd'hui matures et atteignent des puissances continues de l'ordre de la dizaine de kilowatt. Leur puissance et leur fiabilité font qu'elles sont très présentes dans l'industrie. Les sources à fibres dopées Erbium/Ytterbium sont plus récentes et moins développées que les sources ytterbium. Leur marché principal est celui des télécoms mais d'autres applications sont en cours de développement comme celui des Lidars anémométriques. On peut citer dans ce domaine la société Leosphere qui utilise ce type de source laser. Les sources laser à base de fibre optiques dopées thulium sont plus récentes encore, elles n'ont été développées que depuis une dizaine d'années. Cette technologie est peu mature surtout pour les sources laser émettant au-delà de 2  $\mu\text{m}$ . Il y a de nouveaux domaines applicatifs pour les lasers à fibre qui se développent, elles sont appelées à remplacer notamment les sources laser  $\text{CO}_2$  pour les applications lidars car elles sont plus compactes et moins sensibles aux vibrations.

Le thulium est un élément chimique qui peut émettre entre 1800 et 2100 nm avec un maximum d'émission autour de 1950 nm. C'est à cette longueur d'onde qu'émettent la plupart des sources laser thulium existantes. La difficulté est de concevoir une source émettant au-delà de 2  $\mu\text{m}$ , là où se trouvent la plupart des applications.

Au cours de ce chapitre nous nous intéresserons au développement des sources laser à fibres. La seconde partie du chapitre sera consacrée à une présentation générale des besoins et applications des sources laser à fibres autour de 2  $\mu\text{m}$  et plus spécifiquement à 2050 nm. Il s'agit d'une bande de longueur d'onde où se trouvent des raies d'absorption de molécules importantes comme le  $\text{CO}_2$ . Nous présenterons ensuite des généralités sur les fibres optiques et une présentation générales des architectures des lasers et amplificateurs fibrés. Finalement, nous décrirons l'évolution des sources laser à fibre dopée thulium à partir de la littérature et des sources laser disponibles commercialement.

## 1.2.Besoins et applications

Les applications des lasers autour de 2  $\mu\text{m}$  sont nombreuses et chaque application correspond à des besoins spécifiques. Nous allons détailler certaines ici certaines applications.

### 1.2.1. Importance des sources à sécurité oculaire

Une première caractéristique recherchée pour les sources laser est le fait d'être à sécurité oculaire. Les sources à sécurité oculaires sont nécessaires pour toutes les applications en espace libre. C'est le cas des sources laser qui émettent autour de 2  $\mu\text{m}$ . La norme européenne EN 207 fixe les niveaux de protection oculaire nécessaires en fonction des longueurs d'onde, des

énergies par  $\text{cm}^2$  et des durées d'impulsions. Ainsi à 2050 nm, l'exposition maximale permise pour des impulsions de 1  $\mu\text{s}$  est de 0,1  $\text{J}/\text{cm}^2$ , soit niveau  $10^5$  fois plus élevé que pour des impulsions autour de 800 nm. Les sources à sécurité oculaires sont nécessaires pour toutes les applications en espace libre. C'est le cas des sources laser qui émettent autour de 2  $\mu\text{m}$ .

En effet l'humeur aqueuse, la cornée et le cristallin absorbent la lumière autour de 2  $\mu\text{m}$  (cf. Figure 1.1). Cela est principalement dû à l'absorption de l'eau à cette longueur d'onde.

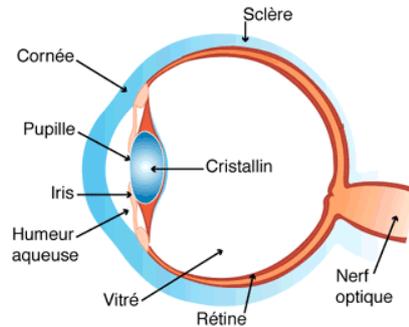
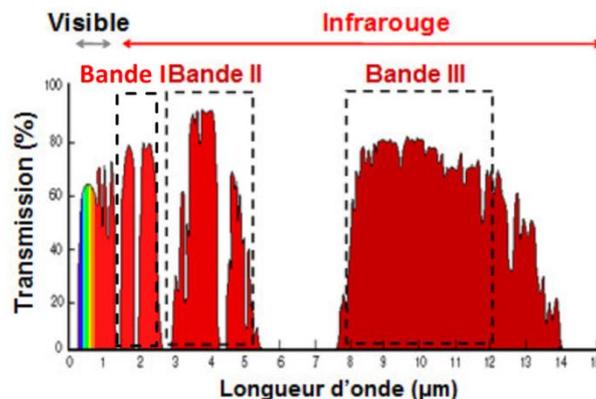


Figure 1.1 : Coupe d'un œil humain. Source <sup>1</sup>.

Ces deux membranes protègent la rétine des radiations de longueur d'onde supérieure à 1,4  $\mu\text{m}$ . La rétine est la partie la plus fragile de l'œil qui ne peut se régénérer contrairement à la cornée et au cristallin tant que les niveaux d'exposition restent inférieurs à la norme. Les lasers émettant dans ces longueurs d'ondes sont qualifiés de laser à « sécurité oculaire ».

### 1.2.2. Lidars

Les longueurs d'ondes autour de 2  $\mu\text{m}$  correspondent aussi à une fenêtre de transmission de l'atmosphère, entre 2,05 et 2,3  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde, cf. Figure 1.2. Une bonne transmission de l'atmosphère ouvre la voie à de nombreuses applications de télédétection comme le lidar (light detection and ranging).



<sup>1</sup> <http://telescope-vlr94.e-monsite.com/pages/le-fonctionnement-de-l-oeil-humain.html>

Figure 1.2 : Fenêtres de transparences de l'atmosphère dans l'infrarouge, bandes I, II et III.  
D'après (Alhenc-Gelas, 2012).

La télédétection par laser ou lidar est un système basé sur le même principe que le radar mais utilisant un rayonnement laser au lieu d'ondes radio. Le lidar analyse les propriétés d'un faisceau renvoyé vers son émetteur. Une application répandue est le télémètre laser qui utilise la réflexion d'un laser par une cible pour en déterminer sa distance.

### *Lidar anémométrique*

Un type de lidar particulier est le lidar anémométrique qui permet de cartographier la vitesse du vent et d'étudier les turbulences, voir Figure 1.3. Ce lidar nécessite une source laser à sécurité oculaire, qui se propage dans l'atmosphère, avec une excellente qualité de faisceau et finesse spectrale.

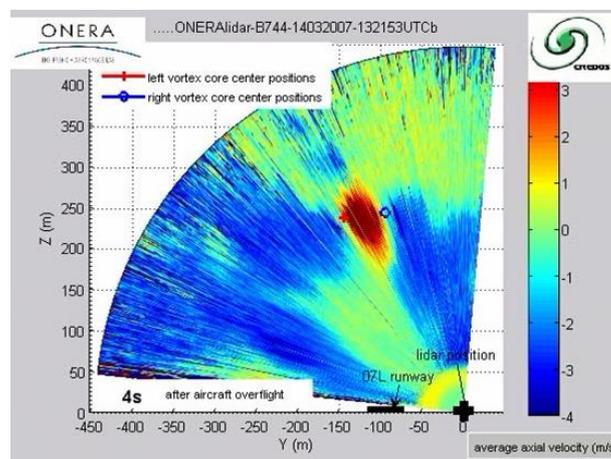


Figure 1.3 : Exemple de mesure d'un lidar anémométrique pour détecter les tourbillons de sillage, obtenus par l'Onera dans le cadre du projet Credos.

Les lidars anémométriques utilisent la rétrodiffusion d'un signal laser par des aérosols qui modulent la fréquence du signal par effet doppler pour mesurer la vitesse du vent. Le laser utilisé doit être monofréquence avec une faible largeur de raie (quelques MHz). On peut par exemple mesurer la vitesse du vent en altitude (Koch, et al., 2007) ou détecter des tourbillons de sillage après le passage d'un avion (Dolfi-Bouteyre, et al., 2008)(Koch, et al., 2007) en vue d'augmenter et de sécuriser le trafic aérien, surtout à proximité des aéroports. La portée maximale de ce type de lidar est de quelques kilomètres pour des cadences de l'ordre de la dizaine de kHz.

Les sources laser utilisées pour les lidars anémométriques nécessitent un niveau d'énergie par impulsions de l'ordre de 50  $\mu\text{J}$  pour une dizaine de kilomètres. La récente montée en puissance des sources laser fibrées à 2  $\mu\text{m}$  monofréquence (Fang, et al., 2011) pourrait permettre de remplacer les sources laser à solides basse cadence (10 Hz – 1 Hz) utilisées jusqu'ici (Koch, et al., 2007). La portée des lidars anémométriques est limitée par la fréquence

de répétition des sources laser à fibre autour de 10 kHz minimum, ce qui correspond à un temps de vol maximal de l'impulsion de  $10^{-4}$  s, soit une portée limite de 15 km.

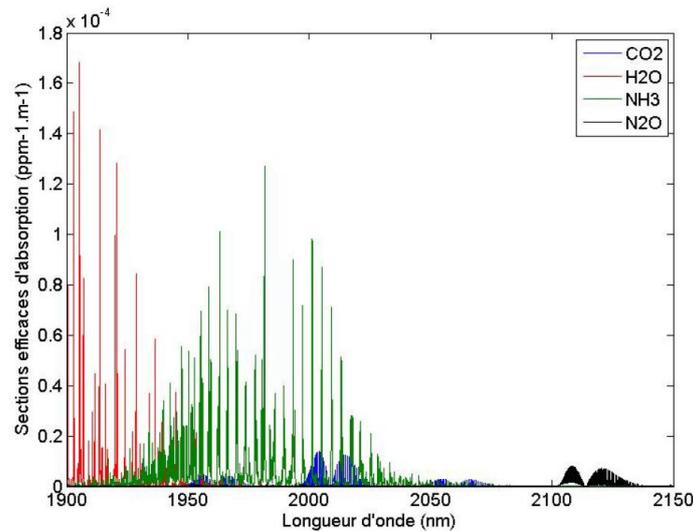


Figure 1.4 : Sections efficaces d'absorption simulées du  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{NH}_3$  et  $\text{N}_2\text{O}$  d'après la base HITRAN (Rothman, et al., 2009)

### *Spectroscopie*

La spectroscopie autour de 2  $\mu\text{m}$  s'intéresse en particulier aux gaz présents dans l'atmosphère qui possèdent des raies d'absorption dans cette bande et qui correspondent à une bande de transmission de l'atmosphère entre 1,4 et 2,3  $\mu\text{m}$ , la bande I, cf. Figure 1.2. Comme par exemple le dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ), la vapeur d'eau ( $\text{H}_2\text{O}$ ), l'ammoniac ( $\text{NH}_3$ ) et le protoxyde d'azote ( $\text{N}_2\text{O}$ ) (Taczak, et al., 1998)(Ehret, et al., 2008). La Figure 1.4 présente les spectres d'absorption simulés de ces gaz dans la bande 1900-2150 nm, d'après la base de données spectroscopique HITRAN (Rothman, et al., 2009). Les systèmes de spectroscopie à grande distance, pour mesurer la concentration de gaz dans l'atmosphère par exemple, nécessitent aussi des impulsions avec des énergies élevées mais pas nécessairement monofréquences mais avec une finesse spectrale inférieure à celle des raies d'absorption des gaz, soit inférieure au gigahertz. Le large spectre d'émission des fibres en silice dopée thulium les rend intéressante pour cette application. Elles permettent en effet de réaliser des sources accordables en longueur d'onde entre 1850 et 2000 nm. Les sources laser à fibres dopées thulium peuvent aussi de révéler utiles pour des applications plus courte distance, comme la mesure de gaz en espace confiné (mines, installations pétrolière), qui peuvent utiliser des cibles topographiques pour rétrodiffuser le signal et donc nécessitent beaucoup moins de puissance. Les sources fibrées sont compactes et résistent bien aux vibrations, idéales pour des systèmes portables.

### **1.2.3. Génération de supercontinuum**

Les supercontinuum sont des sources lumineuses très large bande (plusieurs  $\mu\text{m}$ ), spatialement cohérentes, peu divergentes et avec une luminance élevée. Les supercontinuum sont générés par l'élargissement spectral d'un faisceau de pompe, dans une fibre optique le plus

souvent, par des effets non linéaires. Les supercontinuum dans l'infrarouge peuvent permettre une mesure simultanée de différentes espèces chimique en particulier dans la bande II, Figure 1.2 (Dobroc, 2012). Pour la génération de supercontinuum dans la bande II, on utilise des fibres qui transmettent cette gamme de longueur d'onde et/ou possèdent des coefficients non linéaires élevés comme les verres de tellurites et de chalcogénures. La longueur d'onde de pompe optimale liée aux propriétés de dispersion des verres se situe autour de 2  $\mu\text{m}$  (Buccoliero, et al., 2010)(Renversez, et al., 2011) (Duhant, et al., 2011).

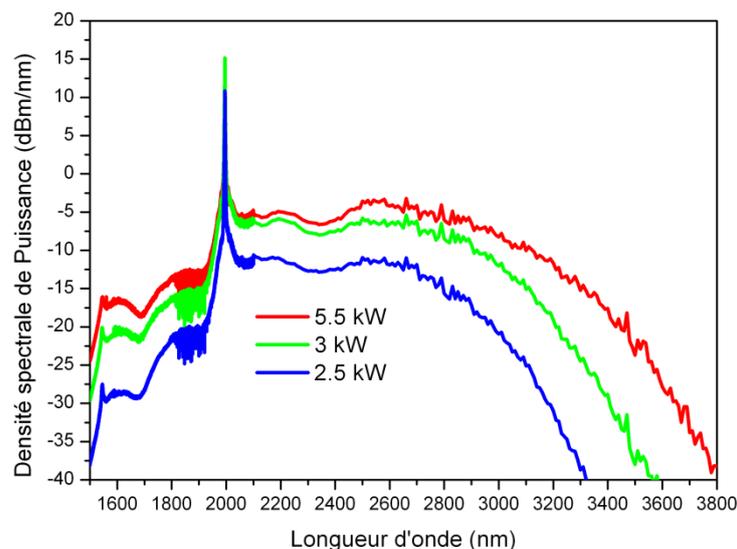


Figure 1.5 : Supercontinuum obtenus avec des fibres en verres fluoré pour différentes puissances crêtes avec des impulsions nanosecondes, d'après (Duhant, et al., 2011).

La génération de supercontinuum nécessite des puissances crête élevées, mais le seuil de dommage optique de ces matériaux est très faible, jusqu'à 10000 fois plus faible que la silice. Une solution consiste à utiliser des impulsions ultracourtes pico ou femtoseconde qui délivrent des puissances de plusieurs kilowatts. Par exemple, Duhant et al. ont généré des supercontinuum jusqu'à 3,8  $\mu\text{m}$  avec fibre en chalcogénures pompées par des sources laser picosecondes, à fibre dopée thulium émettant autour de 2  $\mu\text{m}$  pour des puissances crêtes de 8 kW, voir Figure 1.5 (Duhant, 2012)(Renard, 2012).

#### 1.2.4. Applications médicales

Les longueurs d'onde autour de 2  $\mu\text{m}$  sont absorbées par l'eau et donc la majorité des tissus humains qui sont composés d'eau absorbent aussi les longueurs d'onde autour de 2  $\mu\text{m}$ . Les longueurs d'onde autour de 2  $\mu\text{m}$  sont absorbées par l'eau. Les tissus humains sont composés majoritairement d'eau. Des applications médicales utilisant des lasers autour de 2  $\mu\text{m}$  sont en développement. Ces lasers permettent par exemple de découper la cornée en ophtalmologie ou de suturer des vaisseaux sanguins ou encore de détruire des calculs urinaires en chirurgie. Les applications sont très diversifiées, elles comprennent l'analyse biologique, la dentisterie, la dermatologie, l'ophtalmologie et la chirurgie. Les lasers à 2  $\mu\text{m}$  ne trouvent des applications

que dans ces deux derniers domaines pour l'instant. Ces applications ne nécessitent néanmoins pas de sources laser ayant une grande finesse spectrale, les applications médicales comme l'ablation et la cautérisation ne nécessitent pas des qualités de faisceau et spectrales différentes des lasers d'usinage.

L'ophtalmologie est la première discipline à utiliser des lasers, ce dès 1983 avec l'apparition du Lasik (Laser-Assisted In-Situ Keratomileusis) mis au point par Trokel et al. (Trokel, et al., 1983). Les lasers utilisés sont alors des lasers à excimères (ou laser à fluorure d'argon, ArF) qui émettent autour de 193 nm. L'opération consiste à découper un volet dans la partie externe de la cornée à l'aide d'un rabot mécanique, pour venir ensuite usiner la surface de la cornée découverte à l'aide du laser excimère, avant de remettre le volet en place. Au début des années 2000, sont apparus des Lasiks « tout laser », où le rabot est remplacé par un laser femtoseconde autour de 1060 nm. Cela a permis de réduire l'épaisseur de cornée nécessaire pour le volet. Mais les rayonnements à la longueur d'onde de 1060 nm sont peu absorbés par les tissus de la cornée, voir Figure 1.6, et peut provoquer des lésions sur les couches internes de l'œil. La Figure 1.6 montre 2 pics d'absorption pour la cornée à 1450 nm et 1950 nm. Des lasers femto-secondes entre 1650 nm et 1950 nm permettraient de réduire les effets secondaires des lasers émettant à 1060 nm tout en permettant de choisir la profondeur de pénétration du faisceau dans la cornée. Les lasers à fibre dopées thulium ont une bande d'émission qui peut couvrir une large plage de longueur d'onde allant de 1850 nm à 2100 nm, ils seraient bien adaptés pour cette application.

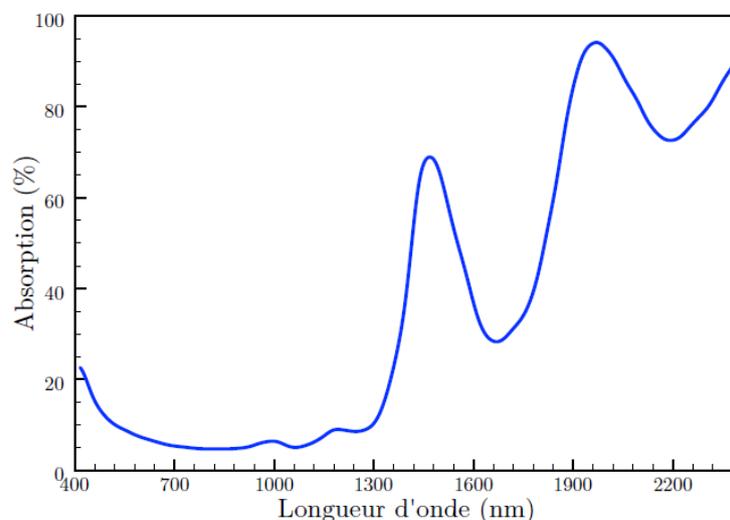


Figure 1.6 : Absorption typique d'une cornée, proche de celle de l'eau.  
D'après (Morin, 2010).

Les tissus du corps humain possèdent des bandes d'absorption, autour de 1450 nm et 1950 nm. Il est donc possible d'utiliser en chirurgie des lasers focalisés pour réaliser des ablations localisées sans pénétrer les couches inférieures d'un tissu, il s'agit du « bistouri laser ». L'utilisation de sources impulsionnelles permet de réduire l'échauffement des tissus tout en gardant un effet d'ablation ou un effet hémostatique (coagulant). Il a été démontré qu'un laser continu autour de la bande d'absorption de l'eau de 1450 nm de 40 W permettait une fusion et

une cautérisation complète et rapide ( $> 6$  s) d'importants vaisseaux sanguins de porc (Cilip, et al., 2013). On peut prédire un effet semblable à la longueur d'onde du second pic d'absorption de l'eau autour de 1950 nm. Actuellement les bistouris lasers utilisent des lasers à solide Tm:YAG, mais la compacité, la robustesse, l'efficacité et le prix de revient des sources laser à fibres dopée thulium en font de sérieux concurrents. D'autant plus que les opérations par endoscopie, qui utilisent des lasers guidés par des fibres optiques pour opérer de manière peu invasive, se développent et renforcent l'intérêt des sources laser à fibres pour ces applications.

### 1.2.5. Source de pompe pour oscillateurs paramétriques optiques

Un autre type d'application est le pompage d'oscillateurs paramétriques optiques (OPO) pour la génération de signal au-dessus de 5  $\mu\text{m}$ . Un OPO est un oscillateur harmonique qui permet de convertir un faisceau laser initial, appelé « pompe », à la fréquence  $\omega_p$  en deux autres faisceaux de fréquences inférieures appelé « signal » et « idler » de fréquences respectives  $\omega_s$  et  $\omega_i$  avec  $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ . La conversion de la pompe se fait par une interaction non-linéaire dans un cristal. Les caractéristiques des OPOs sont d'être accordables et de pouvoir émettre dans des bandes où les lasers classiques font défaut. Les principales applications des OPOs sont les lidars, les contre-mesures et la spectroscopie.

Le moyen infrarouge (entre 3 et 14  $\mu\text{m}$ ) et l'infrarouge lointain (au-delà de 14  $\mu\text{m}$ ) sont des bandes de longueur d'onde importantes pour la spectroscopie. En effet il existe des bandes de transparence de l'atmosphère, les bandes II et III, voir Figure 1.8, où de nombreuses espèces chimiques possèdent des bandes d'absorptions différenciées. Dans la bande III en particulier, certaines molécules organiques comme le méthane possèdent des signatures spectrales caractéristiques. Il est possible de différencier le  $\text{CH}_4$  du  $\text{C}_2\text{H}_4$  et du  $\text{C}_2\text{H}_6$  par exemple, ce qui n'est pas possible dans la bande II autour de 3  $\mu\text{m}$  où il existe une bande d'absorption caractéristique des alcanes (liaisons C-H), voir Figure 1.8. Ce qui rend la bande III très intéressante pour des applications de sécurité, de défense et d'analyse environnementales. Il existe différentes sources laser qui permettent d'émettre directement dans les bandes II et III de l'atmosphère, comme les lasers à gaz ( $\text{CO}$  et  $\text{CO}_2$ ), les lasers à métaux de transition ou les lasers à cascade quantique (Figure 1.8). Néanmoins les lasers à gaz sont peu accordables, peu efficaces et ne permettent pas de couvrir une grande largeur spectrale. Les lasers à cascade quantique couvrent les bandes II et III, mais ces sources laser récentes restent encore peu développées, leur puissance est encore faible et leur accordabilité est limitée. Les sources non linéaires sont les sources les plus mures pour une émission dans les bandes II et III.

Parmi les sources laser à métaux de transition, les plus courants utilisent des ions  $\text{Cr}^{2+}$  comme élément actif avec un élément du groupe II-VI, voir Figure 1.7 : Spectres d'absorption relatifs de  $\text{Cr}^{2+}$ -II-VI avec les efficacités relatives des sources laser existantes, d'après Figure 1.7. Ils couvrent une bande assez large entre 2 et 4  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde (Godard, 2007). Ils sont pompés à 2  $\mu\text{m}$  par des lasers à milieu solide massif ou des lasers à fibre.

Les lasers à métaux de transition sont des sources laser prometteuses pour l'émission entre 2 et 4  $\mu\text{m}$ , avec des puissances élevées de l'ordre de plusieurs watts moyen, suffisantes pour

pomper des OPO, cf. (Zakel, et al., 2005). Néanmoins ces sources laser possèdent les défauts des sources laser à solide comme les effets de lentilles thermique et des qualités de faisceau inférieures aux les sources laser à fibre.

Les OPOs permettent de générer de puissantes impulsions dans les bandes II et III (Mason, et al., 2008; Godard, 2007), utilisés principalement pour des applications de spectroscopie et de défense (contre-mesures (Titterton, 2005), détection à distance). Le développement de ces sources est lié au développement de cristaux non linéaires efficaces et des sources de pompe puissantes et fiables adaptées. En bande II, les cristaux utilisés sont majoritairement à base d'oxydes comme le niobate de lithium,  $\text{LiNbO}_3$  (LN), le phosphate de potassium titanyl,  $\text{KTiOPO}_4$  (KTP), l'arséniate de potassium titanyl,  $\text{KTiAsO}_4$  (KTA), l'arséniate de rubidium titanyl,  $\text{RbTiAsO}_4$  (RTA), ou le tantalate de lithium,  $\text{LiTaO}_3$  (LT). Tous ces cristaux peuvent être pompés par des sources laser autour de 1  $\mu\text{m}$  par des lasers à solide Nd :YAG ou des lasers à fibre dopée ytterbium.

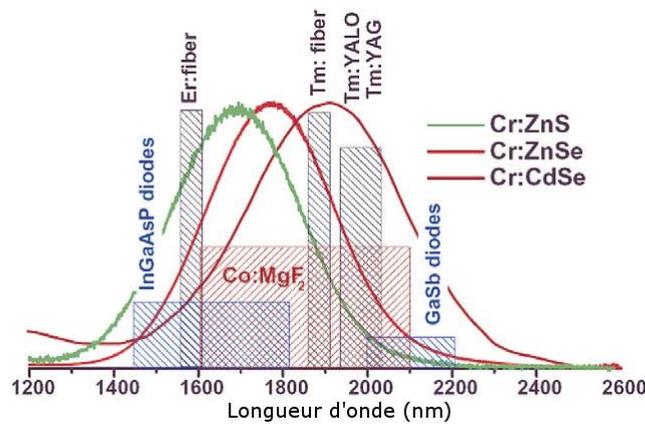


Figure 1.7 : Spectres d'absorption relatifs de  $\text{Cr}^{2+}$ -II-VI avec les efficacités relatives des sources laser existantes, d'après (Sorokina, 2004).

Pour accéder à la bande III, il est nécessaire d'utiliser des matériaux moins communs à base de semi-conducteur comme le zinc germano-diphosphate,  $\text{ZnGeP}_2$  (ZGP), le sélérate de cadmium,  $\text{CdSe}$ , le thiogallate d'argent,  $\text{AgGaS}_2$  (AGS), le selenogallate d'argent,  $\text{AgGaSe}_2$  (AGSe), ou l'arséniate de gallium,  $\text{GaAs}$ . Ces cristaux nécessitent généralement un pompage au-delà de 2  $\mu\text{m}$  à cause des absorptions linéaires ou non-linéaires. Les bandes d'émissions de ces cristaux sont présentées Figure 1.9.

Néanmoins, il est difficile de trouver un cristal qui permette de réaliser un OPO accordable sur toute la bande III, de 8 à 12  $\mu\text{m}$ . Les premières expérimentations d'OPO accordables monomodes transverses ont été réalisées par Raybaut et al. avec un cristal de  $\text{CdSe}$ , mais sans réussir à couvrir toute la bande III (Raybaut, 2006). Le  $\text{GaAs}$  orienté (ou Op- $\text{GaAs}$ ) est un cristal prometteur pour couvrir toute la bande III, mais il nécessite soit un pompage entre 1,7 et 1,8  $\mu\text{m}$  où il est difficile de trouver une source laser efficace, soit un pompage au-dessus de 2  $\mu\text{m}$  pour éviter les absorptions multi-photon qui réduisent l'efficacité.

Chapitre 1 - - Généralités sur les sources laser à 2 μm

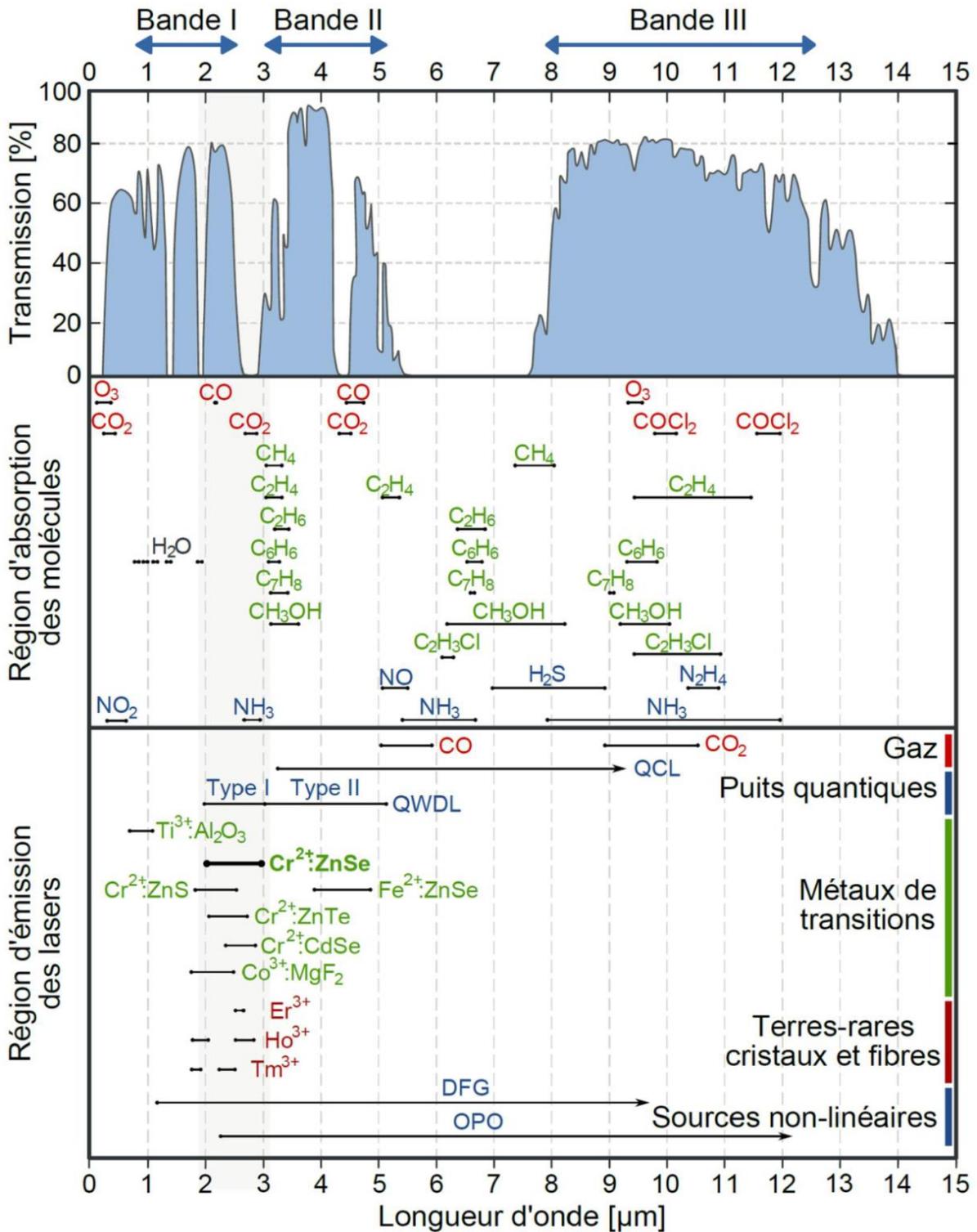


Figure 1.8 : Fenêtre de transmission de l'atmosphère dans l'infrarouge, bandes d'absorption des principales espèces chimiques et bandes d'émission des différentes sources laser correspondantes d'après (Renard, 2012) (Jaeck, 2009)(Rablau, 1999)(Tittel, et al., 2003).

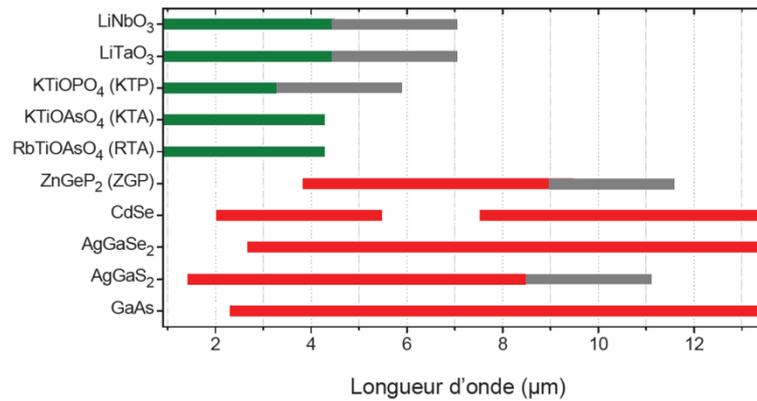


Figure 1.9 : Couverture spectrale des différents cristaux non linéaires pour OPO, avec en gris les zones de pertes d'efficacité dues à de l'absorption multi-photon (Godard, 2007; Dherbecourt, 2010).

Le ZGP est un cristal intéressant qui permet de couvrir la partie haute de la bande II, où les cristaux à base d'oxydes sont moins efficaces (cf. Figure 1.9), et la partie basse de la bande III que le CdSe couvre mal. Néanmoins le ZGP nécessite d'être un pompage au-dessus de 2050 nm pour éviter les effets d'absorption multi-photon, comme pour le GaAs.

Les sources laser à fibres dopée thulium sont bien adaptées au pompage d'OPO, en particulier de cristaux de ZGP et de GaAs, car elles ont une forte brillance ( $M^2$  proche de 1), elles peuvent être linéairement polarisées et émettre au-dessus de 2  $\mu\text{m}$  (Creeden, et al., 2009). De plus les sources laser à fibres MOPA permettent une modulation de la forme d'impulsion (Shen, et al., 2009), de la fréquence de répétition et de la longueur d'onde (Klein, et al., 2003). Le principe de fonctionnement des OPOs est de transformer le faisceau de pompe en un faisceau de signal et un d'idler, comme nous l'avons vu précédemment. Mais cela implique que la finesse spectrale des faisceaux de signal et d'idler est fonction de la finesse spectrale du faisceau de pompe. Il existe d'ailleurs des OPO compacts qui nécessitent des sources laser de pompe compactes et fines spectralement comme la source NesCOPO (compact nested cavity doubly resonant OPO) (Desormeaux, et al., 2004) (Barria, et al., 2013). L'objectif de ces sources étant la spectroscopie monofréquence et avec un  $M^2$  proche de 1, elles nécessitent des sources de pompe qui soient monofréquences et monomodes spatial, tout en ayant des puissances élevées et le tout aux longueurs d'ondes d'absorptions des cristaux. Il n'existe actuellement pas de source dans la littérature de sources capables de pomper de tels OPOs utilisant des cristaux de ZGP ou de GaAs.

La source laser développée dans ce manuscrit répond aux besoins de la pompe d'OPO développés dans le cadre du projet interne à l'Onera DROSOFIL (Doubly Resonant OPO for Spectroscopy pumped by a Fiber Laser, OPO doublement résonnant pompé par un laser à fibre pour la spectroscopie). Il s'agit d'un projet de recherche de l'Onera visant à développer une source laser OPO de laboratoire pour la conduite d'analyses de gaz toxiques ou polluants. Ces OPOs doivent être compacts, fins spectralement, et utilisent des cristaux de ZGP et de CdSe pour émettre dans la bande 6-12  $\mu\text{m}$ , cf. Figure 1.10.

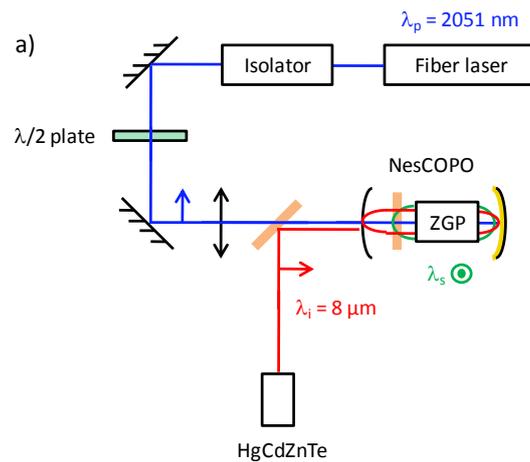
Chapitre 1 - - Généralités sur les sources laser à 2  $\mu\text{m}$ 

Figure 1.10 : Exemple d'OPO émettant à 8  $\mu\text{m}$  avec un cristal de ZGP pompé par un laser à fibre à 2051 nm. (Clément et al. 2014)

### 1.3. Généralités sur les fibres optiques passives

#### 1.3.1. Guidage dans les fibres optiques en silice

Dans sa forme la plus simple, une fibre optique est composée d'un cœur central de verre de rayon  $a$  avec un indice de réfraction  $n_1$  entouré par la gaine, une couche de verre de rayon  $b$  avec un indice de réfraction  $n_2$ , légèrement inférieur à  $n_1$ , allant typiquement de 0,1 à 1 % suivant les fibres. Ce type de fibre est appelé fibre à saut d'indice car l'indice optique change brutalement à l'interface cœur/gaine. Les faisceaux lumineux qui se propagent dans cœur de la fibre obéissent à la loi de Snell-Descartes. Pour qu'un faisceau se propage dans le cœur de la fibre optique, voir Figure 1.11, il faut que l'angle qu'il fait avec l'interface cœur/gaine soit suffisamment faible pour obéir aux conditions de réflexion totale interne. Cela revient à ce que le faisceau pénètre dans le cœur de la fibre avec un angle inférieur à  $\arctan(\sqrt{n_1^2 - n_2^2})$ . On définit ainsi l'ouverture numérique (ON) comme la tangente de cet angle limite. Soit  $ON = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ . Il s'agit de l'approche géométrique de la propagation dans la fibre optique.

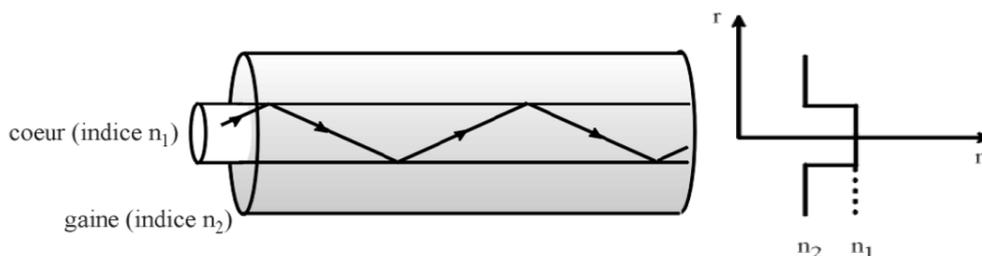


Figure 1.11 : Propagation d'un faisceau laser dans une fibre à saut d'indice. A droite, profil radial de l'indice de réfraction.

Il existe une autre approche de la propagation dans les fibres optiques, l'approche ondulatoire, qui est détaillée dans l'Annexe A.

### 1.3.2. Fabrication des fibres optiques

#### 1.3.2.1. Matériaux utilisés

Les fibres optiques classiques sont composées de silice ( $\text{SiO}_2$ ). La silice sous vitreuse forme une matrice où la maille de base est un tétraèdre de  $\text{SiO}_4$  (voir Figure 1.12). L'indice de réfraction de la silice est de 1,44 à 2  $\mu\text{m}$ . Pour changer l'indice de réfraction du verre, on ajoute dans la silice un dopant passif dont le rôle est de modifier l'indice de réfraction. Pour augmenter l'indice optique, le dioxyde de germanium ( $\text{GeO}_2$ ) est couramment utilisé car son indice est très élevé, autour de 4 et il est transparent dans l'infrarouge. L'alumine ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) est aussi utilisée pour augmenter l'indice optique de la fibre. Néanmoins son indice optique est plus faible, autour de 1,7, il en faut donc plus pour changer l'indice que d'oxyde de germanium. La taille de la molécule d'alumine est plus élevée que la silice ou le dioxyde de germanium. Doper la silice avec de l'alumine permet de distordre la maille de la matrice vitreuse et augmente sa capacité à accueillir d'autres dopants. Pour réduire l'indice de réfraction de la fibre optique, le fluor est utilisé, il permet de réduire l'indice de 0,31 % par pourcentage de masse de fluor ajouté dans le verre. On peut aussi utiliser divers dopants comme le phosphore ou le bore.

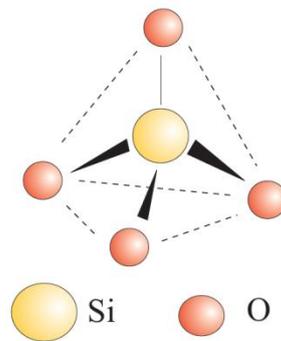


Figure 1.12 : Tétraèdre de  $\text{SiO}_4$ .

#### 1.3.2.2. Le dépôt en phase vapeur

Plusieurs méthodes sont utilisées pour la fabrication de fibres optiques. La plus courante est le dépôt en phase vapeur modifié (MCVD) (Gowar, 1993). Une première étape consiste à placer un tube de substrat creux en rotation horizontale dans un tour de verrier. Des gaz sont injectés à l'intérieur et vont se déposer sur les parois sous l'effet de la chaleur, voir Figure 1.13.

Dans le cas de fibres en silice, le substrat est un tube de silice et les gaz sont majoritairement le  $\text{SiCl}_4$  et l' $\text{O}_2$  et des gaz de dopant comme le  $\text{GeCl}_4$ . Le  $\text{SiCl}_4$  et l' $\text{O}_2$  réagissent ensemble pour former du  $\text{SiO}_2$  solide et du  $\text{Cl}_2$  gazeux. Le tube de verre ainsi créé est appelé préforme. Cette préforme fait typiquement un mètre de long pour un diamètre de quelques centimètres.

Lors de la seconde étape, la préforme est placée en haut d'une tour de fibrage. Son extrémité est placée dans un four et chauffée autour de 2000 °C. Un système vient étirer l'extrémité. La vitesse et la température sont contrôlées de manière à obtenir une fibre de diamètre constant. Une couche de polymère protecteur est ajoutée et la fibre est enroulée. Suivant la taille de la préforme, la longueur des fibres peut atteindre une centaine de kilomètre, pour les applications télécom notamment.

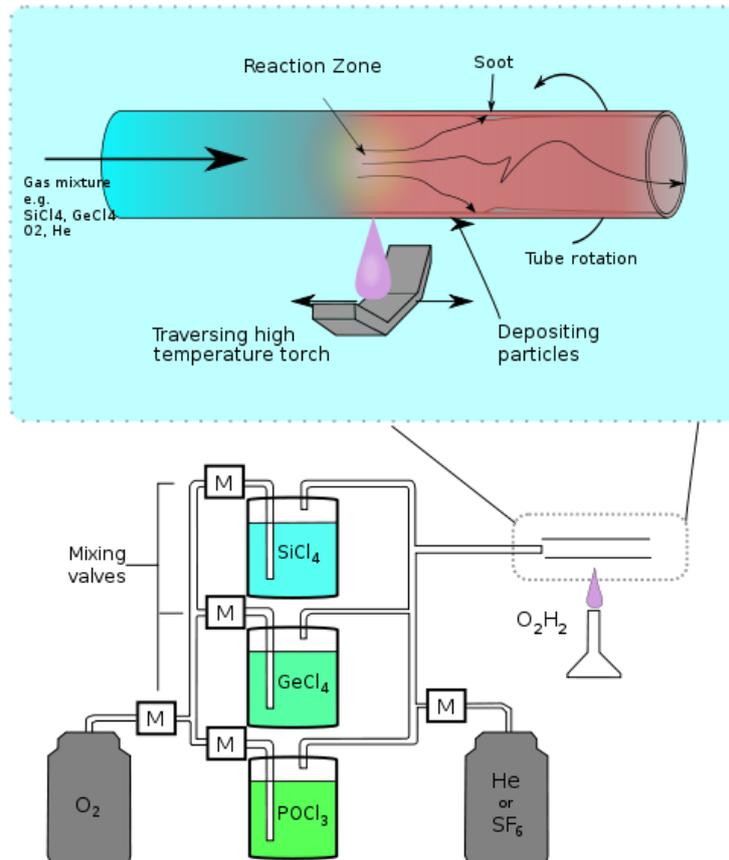


Figure 1.13 : Exemple de MCVD avec un substrat de silice et différent dopant (Ge, P, F).  
Source <sup>2</sup>.

### 1.3.3. Fibres optiques LMA

Les fibres optiques classiques, monomodes ( $V < 2,405$ ) ont des diamètres de cœur qui vont de 5 à 11  $\mu\text{m}$ . Ces fibres guident des faisceaux avec un diamètre de mode proche de celui du cœur. La relativement petite taille de ces modes pose problème pour les fortes puissances, les seuils d'effets non-linéaires sont rapidement atteints. Un moyen d'augmenter les seuils est d'augmenter de diamètre de mode en élargissant la taille du cœur, mais dans ce cas la fibre

<sup>2</sup> [http://en.wikipedia.org/wiki/Optical\\_fiber](http://en.wikipedia.org/wiki/Optical_fiber)

devient multimode. Mais, comme présenté en introduction, les sources laser à fibre atteignent aujourd'hui des puissances de l'ordre du kilowatt tout en restant quasi-monomode. Cela est dû au développement des fibres à larges modes (LMA). Le but premier du développement des fibres LMA était l'accroissement de l'énergie stockée dans le cœur et donc de la puissance extractible de la fibre. Ces fibres possèdent un diamètre de cœur supérieur aux fibres monomodes classiques, 25  $\mu\text{m}$  par exemple, mais leur ouverture numérique est inférieure, 0,06 par exemple. Une fibre avec  $2a = 25 \mu\text{m}$  et  $\text{ON} = 0,09$  possède une fréquence normalisée  $V = 3,45$  à 2050 nm. Elle n'est pas monomode, elle peut guider deux modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$ . L'ouverture numérique est limitée par une borne basse. Par exemple, une ouverture numérique de 0,09 nécessite une différence d'indice entre le cœur et la gaine inférieure à 0,1 %, difficile à contrôler lors de la fabrication des fibres. Or la qualité de faisceau se dégrade lorsqu'une fibre n'est plus monomode.

La qualité de faisceau détermine la capacité de focalisation d'une source laser ou au contraire sa divergence en champ lointain. La qualité de faisceau d'un laser peut être caractérisée par le paramètre  $M^2 = \left(\theta \omega_0 \frac{\pi}{\lambda}\right)^2$  avec  $\theta$  l'angle de divergence en champ lointain,  $\omega_0$  le rayon du mode au point focal et  $\lambda$  la longueur d'onde, voir Figure 1.14. Le  $M^2$  ne peut être physiquement inférieur à 1 qui correspond à un faisceau avec un mode transverse parfaitement gaussien ne subissant que la diffraction. C'est un des grands avantages des sources laser à fibre monomode transverse, elles ont généralement un  $M^2$  proche de 1, le mode fondamental  $LP_{01}$  étant proche d'une gaussienne.

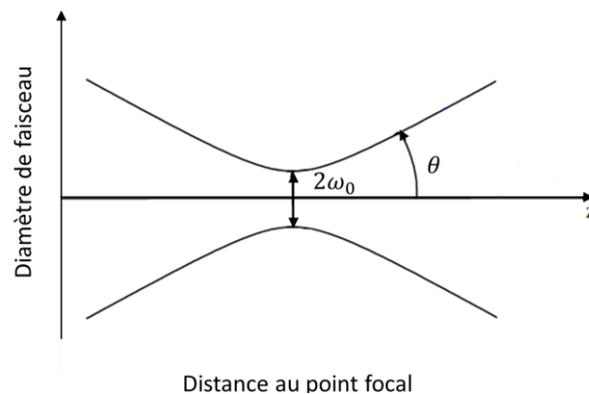


Figure 1.14 : Diamètre d'un faisceau autour du point focal

Un faisceau n'est pas toujours parfaitement circulaire, il est souvent nécessaire de différencier le  $M^2$  suivant deux axes orthogonaux. C'est le cas par exemple du mode  $LP_{11}$ . Ce mode a un  $M^2$  moyen de 1,5. C'est-à-dire que son  $M^2$  horizontalement est de 2, pour un  $M^2$  vertical de 1. Ainsi une l'utilisation d'une fibre qui n'est pas monomode dégrade la qualité de faisceau.

Mais il existe des techniques pour n'exciter que le mode fondamental qui permettent de limiter la dégradation de qualité de faisceau lors de l'utilisation d'une fibre LMA multimode. Par exemple il est possible de d'augmenter les pertes des modes supérieurs par courbure des fibres, cf. (Koplow et al. 2000). Nous avons préféré n'injecter que le mode fondamental  $LP_{01}$ .

Les fibres LMA ont contribué à l'augmentation de la puissance des sources laser monomodes. En effet dans une fibre LMA le milieu actif (le cœur) a un volume supérieur à une fibre standard. Par exemple, l'aire du mode fondamental d'une fibre LMA de 25  $\mu\text{m}$  de diamètre est 6 fois plus grande que celui d'une fibre classique de 10  $\mu\text{m}$ . Les fibres LMA peuvent absorber plus d'énergie de pompe et les seuils des effets non-linéaires y sont plus élevés, de même que la puissance de saturation. Elles sont donc dédiées à l'amplification de signaux de puissance déjà élevés.

### 1.3.3.1. Fibres optiques à maintien de polarisation

Une fibre optique monomode ne guide pas en réalité un seul mode électromagnétique car elle peut guider deux modes électromagnétiques dégénérés polarisés orthogonalement. Dans des conditions parfaites, un mode excité avec une polarisation donnée se propage avec conservation de la polarisation. Dans la réalité, les fibres subissent des phénomènes de biréfringence induite causés par des compressions, des torsions, des variations infimes de diamètre ou de symétrie... Ce qui a pour effet de rendre l'état de polarisation aléatoire sur de grandes longueurs de fibre. Pour transmettre la lumière en maintenant la polarisation d'entrée, les fibres à maintien de polarisation (PM) ont été développées. Les fibres sont rendues fortement biréfringentes dans le cœur en ajoutant, par exemple, des barreaux de verre dopés au bore. La biréfringence réduit le couplage entre les polarisations. La lumière injectée suivant un des deux axes de la fibre conserve sa polarisation le long de la fibre, cf. Figure 1.15. Ces barreaux ont une température de fusion légèrement plus élevée que celle du reste de la préforme. En se refroidissant, les barreaux impriment une contrainte mécanique qui génère une biréfringence linéaire dans le cœur de la fibre, voir Figure 1.15.

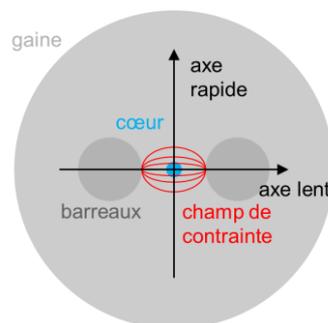


Figure 1.15 : Schéma d'une fibre à maintien de polarisation avec les axes de biréfringence.

Si un mode dégénéré est injecté dans la fibre suivant un des axes de biréfringence de la fibre, il se propage sans variation d'état de polarisation le long de la fibre. Il existe plusieurs type structures qui influent sur la biréfringence modale, voir Figure 1.16. La plus utilisée est la fibre de type panda.



Figure 1.16 : Exemples de fibres à maintien de polarisation. A gauche une fibre de type panda et à droite une fibre nœud papillon.

## 1.4. Les fibres optiques actives

### 1.4.1. Les terres rares

Les dopants actifs viennent créer des bandes d'absorption et d'émission de photon spécifiques dans la fibre. Les dopants actifs les plus couramment utilisés sont les terres rares (ou lanthanides). Ce sont des éléments chimiques dont le numéro atomique va de 57 à 71. Contrairement à ce que laisse penser leur nom, ces éléments sont relativement abondants sur terre. Le cérium (Ce) est le 27<sup>ème</sup> élément le plus abondant sur terre (autant que le cuivre). Les terres rares sont utilisées dans le nucléaire, l'électronique et l'optique. Ces éléments ont une structure électronique particulière qui leur confère des propriétés optiques intéressantes, plus particulièrement cinq d'entre eux : le néodyme (Nd), l'holmium (Ho), l'erbium (Er), le thulium (Tm) et l'ytterbium (Yb).

La structure électronique des terres rares est anormale : les couches externes 5s 5p et 6s sont déjà complètes alors que la couche 4f se remplit progressivement de 0 pour le Lanthane à 14 pour le Lutécium. Les couches externes génèrent un potentiel d'écran qui isole relativement la couche 4f de l'environnement électrique externe à l'atome. La protection offerte par les couches externes diminue l'effet de l'environnement. En particulier, les transitions optiques conservent une forme de raie relativement étroite lorsque les ions sont disséminés dans un hôte au lieu d'adopter une forme de bandes large si les électrons étaient délocalisés. L'autre conséquence est que les atomes de terres rares au sein d'un hôte solide se couplent peu aux vibrations du verre. La durée de vie non-radiative de leurs niveaux excités est donc relativement longue. Cela contribue au caractère efficace de ces milieux.

Pour tous les lanthanides, le niveau d'oxydation +3 est le plus stable. Ces éléments sont donc plus souvent utilisés sous les formes ioniques  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$  et  $\text{Yb}^{3+}$ . Chaque élément possède une bande d'émission particulière, voir **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** On y voit aussi que l'apparition de ces fibres est relativement récente, une vingtaine d'année pour les plus récentes. Il s'agit ici des premières réalisations expérimentales. L'apparition de fibres commerciales est plus récent pour les fibres dopées thulium (début des années 2000) et holmium (années 2010).

Tous ces éléments ne couvrent pas les mêmes bandes spectrales. Ce sont l'Yb et l'Er qui sont les plus utilisés dans les applications industrielles (lasers de puissance du W à plusieurs

kW) et les télécommunications (amplificateur WDM pour les transmissions longues distances). Les fibres dopées Er et Yb ont été l'objet de nombreux travaux dès le début des années 1990. Les développements des fibres Tm et Ho ont été plus lents. Le premier laser à fibre dopée Tm et Ho a été réalisé par Oh et al. en 1994 (Oh, et al., 1994). Les premières fibres dopées Tm commerciales ont une dizaine d'années. Les fibres dopées Ho sont des solutions commerciales très récentes.

Tableau 1.1 : Les principales terres rares avec leur longueur d'onde d'émission et leurs premières utilisations dans des fibres optiques.

Élément	Numéro atomique	Principale longueur d'onde d'émission	Année de la première utilisation comme dopant dans une fibre
Nd	60	1060 nm	1964 (Koester, et al., 1964)
Ho	67	2100 nm	1988 (Brierley, et al., 1988)
Er	68	1550 nm	1987 (Mears, et al., 1987)
Tm	69	1950 nm	1990 (Barnes, et al., 1990)
Yb	70	1060 nm	1988 (Fermann, et al., 1988)

#### 1.4.2. Fibres optiques double gaine

Dans une source laser à fibre classique, le faisceau de pompe est couplé dans le cœur dopé comme le signal. Ce qui impose une limitation majeure en termes de puissance de pompe introduite. En effet pour un bon couplage dans le cœur, le laser de pompe doit être monomode lui aussi. Or la puissance des lasers et diodes lasers de pompes monomodes est limitée. Une solution proposée par Snitzer et al. (Snitzer, et al., 1988) consiste à utiliser des fibres doubles gaines (DC). Ces fibres sont composées d'un cœur monomode dopé entouré par une première gaine de silice non dopée de quelques dizaines ou centaine de micromètres de diamètre. Cette première gaine est elle-même entourée par une seconde gaine de plus faible indice de réfraction, obtenu par un dopage fluor par exemple. La première gaine forme alors un guide d'onde fortement multimode. Seul le cœur est dopé par des terres rares. La pompe est couplée dans la première gaine qui recouvre le cœur. Au cours de sa propagation dans cette gaine, le faisceau de pompe distribué dans un grand nombre de modes transverses va recouvrir spatialement le cœur dopé pour y être absorbé. Le diamètre de la première gaine pour les fibres classiques avec un cœur monomode est autour de 125  $\mu\text{m}$  pour une ouverture numérique de 0,42. On parlera par la suite pour ce type de pompage de «pompage gaine ».

Les fibres double gaine permettent d'utiliser des diodes lasers de faible brillance, inutilisables pour l'injection dans le cœur. En revanche, les longueurs de fibres à utiliser sont fortement accrues. En effet le recouvrement spatial entre la pompe et le cœur dopé est faible et

donc l'absorption de la pompe est faible comparée au pompage dans le cœur. Pour exciter un même nombre d'atome il faut des fibres d'autant plus longues que le rapport gaine/cœur est grand lui aussi. Différentes techniques ont été utilisées pour améliorer le pompage. Nous en présentons les plus importantes par la suite.

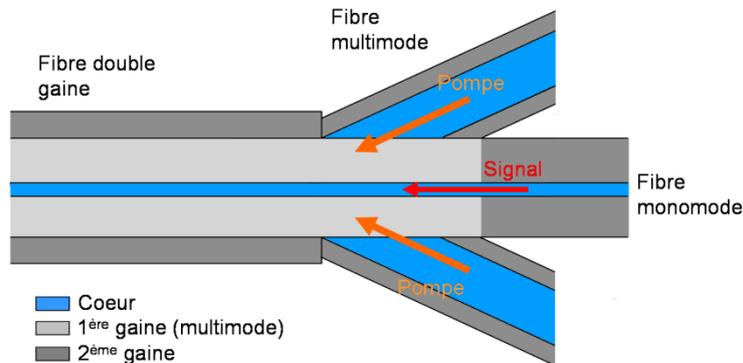


Figure 1.17 : Schéma de principe général d'un coupleur multimode.

Les techniques les plus utilisées sont l'injection par l'extrémité de la fibre en espace libre, les coupleurs multimodes et l'injection transverse dans la fibre par un V dans la fibre (V-groove).

Pour les systèmes entièrement fibrés, on utilise des coupleurs multimodes fibrés qui couplent la pompe dans la gaine (Brice, et al., 2000) (cf. Figure 1.17). Les pertes d'insertion des systèmes que nous utilisons sont faibles, avec des pertes de couplages de l'ordre de 5 % et ils supportent des puissances de l'ordre de la centaine de watts continus. Néanmoins le nombre maximal de diodes couplées est limité par l'ouverture numérique de la gaine.

Dans d'autres cas, le couplage de la pompe peut se faire par le côté grâce à une incision en forme de V dans la fibre. La lumière émise par une diode est couplée dans la fibre par l'intermédiaire d'une microlentille et par réflexion sur une rainure en V inscrite transversalement à la fibre, dont la profondeur ne dépasse pas le rayon de la gaine, voir Figure 1.18.

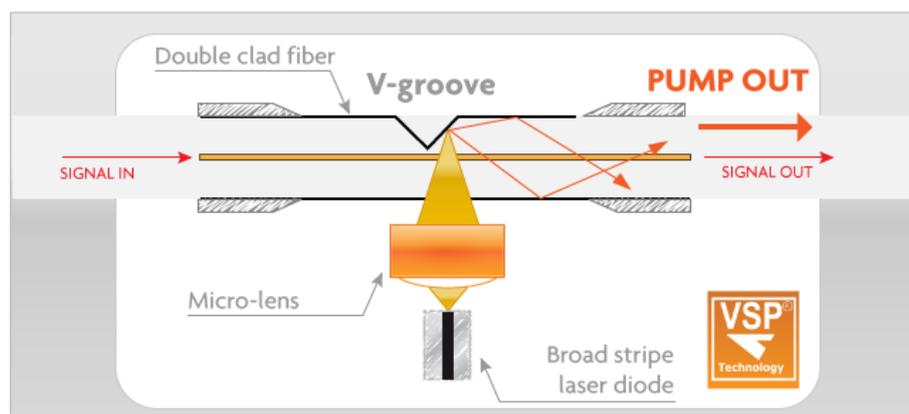


Figure 1.18 : Schéma de fonctionnement d'un V-groove (source keopsys.com).

Ce système développé à Keopsys permet de coupler 90 % de la pompe en laissant les extrémités de la fibre libres. Ce système est plus compact qu'un coupleur multimode fibré.

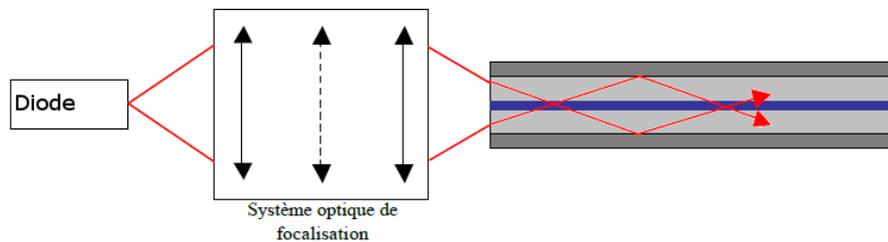


Figure 1.19 : Schéma d'un système de couplage par l'extrémité de la fibre.

Enfin le couplage de la pompe multimode peut se faire via l'extrémité de la fibre double gaine en espace libre grâce à un système de focalisation devant la fibre, voir Figure 1.19. Ce système permet de coupler 60 % à 80 % de la puissance dans la fibre suivant la qualité spatiale des diodes (Bousselet, et al., 2001). Il permet de coupler un grand nombre de diode sous forme de barre de diodes via des techniques de combinaison de faisceaux.

Néanmoins, comme tout système en espace libre il est encombrant et sensible aux vibrations.

### 1.5.Lasers et amplificateurs à fibre

Lorsque l'on parle de sources laser, il faut différencier les amplificateurs des lasers. Un laser génère et amplifie de la lumière. Un laser est formé essentiellement d'une cavité résonnante placée autour d'un milieu amplificateur ou milieu à gain. Dans le cas d'un laser à fibre le milieu amplificateur est la fibre optique dopée et la cavité résonnante est formée par deux miroirs, voir **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** A noter qu'il existe d'autres types de cavités, comme la cavité en anneau, que nous n'aborderons pas ici, voir (Siegman, 1986) pour plus de détail. Pour les lasers tout fibrés, des réseaux de Bragg photo inscrits dans des fibres optiques sont le plus souvent utilisés.



Figure 1.20 : Principe d'un laser à fibre à cavité linéaire.

### 1.5.1. Emission Spontanée

Pour simplifier nous allons supposer que le milieu à gain est composé d'atomes qui peuvent être dans deux niveaux d'énergie différents  $n_1$  le niveau bas et  $n_2$  le niveau haut, d'énergies respectives  $E_{n_1}$  et  $E_{n_2}$ . Pour que le phénomène laser apparaisse, il faut que les atomes du milieu à gain soient dans le niveau d'énergie supérieur  $n_2$ . Pour cela il est nécessaire d'exciter les atomes par pompage. Il existe de nombreuses possibilités de pompage, voir (Siegman, 1986) pour plus de détail.

Une fois dans le niveau excité, l'atome peut se désexciter, passer du niveau  $n_2$  au niveau  $n_1$ , de manière spontanée en émettant un photon dans une direction aléatoire de fréquence  $= \frac{E_{n_2} - E_{n_1}}{h}$ , d'après la loi de Planck.

### 1.5.2. Emission Stimulée

Une autre transition radiative qui peut intervenir dans le milieu à gain est l'émission stimulée. Il s'agit encore de la désexcitation d'un atome par l'émission d'un photon, mais cette fois-ci, l'émission est provoquée par le passage d'un autre photon. Le photon émis est le clone du photon incident, avec une phase, une fréquence et de direction identique. Il y a amplification par émission stimulée.

### 1.5.3. Principe des lasers

Le rôle de la cavité du laser est de sélectionner certains photons spontanés qui correspondent à la direction et la fréquence désirée et de les réinjecter dans le milieu à gain de manière à ce qu'ils soient de nouveau amplifiés. Lorsque le gain du milieu devient supérieur aux pertes de la cavité, le laser commence à osciller. Dans le cas d'une cavité linéaire, comme présenté Figure 1.20, la première condition de fonctionnement d'un laser est que les pertes d'un aller et retour des photons dans la cavité soient compensées par le gain du milieu amplificateur. Elle peut s'écrire sous la forme

$$G^2(I) = \frac{1}{(1-T)(1-A)^2}$$

avec  $G(I)$  le gain en fonction de l'intensité lumineuse du milieu amplificateur,  $T$  le coefficient de transmission du miroir de sortie semi-réfléchissant et  $A$  le coefficient d'absorption dû aux pertes au niveau des soudures des miroirs. On considère ici que un des miroirs comme parfaitement réfléchissant. Le gain est défini comme la différence entre l'émission stimulée et l'absorption du milieu amplificateur. Les pertes dans un laser à fibres optiques sont typiquement dues aux soudures entre les fibres optiques, aux composants fibrés et aux pertes de transmissions dans les fibres optiques passives.

La seconde condition de fonctionnement d'un laser concerne sa phase : La longueur optique de la cavité doit être un multiple entier de la longueur d'onde. Le gain du milieu amplificateur est fonction de la longueur d'onde. Il a une bande d'émission limitée, de l'ordre de la centaine de nanomètre pour les plus larges spectralement. La condition peut s'écrire  $L_{cav} = p\lambda$  avec  $L_{cav}$  la longueur de cavité (soit  $L_{cav} = 2nL$ , ou  $n$  est l'indice de réfraction et  $L$  la longueur de fibre),  $p$  un nombre entier et  $\lambda$  la longueur d'onde. Un laser peut donc émettre plusieurs longueurs d'ondes ou modes longitudinaux. L'intervalle de fréquence entre deux modes longitudinaux est  $\Delta\nu = \frac{c}{2nL}$ .

### 1.5.4. Principe des amplificateurs

Les lasers de forte puissance rencontrent souvent des problèmes de stabilités associés à des problèmes de dommages optiques, de vibrations mécaniques, de refroidissement et de dissipation thermique et autres sources de bruit. Pour obtenir un laser de forte puissance, de bonne qualité optique et fin spectrale, une solution consiste à séparer la génération de l'onde laser, avec un laser de faible puissance afin de préserver ses qualités spatiale et spectrale, de l'amplification à forte puissance par une chaîne d'amplificateur optiques pour atteindre la puissance désirée. Les amplificateurs à fibre sont composés du milieu amplificateur seul, sans cavité voir Figure 1.21.



Figure 1.21 : Principe d'un amplificateur à fibre.

Il est possible de réaliser des lasers monomodes transverse, monofréquences et impulsionnels. Mais il est difficile de contrôler des paramètres comme la durée d'impulsion, la longueur d'onde ou la puissance crête de manière indépendante les uns des autres. L'utilisation des amplificateurs pour réaliser des sources laser impulsionnelles, de forte puissance, monomodes longitudinal permet cela. Chaque propriété est séparée en sous-ensembles, un oscillateur qui contrôle la longueur d'onde et la finesse spectrale, un modulateur qui contrôle les impulsions (taux de répétition, durée d'impulsions, forme d'impulsion) et un amplificateur pour contrôler la puissance. Ce système s'appelle un amplificateur en puissance à oscillateur maître ou Master Oscillator Power Amplifier (MOPA). Pour atteindre de fortes puissances les étages d'amplification peuvent se succéder. La technologie MOPA est très souple d'utilisation, elle permet d'utiliser un oscillateur maître fin spectralement à la longueur d'onde voulue, qui peut être modulé temporellement, par un modulateur acousto-optique par exemple et amplifié à la puissance voulue, comme présenté Figure 1.22.

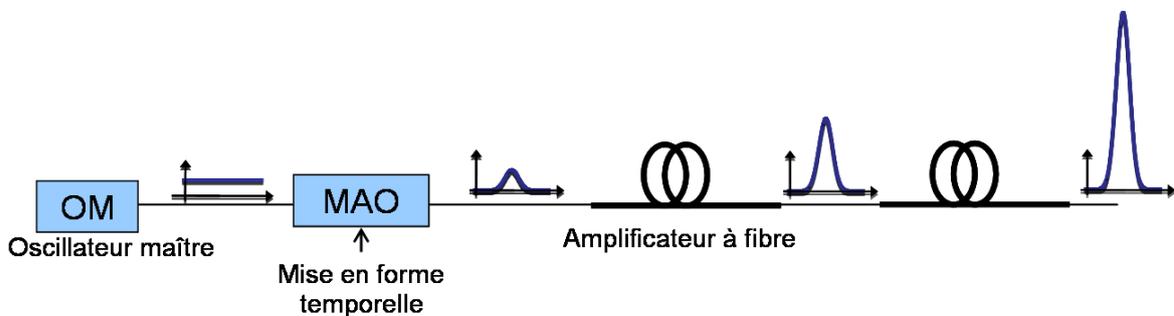


Figure 1.22 : Principe d'un MOPA impulsionnel avec deux étages d'amplification.

### 1.5.5. Architectures des amplificateurs

Dans les amplificateurs, on différencie les architectures entre pompage co ou contra-propagatif et simple ou double passage.

Dans un amplificateur, le sens de propagation de la pompe a une incidence sur son efficacité, le niveau de bruit émit (ASE) et le seuil des effets non-linéaires et ce quel que soit le type de pompe monomode ou multimode. En effet, le gain local le long de la fibre dépend de la quantité de puissance de pompe absorbée localement. La pompe est absorbée le long de la fibre donc son intensité décroît le long de la fibre, de même que le gain. Un amplificateur où le sens de propagation est le même que celui du signal est dit co-propagatif, l'inverse étant dit contra-propagatif, voir Figure 1.23.

Le sens de propagation de la pompe influe sur la répartition du gain dans la fibre. L'absorption de la pompe suit approximativement une exponentielle décroissante par rapport au sens de propagation de la pompe. Le gain se répartit de la même manière dans la fibre. Ainsi un pompage co propagatif correspond à une répartition du gain suivant une exponentielle décroissante et un pompage contra-propagatif correspond à une répartition du gain suivant une exponentielle croissante. L'absorption de la pompe est la même dans les deux cas la seule chose qui change c'est la répartition du gain que « voit » le signal.

Mais la répartition du gain n'est pas sans effet. L'amplificateur co-propagatif à pompage égal a un gain plus faible que le contra-propagatif mais il émet moins d'ASE. Le seuil de certains effets non linéaire comme la diffusion Brillouin stimulée est plus bas dans les amplificateurs co-propagatifs.

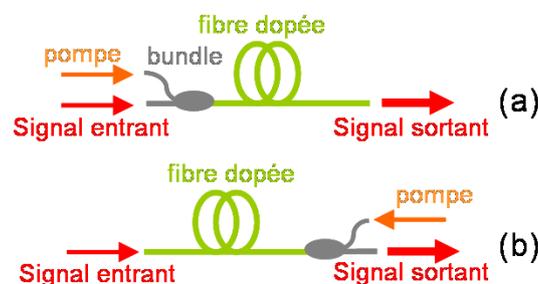


Figure 1.23 : Schéma de deux amplificateurs simples passages pompé co-propagativement (a) et contra-propagativement (b).

Dans un amplificateur simple passage, le faisceau de lumière à amplifier, désigné par le terme de « signal », ne parcourt qu'une fois la fibre dopée de l'amplificateur. Contrairement à l'amplificateur double passage où le signal fait un aller-retour dans la fibre dopée. Ces deux systèmes sont présentés Figure 1.24. L'amplificateur double passage utilise un circulateur et un miroir (un réseau de Bragg fibré le plus souvent).

Les amplificateurs doubles passages sont généralement moins stables que les amplificateurs simple passage et peuvent se mettre à osciller si le signal injecté est trop faible. En effet, un amplificateur double passage se rapproche d'une cavité laser avec un seul miroir. Si le signal

injecté est trop faible pour saturer le gain, des réflexions parasites au niveau du circulateur peuvent permettre l'oscillation. Les amplificateurs double passage impulsions sont aussi sujets à la déplétion de gain (spatial hole burning, SHB). C'est-à-dire que les impulsions faisant le second passage perturbent le gain de celle faisant leur premier passage. Cela génère des variations de puissance qui peuvent être gênantes.

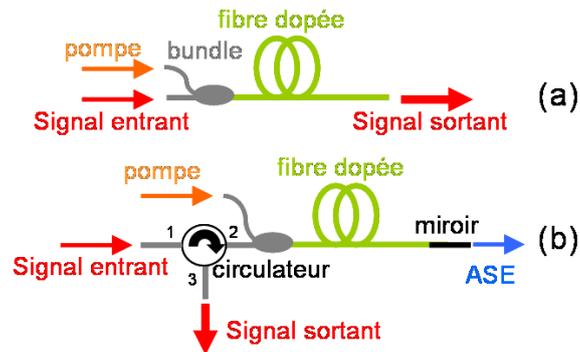


Figure 1.24 : Schéma de deux amplificateurs, simple passage (a) et double passage (b).

### 1.5.6. Emission spontanée amplifiée

L'émission spontanée amplifiée (amplified spontaneous emission, ASE) est un bruit lié au processus d'émission spontanée. La partie de cette émission spontanée guidée dans la fibre est elle-même amplifiée avec la propagation. L'ASE vient concurrencer le signal à amplifier. Elle induit une réduction d'efficacité, particulièrement lorsque le signal à amplifier est faible et loin du maximum d'émission du milieu amplificateur.

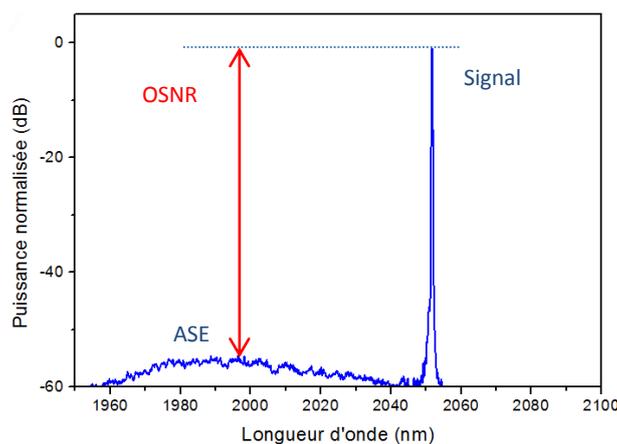


Figure 1.25 : Spectre optique en sortie d'un amplificateur monofréquence à 2050 nm avec une ASE centrée autour de 1990 nm.

L'ASE est par définition principalement émise autour du maximum d'émission du milieu amplificateur dans la bande où le gain de l'amplificateur est le plus fort. De plus la répartition de la pompe dans l'amplificateur génère une répartition du gain dans la fibre qui influence l'émission de l'ASE. En effet, les amplificateurs sont, le plus souvent, pompés par une extrémité uniquement, la pompe est absorbée et elle décroît le long de la fibre et la proportion d'ion excité décroît avec elle. L'ASE est émise dans les deux sens de propagation de la fibre mais l'ASE qui se propage contra-propagativement à la pompe est favorisée car elle rencontre un gain croissant. Il s'agit du même phénomène qui explique la différence de gain entre les amplificateurs co et contra-propagatif.

La caractéristique de l'ASE est d'être large spectralement, suivant la courbe de gain du milieu amplificateur, voir Figure 1.25. Dans le thulium, la bande d'émission est très large, plus de 150 nm. Si l'on intègre l'ASE sur toute sa bande spectrale, sa puissance peut être très importante. Néanmoins si on s'intéresse au rapport entre la densité de puissance spectrale du signal sur la densité spectrale maximale de l'ASE (OSNR) il est toujours largement favorable au signal, cf. Figure 1.25. Par exemple, un amplificateur à fibre dopée thulium où l'ASE représente 60 % de la puissance totale en sortie peut tout de même avoir un OSNR de 25 dB.

L'ASE pose un double problème : elle fait baisser l'efficacité de l'amplificateur et elle ajoute un bruit au signal qui peut être indésirable.

### 1.5.7. Limite en puissance crête : la diffusion Brillouin stimulée

La diffusion Brillouin stimulée (SBS pour Stimulated Brillouin Scattering) est un effet non linéaire. On différencie la diffusion Brillouin spontanée de la diffusion Brillouin stimulée. La première est la diffusion d'une onde lumineuse qui se propage dans un milieu homogène (air, eau, verre...) par des variations locales d'indice. Les variations de densité du matériau, liée à l'agitation thermique engendrent la génération d'ondes acoustiques qui se propagent à une vitesse de  $\sim 6000$  m/s. La diffusion Brillouin peut-être expliquée comme résultant de la réflexion de l'onde optique incidente le réseau Bragg mobile induit par l'onde acoustique.

La diffusion Brillouin stimulée est toujours la diffusion d'une onde optique qui se propage dans un milieu par des variations locales d'indices, causées par une onde acoustique. Mais dans le cas stimulé, il y a couplage en l'onde acoustique et l'onde lumineuse par électrostriction dans le milieu.

La SBS est un effet à seuil. La puissance en sortie des sources laser est limitée par ce seuil. Si on dépasse ce seuil la puissance rétro diffusée par la SBS risque d'endommager les composants. La valeur de la puissance seuil peut être approximée dans les fibres passives par la formule de Smith (Smith, 1972).

$$\frac{g_{B\text{eff}}}{A_{\text{eff}}} P_{\text{seuil}} L_{\text{eff}} \approx 21 \quad (1.1)$$

Avec  $P_{\text{seuil}}$  la puissance seuil,  $L_{\text{eff}}$  la longueur efficace de la fibre,  $g_{B\text{eff}}$  le gain Brillouin effectif et  $A_{\text{eff}}$  l'aire effective du mode optique.

Cette formule permet d'appréhender le comportement de la SBS en fonction de certains paramètres. Par exemple, si on augmente la longueur de la fibre dopée, cela augmente la valeur

de  $L_{\text{eff}}$  et diminue la puissance seuil. De la même manière si le diamètre du cœur de la fibre est réduit, cela réduit l'aire effective et diminue la puissance seuil. Le gain Brillouin est lié au matériau de la fibre optique, à sa composition. Si on augmente le gain Brillouin, la puissance seuil diminue.

Avec l'équation 1.1, on retrouve trois des moyens classiques utilisés pour augmenter la puissance seuil de la SBS. Cela explique pourquoi nous cherchons à travailler avec des fibres courtes, avec des diamètres de cœur élevés.

La diffusion Brillouin Stimulée est plus détaillée dans le chapitre 5 qui lui est dédiée.

## 1.6. Montée en puissance des sources laser à 2 $\mu\text{m}$

Les premiers lasers à fibre datent de 1964 (Koester, et al., 1964), quatre ans à peine après la création du premier laser par Mainman. Néanmoins il a fallu attendre le développement de procédés de fabrication plus performants des fibres optiques, en 1985 avec les travaux de Poole et Payne sur le MCVD (Poole, et al. 1985), pour que les sources laser à fibre se développent réellement. Le fort développement des télécoms dans les années 90 a favorisé l'essor des sources laser à fibre en développant des composants fibrés fiables et avec de faibles pertes, autour de 1,5  $\mu\text{m}$  notamment.

Aujourd'hui ce sont les sources laser à fibre dopée ytterbium qui atteignent les puissances les plus élevées : la société IPG a réalisé des sources allant jusqu'à 20 kW en régime continu, avec un  $M^2$  proche de 1, émettant autour de 1080 nm et très larges spectralement ( $\sim 7$  nm).

Les sources laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$  ne sont pas encore aussi développées. Elles possèdent néanmoins des atouts par rapports aux sources émettant à 1 et 1,5  $\mu\text{m}$ , le diamètre de mode à 2  $\mu\text{m}$  est plus élevé. Ainsi la densité de puissance dans la fibre pour une source à 2  $\mu\text{m}$  est 4 fois plus faible que pour une source à 1  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde (1,8 fois pour à 1,5  $\mu\text{m}$  respectivement), ce qui permet d'extraire d'autant plus d'énergie théoriquement.

Le premier effet laser dans le thulium a été observé en 1988. Par la suite les fibres dopées thulium ont surtout été étudiées pour réaliser des amplificateurs dans la bande S (1460 nm-1530 nm) pour des applications télécoms (Percival, et al., 1994; Komukai, et al., 1995; Aozasa, et al., 2006). Ce n'est qu'avec l'apparition de diodes autour de 793 nm de faible brillance couplées à la technologie double gaine (cf. paragraphe 1.4.2) qu'ont commencé à apparaître des lasers à fibre dopée thulium plus puissants (Jackson, et al., 1998). La puissance atteint aujourd'hui 1 kW pour les sources laser continues (Ehrenreich, et al., 2010) et 100 W pour les sources laser accordables (Yin, et al., 2014). La Figure 1.26 compare l'évolution des puissances des lasers à fibre dopée thulium et ytterbium. La puissance des sources laser à fibre dopée ytterbium est supérieure d'un ordre de grandeur à celle des sources laser à fibre dopée thulium sur la figure 1.27. Il est précisé si la source laser est monomode transverse (SM), monofréquence (SF) ainsi que sa longueur d'onde d'émission. Il est plus difficile de réaliser une source laser monomode qu'une source multimode car la taille du mode est plus élevée dans le cas du multimode. De même, les sources laser monofréquences sont plus susceptibles d'être limitées en puissance par des effets non-linéaires.

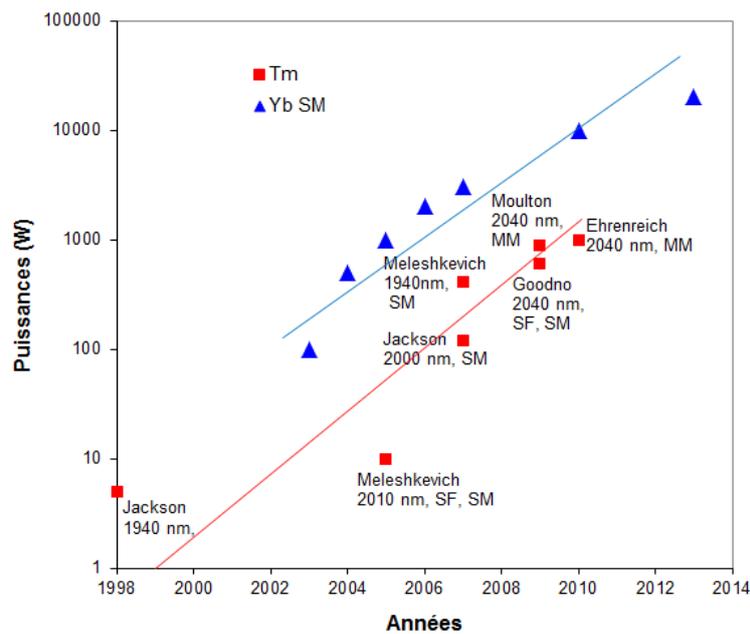


Figure 1.26 : Evolutions de la puissance des sources laser continues à fibres dopées Yb et Tm. Les sources laser Tm sont détaillées : référence, longueur d'onde et caractéristiques (SM, SF).

Décrire l'évolution des sources laser impulsionnelles à fibres dopées thulium est complexe. Il faut tenir compte des caractéristiques de faisceau mono/multimode, de la largeur spectrale, mais aussi des durées d'impulsions/puissance crête. La Figure 1.27 présente trois catégories de sources laser fibrées : multimode et monomode avec des fibres en silice ainsi que monomode avec des fibres qui ne sont pas en silice. Les sources présentées ont des durées d'impulsions relativement grandes, de quelques nanosecondes à la microseconde. Il existe aussi des sources femto et picoseconde à 2  $\mu\text{m}$ , voir par exemple (Renard, et al., 2012) et (Heidt, et al., 2013).

Nous nous restreignons à des impulsions de l'ordre de la nanoseconde car les applications qui nous intéressent nécessitent des impulsions plus longues de l'ordre de 100 ns. Les sources avec des impulsions en-dessous des dizaines de nanosecondes sont moins susceptibles d'être limitées par la diffusion Brillouin stimulée qui est une des principales limitations des sources monofréquences avec des impulsions de l'ordre de 100 ns. Néanmoins le faible nombre de sources impulsionnelles à 2  $\mu\text{m}$  dans la littérature nous oblige à citer des sources ayant des durées d'impulsion de quelques nanosecondes comme (Geng, et al., 2011) à titre d'exemple de sources fibrées n'utilisant pas de fibres en silices.

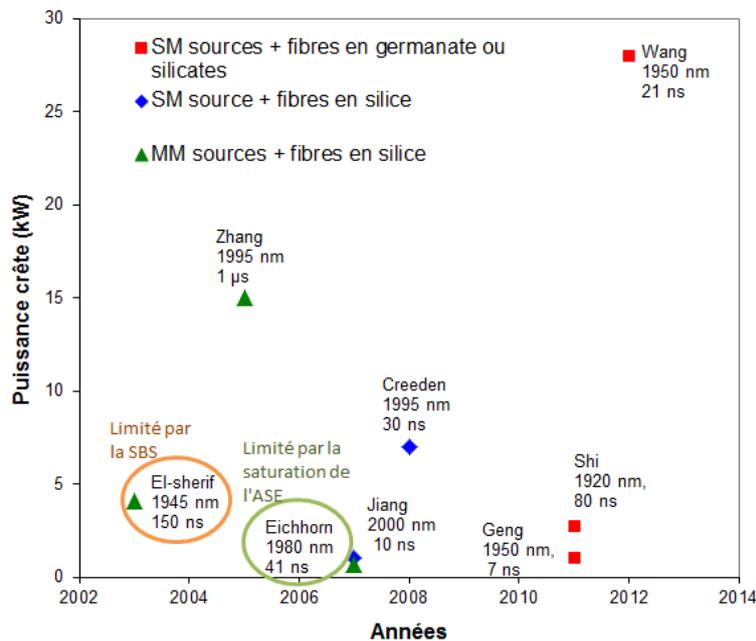
Chapitre 1 - Généralités sur les sources laser à 2  $\mu\text{m}$ 

Figure 1.27 : Evolutions des puissances crêtes des sources laser impulsionnelles à fibre dopée thulium.

Les trois sources monomodes présentées Figure 1.27 qui ne sont pas réalisées avec des fibres en silice sont en aluminosilicate pour (Geng, et al., 2011) et (Wang, et al., 2012), développé par la société AdValue Photonics et en germanate pour (Shi, et al., 2011), développé par la société NP Photonics Inc. Il existe encore d'autres verres comme les verres fluorés (ZBLAN) (Walsh, et al., 2004). Nous allons décrire l'intérêt de ces différents verres par la suite.

La plupart des sources présentées Figure 1.27 sont limitées en puissance par la puissance de pompe disponible, sauf pour (El-Sherif, et al., 2003) qui sont limités par la diffusion Brillouin spontanée (SBS) et (Eichhorn, et al., 2007) qui sont limités par la saturation de l'ASE dans la source.

La composition des fibres dopées thulium joue un rôle important dans la montée en puissance des sources laser à fibre dopée thulium. Le pompage par des diodes lasers à 793 nm tire parti d'un effet de relaxation croisée entre le niveau  $^3\text{H}_4$ , excité par la pompe à 793 nm, et le niveau  $^3\text{F}_4$ , niveau de transition laser. Cet effet permet théoriquement, pour un photon de pompe à 793 nm absorbé, d'émettre 2 photons signal autour de 2  $\mu\text{m}$ , c'est pourquoi on l'appelle aussi effet « 2 pour 1 ». Le défaut quantique de la pompe est de 60 % sans relaxation croisée. Jackson et al. ont montré que la concentration d'ion thulium dans le cœur de la fibre permettait de maximiser le mécanisme de relaxation croisée (Jackson, et al., 2003; Jackson, et al., 2007). Avec la relaxation croisée, l'efficacité maximale théorique de la pompe à 793 nm est de 80 % (soit un défaut quantique équivalent pour la pompe de 20 %). La Figure 1.28 montre l'évolution de l'efficacité des sources à fibre dopée Tm pompée à 793 nm. Grâce au travail de développement sur les fibres dopées thulium (notamment l'amélioration des processus de fabrication et l'augmentation de la concentration en ion  $\text{Tm}^{3+}$  dans le cœur), la limite quantique a été dépassée en 2000 et l'efficacité peut atteindre aujourd'hui 61 % (Christensen, et al., 2009).

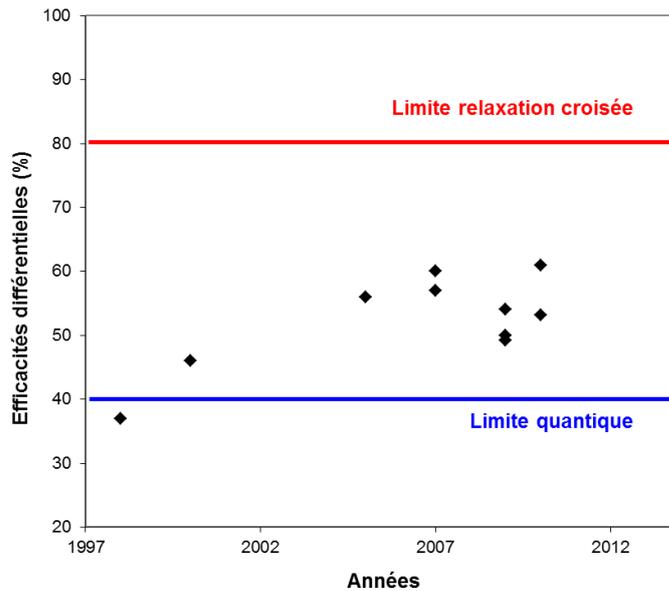


Figure 1.28 : Efficacité différentielle de sources laser à fibres dopée Tm pompée à 793 nm.

Les fibres en aluminosilicate ont été créées pour permettre d'augmenter la concentration en thulium dans le cœur. Le verre de base reste de la silice, à laquelle sont mélangées diverses molécules ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{B}_2\text{O}_3$  et  $\text{P}_2\text{O}_3$ ). La composition précise du verre n'est pas communiquée. La concentration maximale en thulium dans le cœur est de 7 % masse, soit 40 % de plus que pour une fibre en silice. Une fibre plus fortement dopée permet de réduire la longueur de fibre nécessaire et donc de réduire certains effets non-linéaires comme la diffusion Brillouin spontanée.

Les fibres en germanates sont composées de dioxyde de germanium ( $\text{GeO}_2$ ). Les fibres en verre fluoré ne sont pas à base d'oxydes comme la silice ou les germanates mais de fluorures comme le ZBLAN de composition  $\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$ . L'intérêt des verres fluorés et des germanates vient de leurs plus faibles énergies vibrationnelles comparée à la silice. Les verres en silice et silicates ont une énergie de phonon qui peut aller jusqu'à  $1100\text{ cm}^{-1}$  (Walsh, et al., 2004). Alors que l'énergie des phonons des verres fluorés est autour de  $500\text{ cm}^{-1}$  et de  $900\text{ cm}^{-1}$  pour les germanates (Fang, et al., 2012). Or une énergie de phonon plus élevée entraîne un taux de désexcitations non-radiatives plus élevé et donc une efficacité plus faible. Les fibres en germanates et en verre fluoré dopées thulium sont donc plus efficaces que des fibres en silice dopée thulium. Les fibres en verre fluorés sont peu utilisées à cause de leur faible résistance mécanique et leur faible seuil de dommage. Les fibres en germanates ont aussi des seuils d'effets non linéaires plus élevés que la silice, ce qui leur permet d'atteindre des puissances crêtes élevées.

Les fibres en germanates, verre fluoré et silicates sont des technologies encore jeunes et peu développées qui posent des problèmes d'intégration avec les composants en silice. Dans ce travail nous n'avons utilisé que des fibres en silice. La soudure de fibre en silice est bien maîtrisée et les fournisseurs de composants sont plus nombreux.

Chapitre 1 - - Généralités sur les sources laser à 2  $\mu\text{m}$ 

Les sources présentées Figure 1.27 sont des démonstrations en laboratoire, mais certaines ont donné lieu à des sources commerciales comme (Wang, et al., 2012) pour Advalue Photonics et (Shi, et al., 2011) pour NP Photonics. Si on s'intéresse aux sources disponibles commercialement, les puissances disponibles sont plus modestes. Nous avons sélectionné quatre fabricants de sources laser à 2  $\mu\text{m}$  afin de détailler les produits disponibles, voir Tableau 1.2.

Tableau 1.2 : Etat de l'art des sources laser commerciales autour de 2  $\mu\text{m}$ .

Fabricant	Régime Continu	Régime Pulsé
Advalue Photonics	SM laser : 10 W @ 1900 nm - 2100 nm <sup>3</sup> SF SM amplificateur : 5W @ 1920 nm - 2020 nm <sup>4</sup> SF SM amplificateur : 1 W @ 2050 nm - 2100 nm <sup>5</sup>	SM Q-switch laser : 10 kW/160 ns @ 1990 nm -2000 nm SM ampliflier : 5 W moyen @ 1900 nm - 2100 nm <sup>6</sup>
IPG Photonics	SM laser : 200 W @ 1900 nm - 2000 nm <sup>7</sup>	SM laser : 20 W moyen @ 1900 nm - 2000 nm <sup>8</sup>
NP Photonics	SF SM PM laser : 25 mW @ 2030 nm - 2100 nm <sup>9</sup> SM laser : 25 W @1900 nm - 2000 nm <sup>10</sup>	SM laser : 25 W moyen à 10 kHz @1900 nm - 2000 nm
Nufern	SM laser : 40 W @ 1940 nm <sup>11</sup>	SM laser : 40 W moyen 60 $\mu\text{s}$ à 15 kHz @ 1940 nm

Les sociétés présentées offrent des gammes de produits très différents car elles ne ciblent pas les mêmes marchés. La rupture se fait principalement entre la société IPG qui est centrée sur le domaine des lasers industriels de forte puissance pour l'usinage et les applications

<sup>3</sup> <http://www.advaluephotonics.com/images/media/SpecSheet/ap-cw1-mod.pdf>

<sup>4</sup> <http://www.advaluephotonics.com/images/media/SpecSheet/ap-cw1-mod.pdf>

<sup>5</sup> <http://www.advaluephotonics.com/images/media/SpecSheet/ap-amp1.pdf>

<sup>6</sup> <http://www.advaluephotonics.com/images/media/SpecSheet/ap-ml1.pdf>

<sup>7</sup> [http://www.ipgphotonics.com/Collateral/Documents/English-US/TLRSeries\\_IPG.pdf](http://www.ipgphotonics.com/Collateral/Documents/English-US/TLRSeries_IPG.pdf)

<sup>8</sup> <http://www.ipgphotonics.com/Collateral/Documents/English-US/TLPN-1-1-20-M.pdf>

<sup>9</sup> [http://www.npphotonics.com/images/pdfs/products/6\\_2micron\\_Single\\_Freq.pdf](http://www.npphotonics.com/images/pdfs/products/6_2micron_Single_Freq.pdf)

<sup>10</sup> [http://www.npphotonics.com/images/pdfs/products/7\\_2micronHighPower.pdf](http://www.npphotonics.com/images/pdfs/products/7_2micronHighPower.pdf)

<sup>11</sup> [http://www.nufern.com/pam/fiber\\_lasers/1045/N2U-1940-NA-0040-10/](http://www.nufern.com/pam/fiber_lasers/1045/N2U-1940-NA-0040-10/)

médicales. Et les autres sociétés qui ciblent les marchés militaire, médical, aéronautique, télécom, de la recherche et de la télédétection. On peut remarquer qu'il n'y a pas de sources laser impulsionnelles monofréquences dans les sources laser commerciales proposées. Notre but est justement de combler ce manque en développant une source laser impulsionnelle, monofréquence, monomode transverse, dans la bande 2000-2100 nm, avec des puissances crêtes pouvant atteindre 1 kW.

### **1.7. Conclusion du chapitre**

Ce premier chapitre nous a permis d'introduire les bases de ce travail de thèse. Nous avons pu développer les applications des lasers à fibres autour de 2  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde en particulier dans le domaine de la spectroscopie pour les sources monofréquences polarisées. Ce travail s'inscrit dans le développement d'amplificateurs de forte puissance entre 2000 et 2100 nm. Nous cherchons en particulier à développer une source laser capable de pomper un oscillateur paramétrique optique monomode émettant en bande II et III.

Le chapitre suivant va présenter les propriétés spectroscopiques de l'ion  $\text{Tm}^{3+}$  dans la silice ainsi qu'une étude sur l'influence de la température sur fibres dopées thulium.

## Chapitre 2 - Fibre dopée $\text{Tm}^{3+}$ : notions fondamentales

### 2.1. Introduction du chapitre

Les fibres dopées thulium sont une solution très efficace pour l'émission autour de  $2\ \mu\text{m}$ . Ce chapitre va présenter dans un premier temps les propriétés spectroscopiques de la silice dopée  $\text{Tm}^{3+}$ . Nous détaillerons les différents mécanismes de transition énergétique et nous caractériserons les différentes fibres utilisées en essayant notamment de déterminer leurs concentrations en dopant dans le cœur. Dans un second temps nous nous intéresserons au pompage du niveau  ${}^3\text{F}_4$  autour de  $1550\ \text{nm}$  dans le cœur. Nous étudierons plus particulièrement le photo-noircissement des fibres dopées thulium et les effets de la température sur l'efficacité des amplificateurs et sur la fluorescence des fibres dopée  $\text{Tm}^{3+}$ .

### 2.2. Spectroscopie de l'ion thulium $\text{Tm}^{3+}$

#### 2.2.1. Niveaux d'énergie de l'ion $\text{Tm}^{3+}$ dans une matrice hôte en silice

L'ion  $\text{Tm}^{3+}$  dans une matrice de silice possède douze niveaux d'énergie allant du  ${}^3\text{H}_6$ , le niveau fondamental au  ${}^3\text{P}_2$ . La Figure 2.1 présente les huit premiers niveaux d'énergie et la longueur d'onde correspondant à l'absorption/émission des niveaux respectifs. Chaque niveau d'énergie est divisé en sous-niveaux-niveaux par effet Stark. Chaque sous-niveau est élargi de manière inhomogène par le « champ cristallin » de la silice qui entoure l'ion.

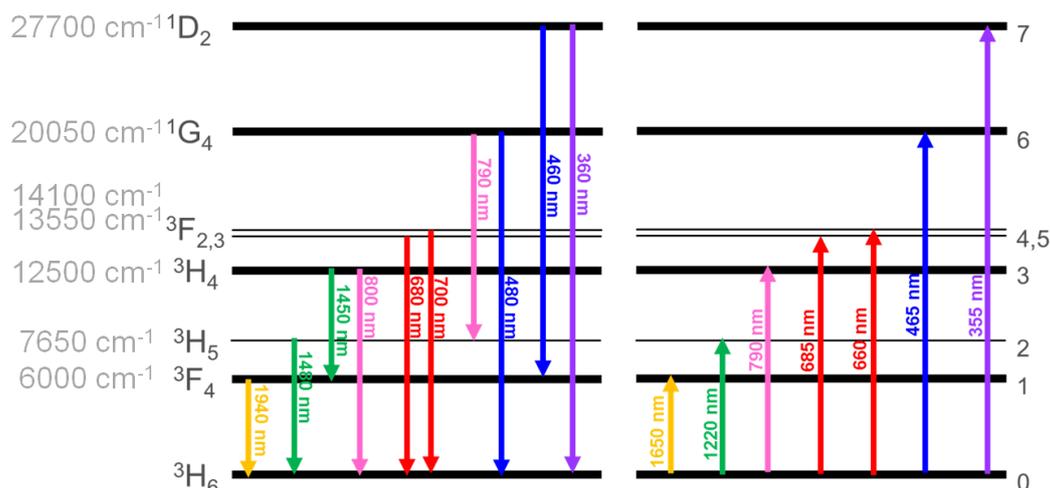


Figure 2.1 : Diagramme énergétique simplifié du  $\text{Tm}^{3+}$  dans la silice avec les huit premiers niveaux d'énergie et la longueur d'onde correspondant à l'émission (à gauche) et l'absorption (à droite) des niveaux respectifs.

L'élargissement est différent d'un ion à l'autre. Il en résulte un continuum des niveaux d'énergie. La largeur des niveaux énergétiques du thulium dans la silice peut dépasser  $500 \text{ cm}^{-1}$ . Les niveaux  $^3F_2$  et  $^3F_3$  sont très proches, avec un écart de  $560 \text{ cm}^{-1}$ , sans compter l'élargissement des niveaux. A température ambiante, l'énergie thermique des phonons est  $k_B T/hc = 273 \text{ cm}^{-1}$  avec  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $h$  la constante de Planck et  $c$  la vitesse de la lumière. Ainsi l'écart entre les deux niveaux est franchi par l'agitation thermique. Ces deux niveaux sont généralement considérés comme un niveau unique  $^3F_{2,3}$ .

L'émission laser autour de  $2 \mu\text{m}$  se fait entre le niveau  $^3F_4$  et le niveau  $^3H_6$ . Pour ce faire il faut donc exciter le niveau  $^3F_4$ . Le temps de vie radiatif du niveau  $^3F_4$  est de quelques millisecondes dans une fibre optique (Turri, et al., 2008). Or dans la silice, l'énergie potentiellement élevée des phonons favorise les désexcitations non radiatives et fait chuter le temps de vie du niveau  $^3F_4$  à plusieurs centaines de microsecondes.

Pour exciter les ions vers le niveau  $^3F_4$ , il y a de nombreuses possibilités, cf. Figure 2.1. Il est possible d'exciter directement le niveau  $^3F_4$  par absorption d'un photon autour de  $1650 \text{ nm}$ , ou par désexcitation d'un niveau supérieur vers le niveau  $^3F_4$ . Figure 2.2 donne un exemple de sections efficaces d'absorption et d'émission pour de la silice dopée Tm<sup>3+</sup>, avec l'absorption depuis l'état fondamental (GSA) et depuis des niveaux excités (ESA),  $^3F_4$  et  $^3H_4$  en l'occurrence, d'après (Faure, 2005).

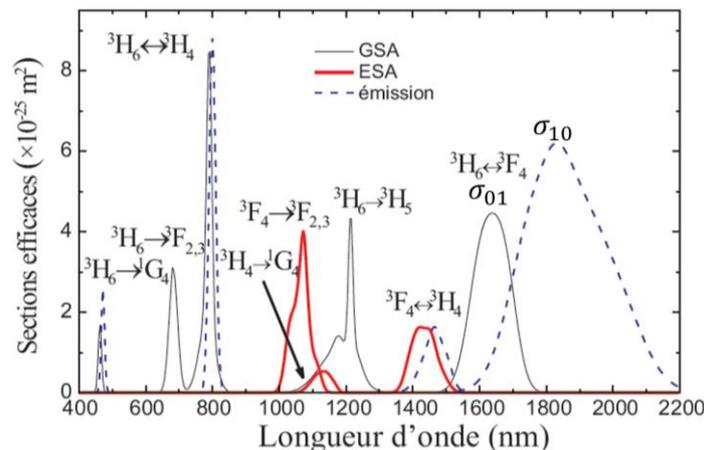


Figure 2.2 : Exemple de sections efficaces de fibre dopée Tm<sup>3+</sup>. GSA est l'absorption depuis le niveau fondamental  $^3H_4$ , ESA est l'absorption pas des niveaux excités comme  $^3F_4$ . D'après (Faure, 2005)

Si on ne considère que les deux premiers niveaux,  $^3H_6$  et  $^3F_4$ , un ion Tm<sup>3+</sup> peut être considéré comme un système à trois niveaux grâce à la répartition thermique de la population dans le niveau  $^3F_4$  (McCumber, 1964). Cela permet de pomper directement le niveau  $^3F_4$  (Solodyankin, et al., 2008)(Engelbrecht, et al., 2008)(Jackson, 2009), on parle de pompage résonnant.

Nous allons détailler les mécanismes de transition énergétique qui permettent l'émission laser autour de  $2 \mu\text{m}$  selon les trois solutions de pompage évoquées.

**Pompage du niveau  $^3F_4$  à 1650 nm**

Le pompage du niveau  $^3F_4$  est possible sur 150 nm autour de 1650 nm, comme le montre la Figure 2.2. Un avantage de pomper à ces longueurs d'onde est le faible défaut quantique, 24 % pour un pompage à 1550 nm. Le défaut quantique est le pourcentage minimal d'énergie perdue entre l'absorption du photon de pompe et l'émission du photon de signal. L'énergie correspondante est dissipée sous forme de chaleur.

Un autre avantage de l'excitation du niveau  $^3F_4$  est qu'elle correspond à la bande d'émission des lasers à fibre erbium ou erbium/ytterbium autour de 1550 nm. De tels lasers monomodes permettent de pomper une fibre dopée Tm<sup>3+</sup> dans le cœur. Néanmoins l'efficacité expérimentale maximale de pompage est de 50 % environ (Jiang, et al., 2007), ce qui en limite l'utilisation pour de fortes puissances. Le mécanisme de pompe présenté Figure 2.3 ne fait intervenir que l'absorption de photons à 1550 nm.

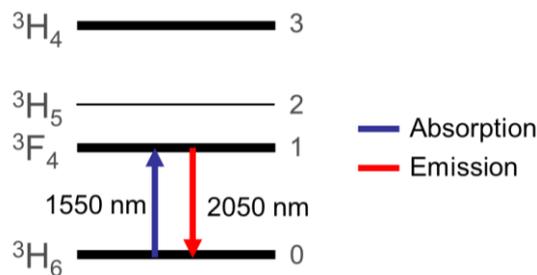


Figure 2.3 : Mécanisme de pompage à 1550 nm pour l'émission à 2050 nm.

**Pompage du niveau  $^3H_5$** 

Le pompage du niveau  $^3H_5$  se fait autour de 1220 nm sur une cinquantaine de nanomètres de large d'après la Figure 2.2. Le défaut quantique de cette technique de pompage est plus élevé que la précédente, avec 40 %. Le mécanisme de pompe fait intervenir une désexcitation du niveau  $^3H_5$  vers le niveau  $^3F_4$  par émission de phonon, voir Figure 2.4 qui est facilité par le faible temps de vie non radiatif du niveau  $^3H_5$ , 14  $\mu$ s.

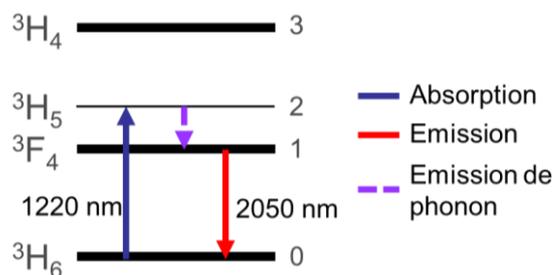


Figure 2.4 : Mécanisme de pompage à 1220 nm pour l'émission à 2050 nm.

Le principal problème de cette technique de pompage est le manque de source de pompe efficace et puissante à cette longueur d'onde. Un second problème est le photo-noircissement lié au pompage autour de 1220 nm, comme nous allons le voir au paragraphe 2.3.3. Il y a très peu d'exemples de source laser à fibre dopée thulium utilisant cette technique. On peut citer la source de El-Sherif et al. qui est pompée par un laser Nd :YAG émettant à 1319 nm, (très loin du maximum d'absorption) et avec une efficacité expérimentale de 6 % (El-Sherif, et al., 2003).

### *Pompage du niveau $^3H_4$*

Le pompage du niveau  $^3H_4$  se fait autour de 793 nm sur 17 nm de large à mi-hauteur. La désexcitation du niveau  $^3H_4$  peut se faire par émission de phonon comme présenté Figure 2.5. Le défaut quantique est alors est de 61 %.

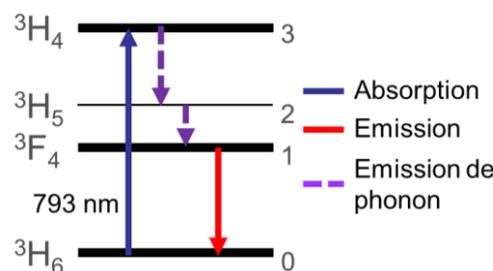


Figure 2.5 : Mécanisme de pompage à 793 nm pour l'émission à 2050 nm par désexcitation par émission de phonon.

Mais il existe un mécanisme non-linéaire qui permet d'augmenter l'efficacité théorique, la relaxation croisée vers le niveau  $^3F_4$  (Antipenko, 1984). La relaxation croisée, ou effet « deux pour un », est un effet non linéaire qui permet pour l'absorption d'un photon à 793 nm d'exciter deux ions au niveau  $^3F_4$  et idéalement d'émettre deux photons autour de 2  $\mu$ m, cf. Figure 2.6. On notera ce mécanisme CR2 par la suite.

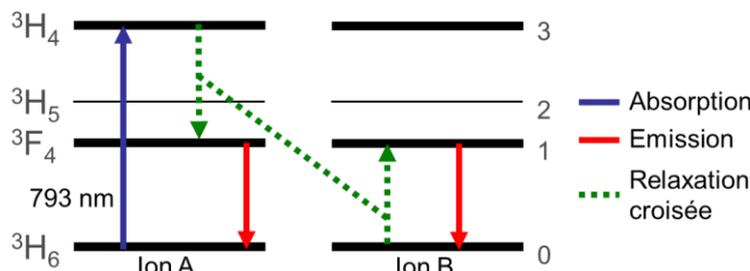


Figure 2.6 : Mécanismes de pompe à 793 nm pour l'émission à 2050 nm par relaxation croisée vers le niveau  $^3F_4$ .

Cet effet fait intervenir deux ions proches qui échangent l'énergie nécessaire au passage du niveau  $^3H_4$  au niveau  $^3F_4$  pour l'ion A, et du niveau  $^3H_6$  au niveau  $^3F_4$  pour l'ion B, Figure 2.6. Cet effet est particulièrement efficace dans les fibres en silice (qui élargit plus fortement les niveaux énergétiques, facilitant les échanges énergétiques) que dans d'autres types de verre

comme les verres fluorés (Jackson, 2009). Théoriquement, si on ne prenait en compte que le mécanisme de relaxation croisée, le défaut quantique du pompage à 793 nm pour émettre à 2050 nm serait de 22 %.

Expérimentalement, l'efficacité maximale atteinte avec un pompage à 793 nm est de 61 % (Christensen, et al., 2009). Pour obtenir ces efficacités élevées, il faut favoriser la relaxation croisée vers le niveau <sup>3</sup>F<sub>4</sub> au dépend de la désexcitation par émission de phonon en rapprochant les ions pour favoriser les échanges énergétiques. Augmenter le dopage en Tm<sup>3+</sup> du cœur permet de rapprocher les ions. La probabilité d'interaction entre deux ions augmente en  $1/d^6$  avec  $d$  la distance entre les ions (Förster, 1948)(Dexter, 1953). La relaxation croisée vers le niveau <sup>3</sup>F<sub>4</sub> est un mécanisme exothermique.

Pour pomper à 793 nm, nous disposons depuis quelques années de diodes lasers AlGaAs/GaAs de forte brillance et qui atteignent jusqu'à 20 W pour les plus puissantes. La première source laser pompée par des diodes de ce type date de 2000 (Hayward, et al., 2000).

#### **Autres mécanismes non linéaires : ETU 1 et 2**

En augmentant le dopage, on favorise la relaxation croisée vers le niveau <sup>3</sup>F<sub>4</sub> mais aussi ses effets antagonistes qui à partir de deux ions excités au niveau <sup>3</sup>F<sub>4</sub> excitent un ion dans un niveau supérieur (<sup>3</sup>H<sub>4</sub> ou <sup>3</sup>H<sub>5</sub>) et désexcitent un ion dans le niveau fondamental, cf. Figure 2.7. La désexcitation non-linéaire qui excite le niveau <sup>3</sup>H<sub>5</sub> est appelée ETU1 (d'après Energy Transfert Upconversion), celle qui excite le niveau <sup>3</sup>H<sub>4</sub> ETU2.

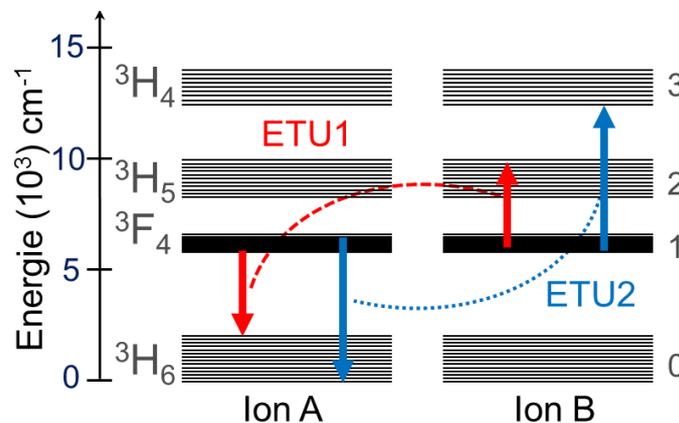


Figure 2.7 : Mécanismes de désexcitation non-linéaires du niveau <sup>3</sup>H<sub>4</sub>. Les sous niveaux Stark des niveaux énergétiques sont détaillés.

Le mécanisme ETU1 est fortement exothermique alors que le mécanisme ETU2 est endothermique (Jackson, 2004). Une température élevée de la fibre dopée favorise l'ETU2 et réduit l'efficacité de l'amplificateur. C'est pour cela qu'un refroidissement de la fibre dopée (passif ou actif) peut être nécessaire. Comme la relaxation croisée ces mécanismes sont aussi favorisés par l'augmentation du dopage.

## 2.2.2. Les fibres en silice dopées thulium

### 2.2.2.1. Importance des co-dopants

Comme nous avons vu, la relaxation croisée fait intervenir deux ions, cf. Figure 2.6. Cet effet n'intervient que si ces ions sont suffisamment proches pour que leurs électrons puissent s'échanger leurs énergies. La probabilité de cet échange varie en  $1/d^6$  avec  $d$  la distance entre les ions (Förster, 1948)(Dexter, 1953). Pour favoriser la relaxation croisée vers le niveau  $^3F_4$ , il faut donc doper fortement la fibre. Le problème final est que pour des concentrations de Tm<sup>3+</sup> supérieur à  $1.10^{26} \text{ m}^{-3}$  les ions Tm<sup>3+</sup> forment des agrégats dans la fibre (Digonnet, 2001)(Jackson, et al., 2003). Il faut ajouter des co-dopants passifs dans le cœur de la fibre pour améliorer la solubilité des ions Tm<sup>3+</sup>. La silice (SiO<sub>2</sub>) est généralement substituée par du dioxyde aluminium (AlO<sub>2</sub>). Cette technique a été d'abord utilisée pour les autres terres rares, l'erbium en particulier (Arai, et al., 1986)(Simpson, 2008). En pratique, ce sont les concentrations d'alumine (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) qui sont données ; l'alumine est le composé de base, il réagit avec l'O<sub>2</sub> pour donner 2 AlO<sub>2</sub> lors de la fabrication de la fibre. La concentration limite en Tm<sup>3+</sup> qui permet de dépasser l'efficacité quantique est de  $1.10^{26} \text{ m}^{-3}$  (Jackson, et al., 2003). La première source à dépasser la limite quantique a été réalisée par Hayward et al., cf. Chapitre 1, Figure 1.28 (Hayward, et al., 2000), avec une concentration en Tm<sup>3+</sup> de  $1,8.10^{26} \text{ m}^{-3}$ . La fibre en silice la plus dopée Tm<sup>3+</sup> à notre connaissance a une concentration d'ion Tm<sup>3+</sup> dans le cœur de  $4,8.10^{26} \text{ m}^{-3}$ <sup>1</sup>.

Avec des matrices d'accueil différentes il est possible d'augmenter encore la concentration en Tm<sup>3+</sup>. On trouve par exemple des fibres en verres fluoré (Eichhorn, 2004), phosphate (Turri, et al., 2008), germanate (Walsh, et al., 2006), ou silicates (Jiang, et al., 2007). A notre connaissance, la concentration maximale en Tm<sup>3+</sup> de la littérature est atteinte avec une fibre en aluminosilicate, avec une concentration dans le cœur en ion Tm<sup>3+</sup> de  $6.10^{26} \text{ m}^{-3}$  (Wang, et al., 2012).

### 2.2.2.2. Caractéristiques des fibres utilisées

Durant ce travail, nous nous sommes procuré différentes fibres commerciales dopées Tm<sup>3+</sup> avec différentes caractéristiques notamment de dopage et de diamètre de cœur. Ces fibres sont toutes des fibres à saut d'indice avec un cœur cylindrique. Les fibres PM ont une gaine cylindrique et la fibre double gaine non PM (SM2) a une gaine hexagonale pour favoriser le mélange des modes dans la gaine, ce qui maximise l'absorption. Dans les fibres PM cela n'est pas nécessaire car les barreaux jouent ce rôle. Les paramètres des fibres sont décrits dans le Tableau 2.1. Nous ferons référence par la suite aux nomenclatures données dans le Tableau 2.1 ainsi qu'au diamètre du cœur. La notation PM fait référence aux fibres à maintien de polarisation, la notation SM concerne les fibres classiques.

---

<sup>1</sup> Dopage théorique calculé d'après les données du fabricant.

On peut néanmoins remarquer que la fibre de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur (PM 1) et la fibre de 6  $\mu\text{m}$  (SM 2) sont identiques à la seule différence que l'une est à maintien de polarisation et pas l'autre. Elles proviennent du même fabricant. La fibre de 9  $\mu\text{m}$  (SM 1) est la seule fibre dopée Tm<sup>3+</sup> simple gaine dont nous disposons. C'est aussi la plus faiblement dopée, la concentration en Tm<sup>3+</sup> dans le cœur est dix fois plus faible que pour la fibre la plus fortement dopée.

Tableau 2.1 : Paramètres des fibres dopées Tm<sup>3+</sup> utilisées.

Nomenclature	Diamètre de cœur ( $\mu\text{m}$ )	Diamètre de gaine ( $\mu\text{m}$ )	ON du cœur	ON de la gaine	Dopage du cœur	PM	Absorption à 793 nm dans la gaine (dB/m)
PM 1	6	130	0,22	0,46	Fort dopage	Oui	2,4 ou 4 suivant les tirages
PM 2	10	130	0,16	0,46	Dopage moyen	Oui	2,5
PM 3	25	400	0,09	0,46	Dopage moyen	Oui	2,4
SM 1	9	125	0,16	simple gaine	Faible dopage	Non	0,2 <sup>2</sup>
SM 2	6	130	0,22	0,46	Fort dopage	Non	2,4

Le dopage des fibres n'est pas donné par le fabricant. Il est calculé à partir de divers paramètres comme l'absorption de la pompe, le diamètre du cœur et de la gaine et la section efficace d'absorption à 793 nm.

### 2.2.2.3. Mesures de la puissance de saturation

Les fibres dopées dont nous disposons nous sont fournies sans indications sur le dopage. Or c'est un paramètre important pour calculer les sections efficaces de fibres, pour la modélisation et pour l'optimisation de l'efficacité de pompe, à 793 nm notamment comme nous l'avons vu paragraphe 2.2.2. Et nous ne disposons pas du matériel de mesure spécifique dans notre laboratoire, à savoir un microscope à force atomique. Pour estimer la concentration en ion Tm<sup>3+</sup>

---

<sup>2</sup> Absorption théorique calculée pour une gaine de 130  $\mu\text{m}$  de diamètre d'après les données du fabricant

dans le cœur des fibres nous avons imaginé mesurer les variations d'absorption de fibres dopées en fonction de la puissance injectée de manière à retrouver la puissance de saturation de la fibre.

Par définition la puissance de saturation d'un amplificateur ou d'un absorbant saturable est la puissance permettant une saturation de 50 % du milieu à gain. A noter que la proportion de saturation varie suivant les définitions. Nous prenons ici la convention suivante. La puissance de saturation est atteinte lorsque le coefficient de transmission du signal est réduit de moitié. Ce qui correspond a puissance de saturation  $P_{sat}$  définie théoriquement par la formule (2.1).

$$P_{sat}(\lambda) = \frac{A_c h \nu}{\Gamma \tau (\sigma_{10} + \sigma_{01})} \quad (2.1)$$

Grâce à la puissance de saturation, il est possible de retrouver la somme des sections efficaces d'absorption et d'émission de la fibre. L'absorption d'une fibre en fonction de la puissance injectée suit une courbe en forme de s, comme présenté Figure 2.8, allant de l'absorption petit signal  $A_1$  à une absorption résiduelle de la fibre  $A_0$  pour des puissances très élevées. L'absorption résiduelle a une origine passive. La puissance de saturation étant définie comme la puissance au point médian entre les deux asymptotes.

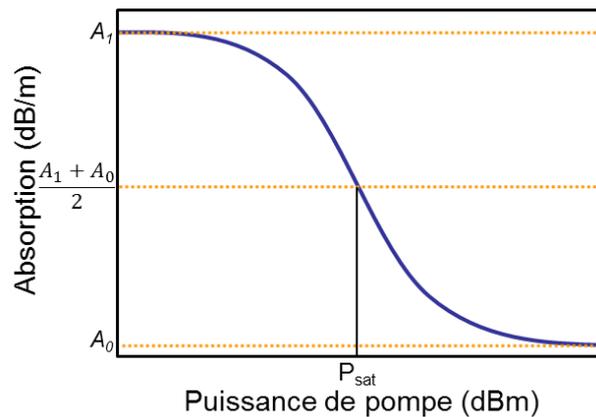


Figure 2.8 : Courbe de saturation théorique d'une fibre dopée Tm<sup>3+</sup>.

Avec  $A_c$  l'aire du cœur,  $\Gamma$  le facteur de recouvrement du mode avec le cœur,  $h$  la constante de Planck,  $\nu$  la fréquence,  $\tau$  le temps de vie du niveau  $^3F_4$ ,  $\sigma_{01}$  et  $\sigma_{10}$  les sections efficaces d'absorption et d'émission respectivement.

Pour mesurer la puissance de saturation de la fibre à 1997 nm, nous avons réalisé le montage présenté Figure 2.9. La puissance à 1997 nm est fournie par une source monofréquence continue à 1997 nm amplifiée pour atteindre jusqu'à 1 W. Un premier coupleur permet de mesurer la puissance injectée dans un morceau de fibre dopée de 10  $\mu$ m (PM 2) d'une dizaine de centimètres. La puissance en sortie de la fibre dopée est mesurée par un bolomètre et un analyseur de spectre de manière à connaître précisément la puissance transmise à 1997 nm.

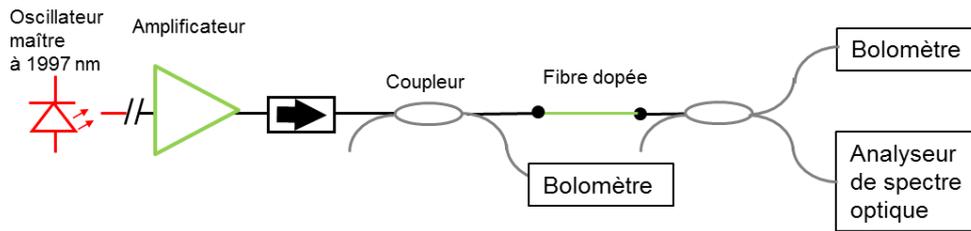
Chapitre 2 - - Fibre dopée Tm<sup>3+</sup> : notions fondamentales

Figure 2.9 : Schéma de mesure de la puissance de saturation.

La longueur d'onde de 1997 nm est assez élevée pour avoir une section efficace d'absorption faible,  $\sigma_{01}(1997) \approx 9.10^{-27} \text{ m}^2$ , tout en ayant une section efficace d'émission relativement élevée,  $\sigma_{10}(1997) \approx 1,6.10^{-25} \text{ m}^2$ , de manière à avoir une puissance de saturation assez basse et une somme  $\sigma_{10} + \sigma_{01} \approx \sigma_{10}$ . Les sections efficaces présentées ici ont été mesurées à l'Onera (Renard, 2012). Ainsi la mesure de  $P_{sat}$  à 1997 nm permettrait de retrouver directement la section efficace d'émission à 1997 nm.

Les résultats de la mesure de saturation sur 1,7 m de fibre de 10  $\mu\text{m}$  (PM 2) sont présentés Figure 2.10. La courbe mesurée commence à ressembler à la courbe théorique mais nous sommes limité par la puissance injectée de 1 W de puissance à 1997 nm qui ne permet pas de saturer la fibre complètement. Les pertes passives de la fibre sont de l'ordre de 0,02 dB/m (Jackson, et al., 1999). On obtient alors d'après la Figure 2.10 une puissance de saturation autour de 160 mW en supposant que les pertes intrinsèques de la fibre sont de 0,01  $\text{m}^{-1}$ .

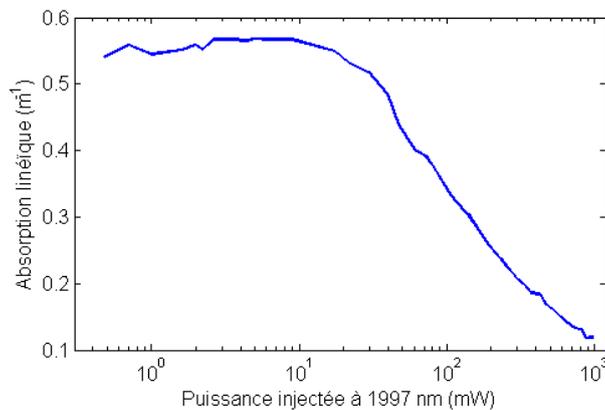


Figure 2.10 : Mesure de saturation pour une fibre PM 2 de 1,7 m, limitée par la puissance injectée de 1 W.

Néanmoins cette mesure de puissance de saturation est trop imprécise. La valeur de puissance de saturation obtenue ne correspond pas à la valeur calculée à partir de l'équation (2.1) avec les données du constructeur, 273 mW (voir paragraphe 3.3.3.1). La différence entre la mesure de la puissance de saturation et le calcul théorique peut s'expliquer premièrement par une erreur expérimentale, les puissances à mesurer sont relativement faibles (du mW au W) et les capteurs de puissance utilisés ont une résolution de l'ordre du mW. Deuxièmement, la fibre

utilisée pour l'expérience avait déjà été utilisée pour des tests de pompage cœur à 1560 nm. Il est probable qu'elle a déjà subi du photo-noircissement. Dans ce cas, ses pertes intrinsèques seraient largement supérieures à celles prises en compte pour estimer la puissance de saturation. Les données pour des puissances supérieures au watt étant manquantes il est impossible de statuer sur la cause exacte.

Il est nécessaire de trouver une autre solution pour obtenir les sections efficaces et le dopage de la fibre. Une solution serait la mesure de sections efficaces d'émission et d'absorption.

#### 2.2.2.4. Mesures des sections efficaces et des temps de vie

Les sections efficaces sont des paramètres importants des fibres dopées Tm<sup>3+</sup>. Elles caractérisent les bandes d'émissions et d'absorption des niveaux énergétiques. Turri et al. ont montré que des variations de composition des fibres dopées Tm<sup>3+</sup> avaient une influence sur les sections efficaces (Turri, et al., 2008). Nous disposons de plusieurs fibres dopées qui proviennent de trois fabricants différents. La connaissance des sections efficaces d'absorption et d'émission est importante pour la modélisation d'un amplificateur.

Des mesures de sections efficaces d'absorption du niveau <sup>3</sup>H<sub>6</sub> et d'émission du niveau <sup>3</sup>F<sub>4</sub> des fibres de 9 μm (SM 1), de 6 μm (SM 2) et de 10 μm (PM 2), décrites Tableau 2.1, ont été réalisées à l'Onera (Renard, 2012). Il y a plusieurs possibilités pour retrouver les sections efficaces d'absorption et d'émission, en utilisant le temps de vie radiatif ou le spectre de fluorescence par exemple. Néanmoins ces méthodes nécessitent la connaissance de la concentration en Tm<sup>3+</sup> dans le cœur de la fibre dopée. Ce paramètre n'est pas donné par les fabricants et il n'est pas simple à déterminer sans l'aide d'une microanalyse par sonde électronique dont nous ne disposons pas au laboratoire. Une mesure des spectres d'absorption petit signal et les spectres d'émission de fluorescence a été réalisée. Ces mesures permettent respectivement de retrouver les sections efficaces d'absorption et d'émission, à condition de connaître la concentration en dopant.

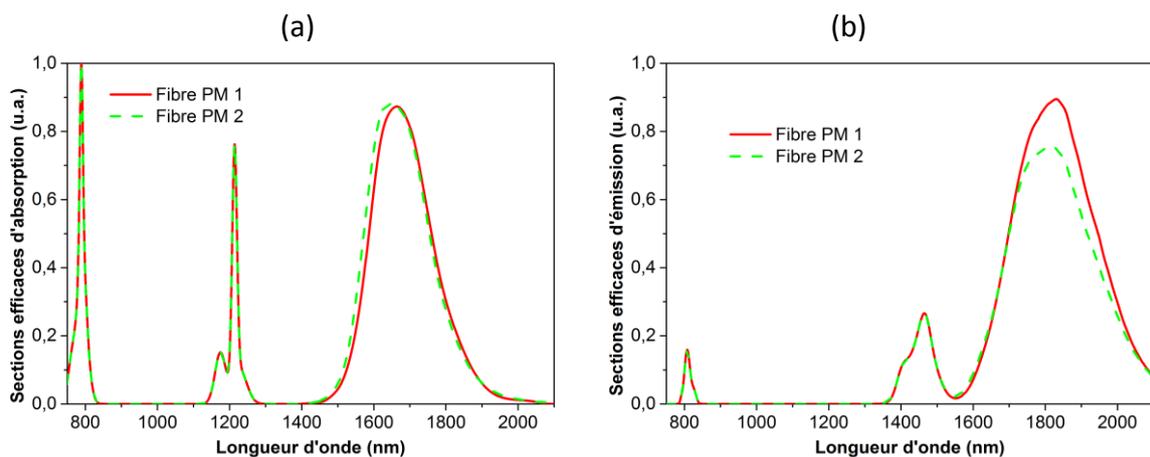


Figure 2.11 : Section efficaces d'absorption (a) et d'émission (b) normalisées pour les fibres SM 2 et PM 2.

W. Renard utilise une valeur moyenne du maximum de la section efficace d'absorption du niveau <sup>3</sup>H<sub>6</sub> issue de la littérature,  $4,5 \cdot 10^{-25}$  m<sup>2</sup>, pour retrouver d'après les spectres mesurés les sections efficaces d'absorption du niveau <sup>3</sup>H<sub>6</sub> et d'émission du niveau <sup>3</sup>F<sub>4</sub>. Les sections efficaces des autres niveaux énergétiques sont obtenues d'après le modèle de section efficace proposé par Peterka et al. (Peterka, et al., 2011). Les sections efficaces d'absorption que nous utiliserons par la suite sont issues de 700 nm à 1340 nm du modèle de Peterka et al. et de 1340 à 2200 nm des mesures faites à l'Onera. Les sections efficaces d'émissions sont issues de 700 à 1550 nm du modèle de Peterka et al. et de 1550 nm à 2200 nm des mesures réalisées à l'Onéra. Les sections efficaces obtenues pour les fibres dopées Tm<sup>3+</sup> de 6 μm et 10 μm de diamètre de cœur (SM 2 et PM 2) sont présentées Figure 2.11. La différence entre les deux fibres est plus particulièrement marquée Figure 2.11 (b). Cela laisse penser à une concentration de co-dopant, comme l'aluminium, dans le cœur différente entre les deux fibres (Simpson, 2008).

Des mesures de temps de vie de la transition énergétique <sup>3</sup>F<sub>4</sub> vers <sup>3</sup>H<sub>6</sub> ont aussi été réalisées à l'Onera. Le temps de vie est le temps moyen que va mettre un ion à se désexciter vers le niveau fondamental. Le temps de vie mesuré  $\tau_{mes}$  se définit en fonction du temps de vie radiatif  $\tau_R$  et du temps de vie non radiatif  $\tau_{NR}$  par la formule suivante  $\frac{1}{\tau_{mes}} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}}$ .

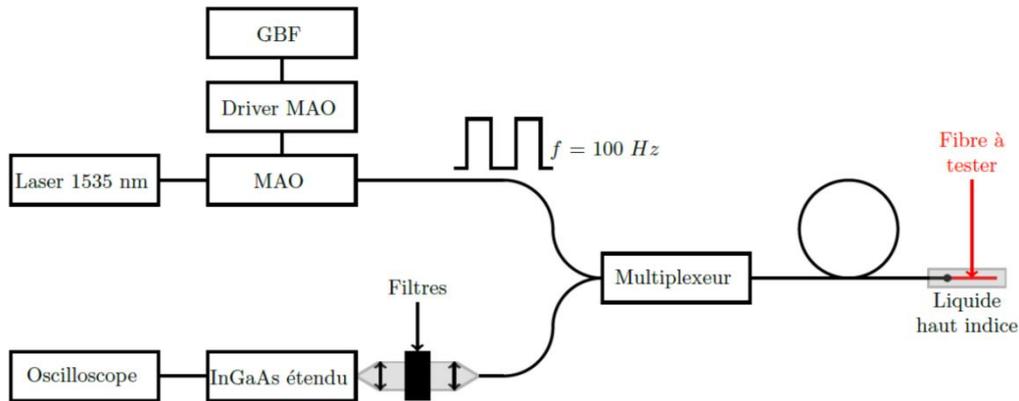


Figure 2.12 : Schéma du montage de mesure des temps de vie de la transition <sup>3</sup>F<sub>4</sub>- <sup>3</sup>H<sub>6</sub> du thulium (Renard, 2012).

Le temps de vie radiatif est lié à l'émission de photon, le temps de vie non radiatif est lié à l'émission de phonon ou d'un mécanisme de relaxation croisée. Dans notre cas où les fibres sont fortement dopées, les mécanismes de relaxations croisées qui contribuent à la désexcitation du niveau <sup>3</sup>F<sub>4</sub> sont prépondérants sur l'émission de phonon (Simpson, 2008).

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 2.12. La mesure de la fluorescence contra-propagative des ions est réalisée pour 3 des fibres dopées présentées paragraphe 2.2.2.2.

La variation de l'émission spontanée peut être approchée par la somme de deux exponentielles décroissantes, une première avec un temps long  $\tau_{long}$  qui correspond au temps

de vie de la transition laser et une seconde avec un temps court  $\tau_{court}$  qui reflète les transitions énergétiques non radiatives. Les temps de vie des fibres de 6  $\mu\text{m}$  (SM 2) et de 10  $\mu\text{m}$  (PM 2) et de la fibre de 9  $\mu\text{m}$  (SM 1) mesurés sont présentés Tableau 2.2.

Tableau 2.2 : Mesure des temps de vie pour différentes fibres. D'après (Renard, 2012).

Fibre	$\tau_{long}$ ( $\mu\text{s}$ )	$\tau_{court}$ ( $\mu\text{s}$ )
Fibre 6 $\mu\text{m}$ (SM 1) fort dopage Tm <sup>3+</sup>	402	88
Fibre 10 $\mu\text{m}$ (PM 2) dopage Tm <sup>3+</sup> moyen	379	119
Fibre 9 $\mu\text{m}$ (SM 1) dopage Tm <sup>3+</sup> faible	523	219

Les trois fibres sont issues de fabricants différents et possèdent des dopages différents ce qui explique les variations de temps de vie entre les fibres. Simpson a d'ailleurs démontré que l'augmentation du temps de vie du niveau <sup>3</sup>F<sub>4</sub> est proportionnelle à la concentration en ions aluminium du cœur (Simpson, 2008).

Le temps court reflète les transitions non radiatives et notamment la relaxation croisée. Nous avons vu au paragraphe 2.2.1 que la probabilité de la relaxation croisée augmente avec le dopage, et par conséquent que le temps caractéristique de la relaxation croisée décroît. On observe bien une variation du temps court inverse de celle du dopage Tm<sup>3+</sup> des fibres, Tableau 2.2. Les valeurs du temps de vie long du niveau <sup>3</sup>F<sub>4</sub> dans la littérature sont proches des valeurs mesurées, 335  $\mu\text{s}$  pour (Jackson et al., 1999) et autour de 440  $\mu\text{s}$  pour (Simpson, 2008), pour des fibres avec un dopage moyen (proche de la fibre PM 2 de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur).

Nous reparlerons des sections efficaces d'émission et d'absorption et des temps de vie du niveau <sup>3</sup>F<sub>4</sub> à propos de la mise en équation des échanges énergétiques au chapitre 3.

### 2.3. Etude du pompage du niveau <sup>3</sup>F<sub>4</sub> autour de 1550 nm

Afin de limiter les effets non-linéaires, nous avons commencé par étudier les amplificateurs à fibre dopée courte (~30 cm). Une solution pour réaliser cela est d'utiliser des fibres fortement dopées Tm<sup>3+</sup> avec un pompage cœur autour de 1550 nm. Ce paragraphe s'intéresse donc au pompage cœur de fibre dopée Tm<sup>3+</sup> avec des études sur l'efficacité en fonction de la concentration en dopant, l'influence de la température et le photo-noircissement

#### 2.3.1. Premières observations

Au cours d'une expérimentation préliminaire d'amplification continue à 1997 nm avec une fibre 10  $\mu\text{m}$  (PM 2) pompée à 1560 nm dans le cœur, nous avons réalisé plusieurs observations.

Premièrement, nous avons observé deux taches bleues sur la fibre, voir Figure 2.14. La fibre est pompée par 3 W à 1560 nm dans le cœur co-propagativement. Le signal injecté est de 1,5 mW à 1997 nm, cf. Figure 2.13.

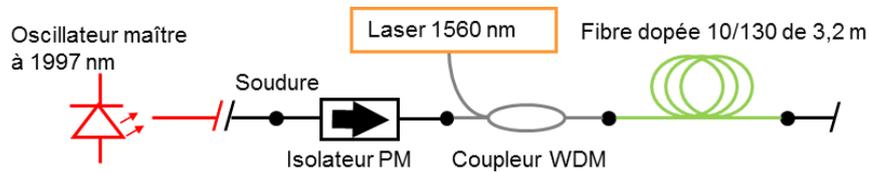


Figure 2.13 : Montage expérimental testé lors de l'observation des taches bleues.

La fibre est posée sur la table optique métallique. Les deux taches bleues sont situées au-dessus de trous dans la surface de la table optique. La surface métallique de la table sert de radiateur à la fibre dopée, sauf au niveau des trous où la fibre est légèrement plus chaude. La table optique est à température ambiante de 20 °C ainsi que l'air, le laboratoire étant climatisé. La conductivité thermique de la table optique supérieure à celle de l'air induit une différence de température dans le cœur entre les portions de fibre au-dessus des trous et celles sur la table optique. La conduction thermique de l'acier inoxydable est de  $26 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  contre  $0,026 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  pour l'air<sup>3</sup>.

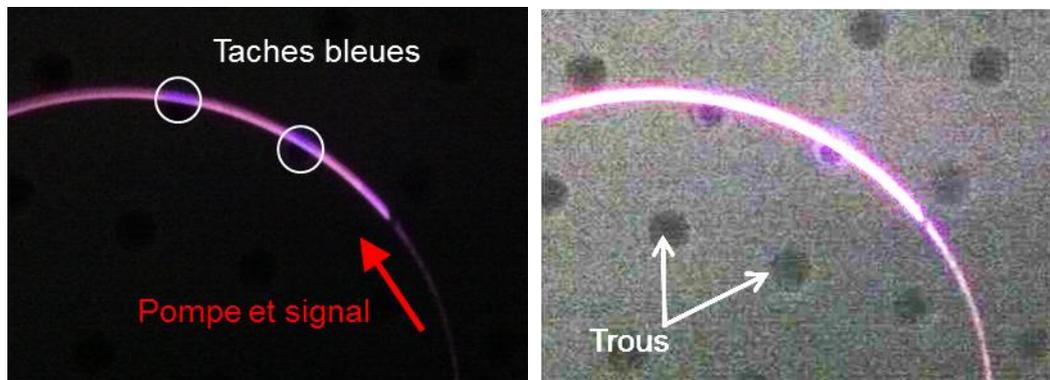


Figure 2.14 : Photos de la fibre dopée de l'amplificateur pompé à 1560 nm, posée sur la table optique pour la refroidir. Le rose n'est pas dans le spectre visible, il correspond à une longueur d'onde autour de 800 nm.

Deuxièmement, la puissance en sortie de l'amplificateur décroît lorsque la fibre dopée en contact avec la table est maintenue en l'air sans contact avec la table. Pour la même raison que précédemment la température du cœur de la fibre dopée est inférieure lorsqu'elle est placée sur la table au moment où elle est maintenue en l'air.

<sup>3</sup> [http://fr.wikipedia.org/wiki/Conductivité\\_thermique](http://fr.wikipedia.org/wiki/Conductivité_thermique)

Troisièmement, en plaçant la fibre dopée dans le même état et avec les mêmes paramètres de fonctionnement (puissance injectée, puissance de pompe), la puissance en sortie de l'amplificateur après plusieurs heures de test est inférieure à la puissance obtenue au début des tests. Cette perte de puissance n'est pas liée à un vieillissement des soudures ou des composants qui ont tous été testés.

Nous observons trois phénomènes, la fluorescence de la fibre dopée semble varier avec la température, la puissance en sortie de l'amplificateur semble varier avec la température et finalement la puissance en sortie de l'amplificateur semble décroître avec le temps. On peut se demander quelle est l'origine de ces phénomènes, s'il y a un lien entre eux et qu'elle va être l'influence du dopage Tm<sup>3+</sup> sur ces phénomènes.

### 2.3.2. Montages expérimentaux

Nous voulons donc pouvoir faire varier la température de la fibre, mesurer la fluorescence émise radialement par la fibre, pouvoir mesurer l'efficacité d'amplificateurs pour différentes puissances de pompe et de signal injecté, et ceci pour des fibres ayant de dopages différents.

Pour pouvoir faire varier la température de la fibre dopée nous avons décidé de placer une partie de l'amplificateur dans une étuve. L'étuve utilisée est une VT 4002 avec une plage de température entre -40 et 130°C avec une précision de 1°C. La dimension interne de l'étuve est de 20 cm x 30 cm x 15 cm. Un orifice permet de faire passer des câbles et des fibres optiques sans dégrader la température interne de l'étuve.

Nous avons réalisé un amplificateur pour 3 fibres dopées différentes : 9 µm de diamètre de cœur (SM 1) avec un dopage faible, 10 µm de diamètre de cœur (PM 2) avec un dopage moyen et 6 µm de diamètre de cœur (SM 2) avec un dopage élevé, cf. Tableau 2.1.

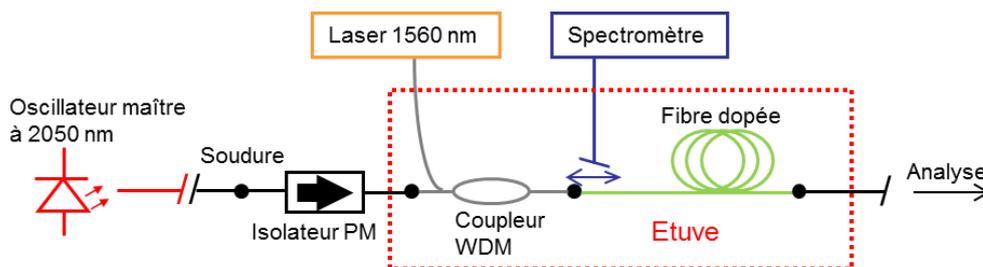


Figure 2.15 : Montage expérimental d'étude de l'influence de la température sur les fibres dopées Tm<sup>3+</sup>.

Ces fibres ont des diamètres de cœur et des dopages très différents, ce qui rend les comparaisons entre elles difficile. En effet les mesures d'efficacité ou d'absorption dépendent en partie de la géométrie de la fibre. La longueur des fibres a été choisie de manière à se placer à absorption de la pompe constante. De manière à ce que les trois amplificateurs absorbent la même énergie. De plus, nous avons travaillé à intensité de signal injecté égale entre les amplificateurs. C'est-à-dire que la puissance injectée est fonction de la taille du mode dans la fibre. Ainsi on peut supposer que les trois amplificateurs sont dans le même état de saturation

et donc nous pouvons comparer les efficacités entre les amplificateurs. Le Tableau 2.3 les différents paramètres des trois fibres dopées utilisées, longueur, dopage en Tm<sup>3+</sup>, taille de mode et l'absorption petit signal dans le cœur à 1560 nm mesurée.

Les trois amplificateurs réalisés ont la même architecture de pompe : pompage co-propagatif dans le cœur à 1560 nm. Ne sont placés dans l'étuve que le coupleur de pompe et la fibre dopée, comme présenté (Figure 2.15).

Une fibre optique avec un collimateur vient capter une partie de la lumière émise radialement par la fibre dopée placée dans l'étuve, cette lumière est analysée par un spectromètre EPP2000 sensible de 350 nm à 1150 nm. Néanmoins cette mesure est relative et non pas quantitative. Les dopages des fibres étant différents ainsi que les diamètres de cœur, la puissance de fluorescence couplée dans le spectromètre varie suivant les fibres. Nous ne pouvons que comparer les variations relatives entre les spectres issus des différentes fibres en fonction d'un paramètre comme la puissance de pompe ou la température de l'étuve.

Tableau 2.3 : Paramètres des fibres utilisées pour le montage expérimental d'étude en température.

Fibre	Dopage (u. a.)	Absorption petit signal dans le cœur à 1560 nm mesurée (dB/m)	Longueur de fibre (m)	Diamètre de mode à 2050 nm (μm)
Fibre 6 μm (SM 2)	1	200	0,33	5,14
Fibre 10 μm (PM 2)	0,33	120	0,47	9,10
Fibre 9 μm (SM 1)	0,09	20	3,15	7,96

### 2.3.3. Phénomène de photo-noircissement

Le photo-noircissement se traduit par une augmentation des pertes de transmission des fibres optiques au cours du temps, principalement dans le visible. Ce phénomène est dû au passage d'un électron de l'ion Tm<sup>3+</sup> de la bande de valence (les niveaux énergétiques inférieurs) à la bande de conduction, L'électron est alors « perdu ». Il se crée des défauts dans la maille cristalline de la fibre. La probabilité d'apparition de ce phénomène est liée au niveau d'énergie de l'ion. Une forte inversion de population du milieu amplificateur favorise donc le photo-noircissement. Broer et al. ont observé du photo-noircissement dans le thulium lié au pompage du niveau <sup>3</sup>H<sub>5</sub> et en particulier autour à 1064 nm (Broer, et al., 1993). La pompe à 1064 nm permet d'exciter les niveaux les plus élevés pour finir par exciter l'électron de l'ion dans la bande de conduction, comme présenté Figure 2.16.

Il n'y a pas pour l'instant à notre connaissance d'exemple dans la littérature de fibres en silice dopées Tm<sup>3+</sup> guéries du photo-noircissement. On trouve par contre des exemples de fibres en ZBLAN dopées Tm<sup>3+</sup> guéries par irradiation dans l'ultraviolet (El-Agmy, et al., 2010). Peut-être qu'à l'avenir un phénomène comparable pourra être observé pour les fibres en silice dopées Tm<sup>3+</sup>.

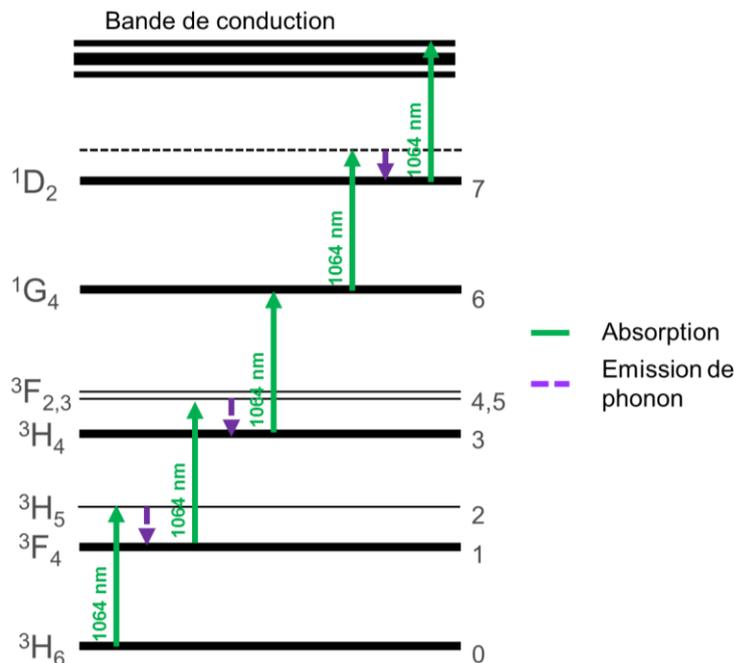


Figure 2.16 : Diagramme énergétique simplifié du Tm<sup>3+</sup> expliquant le photo-noircissement par la pompe à 1064 nm d'après (Broer, et al., 1993).

### *Etude du pompage cœur à 1560 nm*

Pour l'étude nous avons comparé l'évolution de l'efficacité des trois amplificateurs au cours du temps à température constante, puissance injectée constante, et puissance de pompe constante.

Nous avons observé une perte d'efficacité au bout de deux heures de fonctionnement. La perte d'efficacité étant d'autant plus élevée que le dopage en ion Tm<sup>3+</sup> de la fibre est élevé. La Figure 2.17 présente les pertes d'efficacité mesurée pour chacun des amplificateurs pour deux heures de fonctionnement à une puissance de pompe maximale de 5 W, une puissance de signal injecté de 1,5 mW à 2050 nm et à 20° C. Ces pertes sont définitives et elles ne sont liées ni à une dégradation des composants ni des soudures des fibres optiques. Nous supposons que ces pertes d'efficacité sont dues à un photo-noircissement des fibres dopées lié au pompage cœur à 1560 nm.

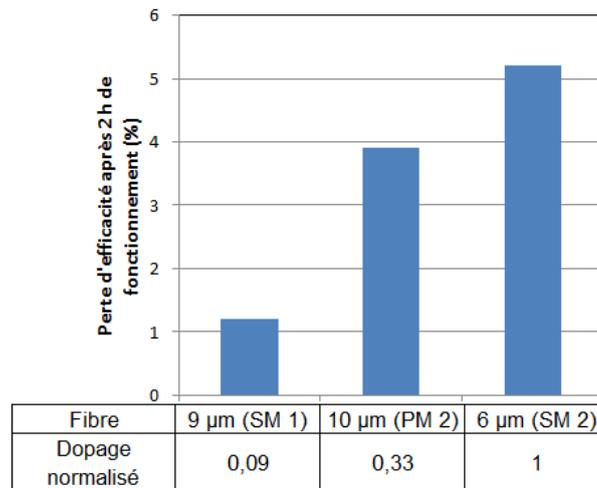
Chapitre 2 - - Fibre dopée Tm<sup>3+</sup> : notions fondamentales

Figure 2.17 : Pertes d'efficacité pour 2 h de fonctionnement pour 5 W de puissance de pompe à 1560 nm.

Nous proposons un mécanisme d'excitation des niveaux énergétiques élevés du Tm<sup>3+</sup>, Figure 2.18, qui peut expliquer ce que nous supposons être un phénomène de photo-noircissement lié à au pompage à 1560 nm de fibres dopée Tm<sup>3+</sup>. Les photons à une longueur d'onde autour de 1550 nm permettent d'exciter de nombreux niveaux d'énergie vers le niveau supérieur jusqu'à la bande de conduction.

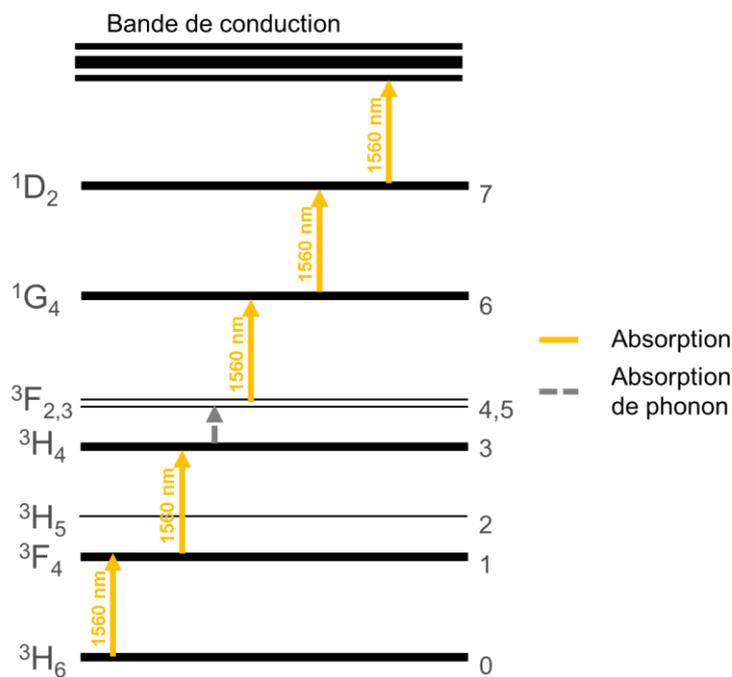


Figure 2.18 : Diagramme énergétique simplifié du Tm<sup>3+</sup> pouvant expliquer le photo-noircissement par la pompe à 1560 nm.

### 2.3.4. Efficacité comparée de différentes fibres

#### *Efficacité en fonction du dopage*

La deuxième étude porte sur la comparaison de l'efficacité des trois différentes fibres dopées à température constante. La densité de puissance, en  $W/mm^2$ , injectée dans le cœur des fibres dopées est constante pour toutes les fibres, de manière ce que l'intensité soit constante dans le cœur des fibres. Une densité de puissance de  $20 W/mm^2$  correspond à une puissance de 1,54 mW pour la fibre de  $10 \mu m$  de diamètre de cœur (PM 2) et  $4210 W/mm^2$  à une puissance de 309 mW. Les résultats sont présentés Figure 2.19 pour une pompe à 1560 nm de 5 W à  $20^\circ C$ .

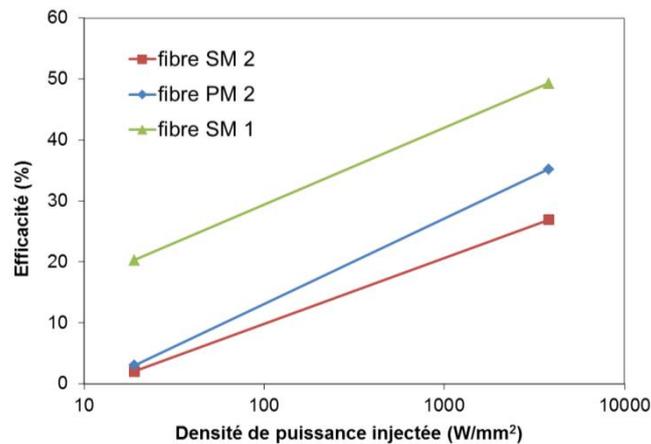


Figure 2.19 : Efficacité des différentes fibres dopées Tm3+ en fonction de la densité de puissance injectée pour une puissance de pompe de 5 W à 1560 nm.

Il apparaît que les fibres les plus dopées sont moins efficaces pour une pompe à 1560 nm, ce qui est cohérent avec la dépendance au dopage des mécanismes non-linéaire ETU1 et ETU2. Avec une pompe à 1560 nm, le mécanisme de relaxation croisée qui améliore l'efficacité de la pompe n'est pas favorisé, au contraire. Ce sont ses mécanismes antagonistes, ETU1 et ETU2, qui le sont. Or ces mécanismes, comme la relaxation croisée, ont une probabilité qui varie en  $1/d^6$  avec  $d$  la distance entre les ions (Dexter, 1953)(Förster, 1948).

#### *Efficacité en fonction de la température*

Travaillons maintenant avec une densité de puissance constante entre les fibres dopées mais avec une température variable. La densité de puissance injectée dans les fibres est de  $19 W/mm^2$  à 2050 nm. La puissance de pompe est de 5 W à 1560 nm. Les résultats expérimentaux sont présentés Figure 2.20, avec des températures de l'étuve allant de 0 à  $60^\circ C$ . Ces mesures ont été réalisées après 30 minutes de thermalisation de l'amplificateur.

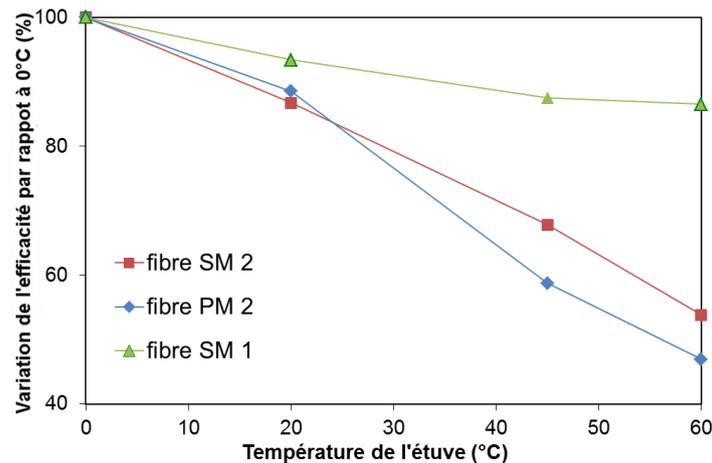


Figure 2.20 : Variation de l'efficacité des fibres en fonction de la température par rapport à l'efficacité à 0°C.

La fibre de 9  $\mu\text{m}$  (SM 1), la moins dopée, est encore celle dont l'efficacité décroît le moins, avec une perte maximale d'efficacité de 16 %. Les deux autres fibres ont des variations assez semblables, la fibre de 10  $\mu\text{m}$  (PM 2) ayant la plus forte perte d'efficacité, avec 53 % de perte. La différence entre la fibre la moins dopée et les fibres les plus dopées est encore explicable par la plus faible proportion des mécanismes ETU1 et ETU2 dans la fibre la moins dopée. Ce dernier en particulier étant favorisé par l'augmentation de la température.

Il est difficile d'analyser l'effet des mécanismes ETU sur la perte d'efficacité des amplificateurs. A première vue, plus le dopage de la fibre est important, plus les mécanismes ETU doivent être présents et donc plus l'efficacité des amplificateurs doit décroître. Or on observe Figure 2.20 que ce n'est pas le cas entre les deux fibres les plus dopées. Pour une densité de puissance injectée de 20 mW/mm<sup>2</sup>, une puissance de pompe de 5 W et à 60° C, l'efficacité de la fibre la plus fortement dopée est de 2,2 %, contre 1,6 % pour la fibre moyennement dopée. L'efficacité relative de la fibre moyennement dopée (PM2) est plus importante après 20° C que celle de la fibre fortement dopée (SM 2), Figure 2.20. La différence d'efficacité reste faible dans l'absolu. Il s'agit peut-être d'un effet de la composition des verres qui favoriserait plus les mécanismes ETU pour la fibre moyennement dopée (PM 2), ou une erreur de mesure.

### 2.3.5. Fluorescence en fonction de la température

L'efficacité des amplificateurs pompés à 1560 nm décroît lorsque la température augmente. L'efficacité décroît d'autant plus que la fibre active de l'amplificateur est fortement dopée. Mais qu'en est-il de la fluorescence, la dépendance en températures du mécanisme ETU2 ? Comment expliquer le phénomène présenté paragraphe 2.3.1. ?

La fluorescence mesurée par le spectromètre à 20° C pour les trois fibres est présentée Figure 2.21. On retrouve les bandes d'émission des niveaux élevés du Tm<sup>3+</sup> présentées Figure 2.1. avec :

- un pic dans le violet centré à 360 nm qui correspond à la désexcitation du niveau  $^1D_2$  vers  $^3H_6$ ,
- deux pics qui se recouvrent dans le bleu centrés en 460 et 480 nm qui correspondent aux désexcitations des niveaux  $^1D_2$  vers  $^3F_4$  et  $^1G_4$  vers  $^3H_6$ ,
- deux pics confondus dans le rouge centrés en 690 nm qui correspondent à la désexcitation des niveaux  $^3F_2$  et  $^3F_3$  vers  $^3H_6$
- et enfin deux pics qui se recouvrent dans l'infrarouge l'un centré en 790 et en 800 nm qui correspondent aux désexcitations des niveaux  $^1G_4$  vers  $^3H_5$  et  $^3H_4$  vers  $^3H_6$ .

La composante dominante dans le visible est bien le bleu autour de 460 nm.

Les différentes composantes nous renseignent sur le peuplement des niveaux énergétique. La probabilité de désexcitation radiative d'un niveau énergétique est proportionnelle à  $N/\tau_r$  avec  $N$  son peuplement, si on ne tient pas compte des autres mécanismes. Les temps de vies de différents verres dont la silice se trouvent dans la littérature (Peng, et al., 1995) (Walsh, et al., 2004). Ces données sont issues de calculs d'après la théorie de Judd-Ofelt (Judd, 1962)(Ofelt, 1962).

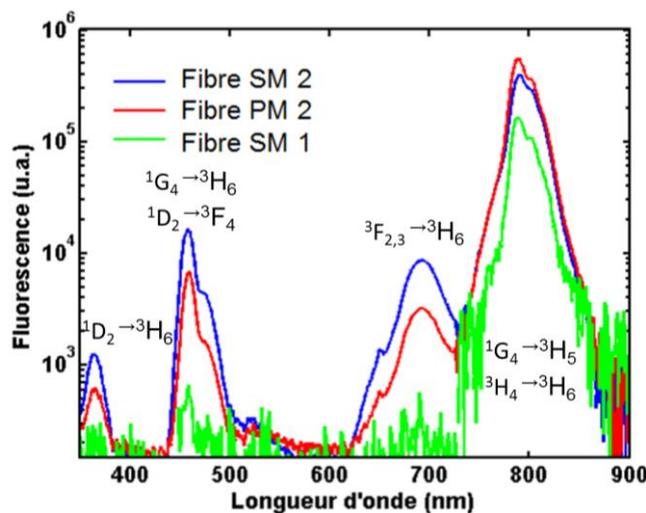


Figure 2.21 : Spectre de fluorescence des différentes fibres dopées.

Les hauteurs relatives des pics entre les fibres ne sont pas constantes mais nous ne pouvons les comparer entre elles, les compositions des verres n'étant pas connues. Ces fibres proviennent de trois fabricants différents, la composition des trois est donc vraisemblablement différente. Néanmoins il est frappant que le spectre de fluorescence de la fibre de 9  $\mu\text{m}$  (SM 1), la moins dopée, est quasi nul en dehors du pic autour de 795 nm et d'un pic autour de 460 nm.

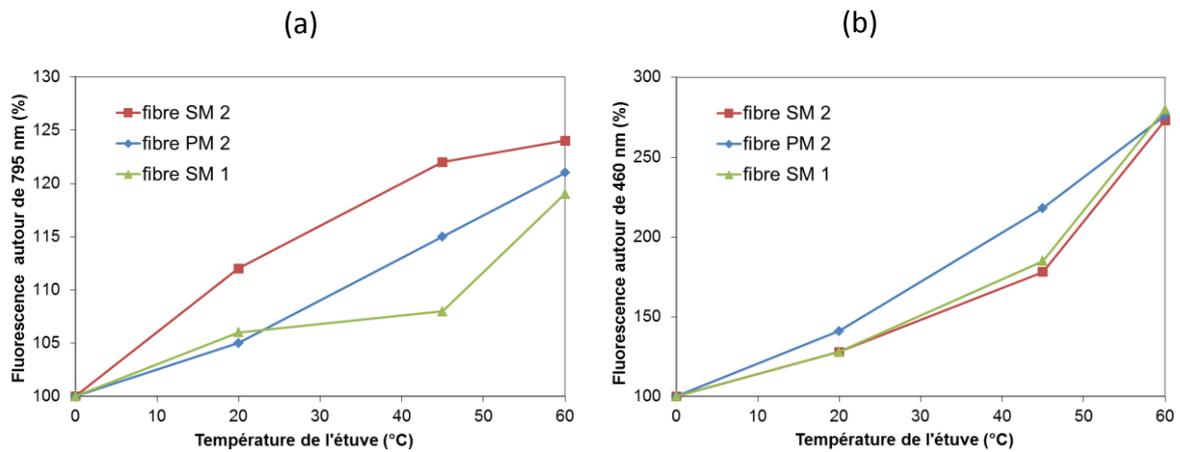


Figure 2.22 : Variations des pics de fluorescence en fonction de la température de l'étuve. (a) fluorescence autour de 800 nm. (b) fluorescence autour de 460 nm.

Regardons de plus près la variation relative des pics de fluorescence en fonction de la température et plus particulièrement la variation des pics autour de 795 nm et de 460 nm, les seuls qui soient présents dans tous les spectres. La

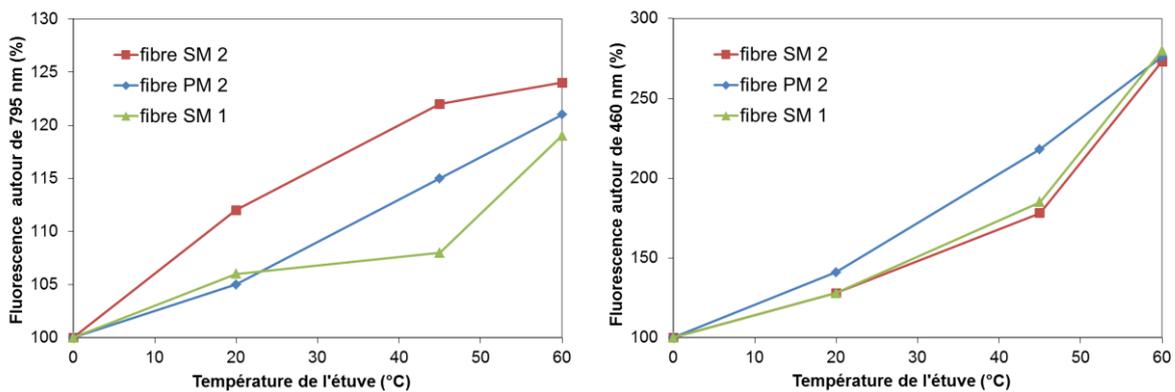


Figure 2.22 présente les variations de puissance des pics autour de 800 nm et de 460 nm en fonction de la température de l'étuve par rapport à la température la plus basse.

Les variations de l'émission autour de 800 nm suivent une croissance globalement linéaire et relativement modeste de 25 % au maximum pour les trois fibres. Alors que les variations de l'émission autour de 460 nm suivent une croissance quasi exponentielle et atteignent 170 %

pour les trois fibres, cf.

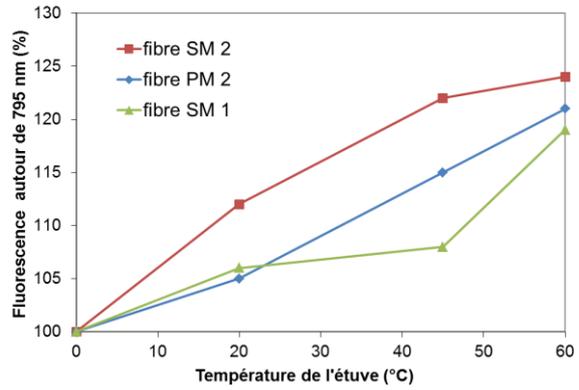
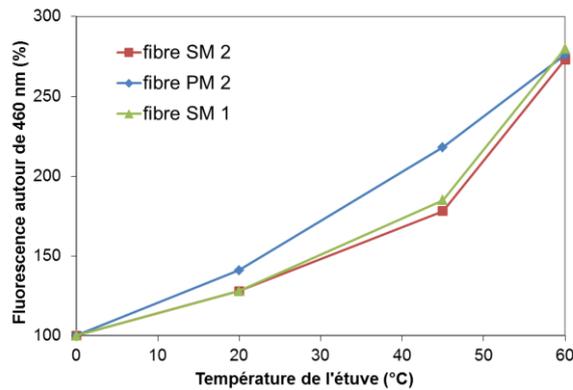


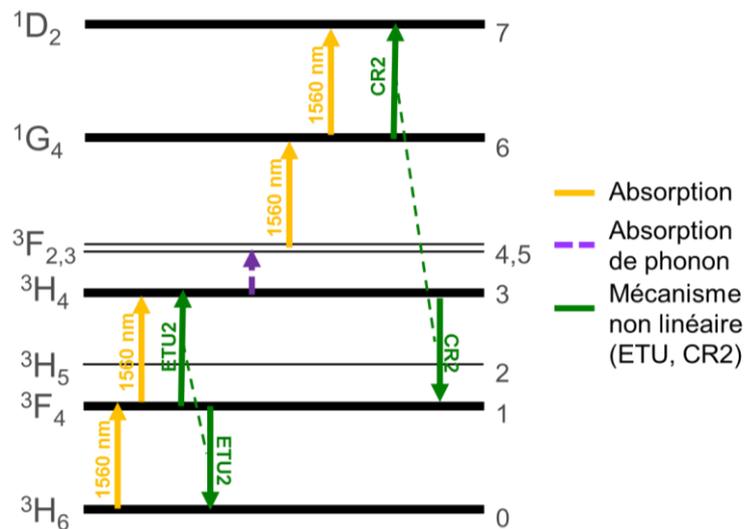
Figure 2.22.

### 2.3.6. Mécanismes proposés

Les variations des différents pics de fluorescence en fonction de la température ont des causes diverses. Nous proposons un ensemble de mécanismes qui permettent d'expliquer ces phénomènes. Ils sont présentés Figure 2.23. Le mécanisme d'excitation de base est toujours l'absorption de photons à 1560 nm, mais ce mécanisme est en concurrence avec des mécanismes non linéaires comme ETU2 et la relaxation croisée, CR2. Le mécanisme ETU2 est endothermique comme nous l'avons vu précédemment (Jackson, 2004).

C'est le mécanisme ETU2 qui explique la croissance linéaire des pics de fluorescence autour de 800 nm. Il existe un autre mécanisme de relaxation croisée CR2 qui fait passer un ion du niveau  $^1G_4$  au niveau  $^1D_2$  et un ion du niveau  $^3H_4$  au niveau  $^3H_6$ . La part de ce mécanisme dans la transition du niveau  $^1G_4$  au niveau  $^1D_2$  est comparable à la transition par absorption de photons (Jackson, et al., 1998).

La croissance exponentielle des pics autour de 460 nm est liée à la distribution de Boltzmann. En effet les niveaux  $^3H_4$  et  $^3F_{2,3}$  sont assez proches pour permettre une excitation du niveau  $^3H_4$  vers le niveau  $^3F_{2,3}$  par absorption de phonons. La population du niveau  $^3F_{2,3}$  est donc proportionnelle à  $\exp\left(-\frac{E_{34}}{kT}\right)$  avec  $E_{34}$  l'énergie de la transition  $^3H_4 \rightarrow ^3F_{2,3}$ ,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température. La variation de la population du niveau  $^3F_{2,3}$  suit bien une exponentielle croissante avec la température.

Figure 2.23 : Mécanismes d'excitation des niveaux élevés du Tm<sup>3+</sup>.

La perte d'efficacité lors de l'accroissement de la température est liée à l'ensemble des mécanismes de fluorescence. Par exemple un photon émis à 360 nm représente quatre photons de pompe à 1560 nm et donc quatre photons de signal à 2050 nm qui ne pourront être émis. S'ajoute à la fluorescence les mécanismes de désexcitation du niveau  $^3F_4$  comme ETU1 et ETU2.

A noter que les mécanismes présentés ici le sont pour une pompe à 1560 nm, mais ces mécanismes de désexcitation et de fluorescence peuvent se produire pour d'autres types de pompe. Pour une pompe à 793 nm, l'absorption de photons autour de 1560 nm n'est pas possible pour passer du niveau  $^3F_{2,3}$  au niveau  $^1G_4$ . Nous n'observons pas de fluorescence autour de 360 et 460 nm mais la fluorescence autour de 800 nm et 690 nm est toujours présente. Nous avons aussi observé que l'efficacité des amplificateurs pompés à 793 nm est elle aussi décroissante avec la température de la fibre, cf. (Goodno et al. 2009). Nous n'avons néanmoins pas pu mener une étude aussi approfondie de ce phénomène que pour le pompage cœur à 1550 nm.

## 2.4. Conclusion du chapitre

Ce chapitre s'est intéressé aux fibres dopées Tm<sup>3+</sup> en présentant dans un premier temps la spectroscopie de l'ion Tm<sup>3+</sup> dans la silice et dans un second temps en étudiant l'influence de la température sur les fibres dopées Tm<sup>3+</sup>. La spectroscopie du Tm<sup>3+</sup> est très riche, le Tm<sup>3+</sup> peut être excité par de nombreuses longueurs d'onde. La pompe à 793 nm en particulier fait appel à un effet de relaxation croisée qui permet d'augmenter le rendement quantique de la pompe d'un facteur deux. D'autres longueurs d'ondes de pompe comme le 1560 nm et le 1064 nm provoquent du photo-noircissement qui dégrade l'efficacité des fibres dopées. Les mesures de sections efficaces pour différentes fibres et de temps de vies des niveaux  $^3F_4$  et  $^3H_6$  sont d'un grand intérêt pour la modélisation d'amplificateur à fibre dopée Tm<sup>3+</sup>.

La seconde partie de ce chapitre étudie l'influence de la température sur l'efficacité et la fluorescence des amplificateurs à fibre dopée Tm<sup>3+</sup> pompé à 1560 nm. La température joue un rôle important dans l'excitation de niveaux élevés du Tm<sup>3+</sup> en excitant le niveau <sup>3</sup>F<sub>2,3</sub>. La fluorescence dans le bleu le violet ou le rouge contribue la baisse d'efficacité des amplificateurs. Pour toutes ces raisons la pompe à 1560 nm dans des fibres autres que des fibres faiblement dopées adaptées n'est pas recommandée.

Le chapitre suivant va présenter nos travaux sur le développement d'un modèle d'amplificateur à fibre dopée Tm<sup>3+</sup> continu et impulsif, qui va notamment faire appel aux données de spectroscopiques développée dans ce chapitre.





## **Chapitre 3 - Modélisation des amplificateurs à fibre dopée Thulium**

### **3.1.Introduction au chapitre**

La spectroscopie des fibres dopées  $Tm^{3+}$  est relativement riche comme nous l'avons vu au chapitre précédent. La longueur d'onde de 2050 nm est à l'extrémité de la bande d'émission du  $Tm^{3+}$ , ce qui complexifie la conception des architectures laser/amplificateur : longueur de fibre dopée, minimisation du niveau d'ASE. La modélisation d'une source laser à fibre dopée  $Tm^{3+}$  est une aide précieuse pour la compréhension des phénomènes physiques impliqués dans la source et la conception et l'optimisation de son architecture. Pour cela le modèle utilise les paramètres des fibres dopées utilisées expérimentalement. Au chapitre précédent, nous avons déjà présenté plusieurs paramètres propres aux fibres dopées disponibles au laboratoire, les sections efficaces d'émission et d'absorption ainsi que le temps de vie du niveau de transition laser  $^3F_4$ .

Nous allons présenter dans ce chapitre un modèle d'amplificateur à base de fibre en silice dopée  $Tm^{3+}$ . Ce modèle peut fonctionner en régime continu ou impulsionnel. Nous nous intéresserons dans un premier temps à la mise en équation des mécanismes de transition énergétique de l'ion  $Tm^{3+}$  dans la silice ainsi que de la propagation des faisceaux dans la fibre pour un amplificateur fonctionnant en régime continu. Ce premier modèle sera confronté à des montages expérimentaux afin de le valider. Dans un deuxième temps nous verrons les modifications et les limites nécessaires au modèle pour intégrer la modélisation impulsionnelle. Ce modèle impulsionnel est lui aussi comparé à l'expérimentation pour le valider. Dans un troisième temps, nous présentons une étude d'optimisation de la longueur d'onde de pompage des amplificateurs à 2050 nm.

### **3.2.Mise en équation spatio-temporelle**

#### **3.2.1. Modélisation des amplificateurs à fibre dopée $Tm^{3+}$**

Nous avons vu au chapitre 2 quelques-uns des mécanismes de transition énergétique des huit premiers niveaux des ions  $Tm^{3+}$  dans la silice. Il n'est pas nécessaire de modéliser l'ensemble des mécanismes ne serait-ce que pour les quatre premiers niveaux énergétiques. Le modèle numérique a pour objectifs principaux, la compréhension des phénomènes principaux pour la maximisation de l'efficacité et une définition des architectures (nombres d'étages, longueurs des fibres  $Tm^{3+}$  et puissances de pompes requises). Les fibres dopées disponibles ne sont connues qu'imparfaitement, de même que certains mécanismes les plus complexes du  $Tm^{3+}$  comme la relaxation croisée et les ETU 1 et 2 présentés au Chapitre 2. Ce ne sont d'ailleurs pas les seuls mécanismes de ce type, Jackson et al. présentent d'autres mécanismes non-linéaires qui font intervenir les huit premiers niveaux d'énergie (Jackson, et al., 1998). Même le mécanisme de relaxation croisée, le plus étudié, est encore mal connu : Jackson et al.

ont montré que ce mécanisme était dépendant de la concentration en ion  $\text{Tm}^{3+}$  dans le cœur de la fibre dopée (Jackson, 2004). Mais cette dépendance n'est observée qu'empiriquement. Une première étape dans le développement du modèle consiste à sélectionner les mécanismes à prendre en compte.

Nous restreignons à la modélisation de fibres en silice dopée  $\text{Tm}^{3+}$  aux quatre premiers niveaux d'énergie  ${}^3\text{H}_6$ ,  ${}^3\text{F}_4$ ,  ${}^3\text{H}_5$  et  ${}^3\text{H}_4$ , numéroté de 0 à 3. Le modèle doit permettre le pompage cœur et le pompage gaine, co et contra-propagativement.

Le modèle présenté ici est un modèle classique d'amplificateur qui se rapproche de ceux développés par Jackson et al. pour le régime continu et Eichhorn pour le régime impulsionnel (Jackson, et al., 1999)(Eichhorn, 2005) avec deux différences majeures. La principale différence entre le modèle présenté dans ce manuscrit et le modèle de Jackson et al. est que notre modèle ne permet pas le pompage autour de 1210 nm du niveau  ${}^3\text{H}_5$ . En effet pour réduire le temps de calcul et augmenter la stabilité du modèle, nous avons simplifié les mécanismes d'échanges énergétique et donc supprimé la possibilité d'absorber ou d'émettre des photons autour de 1210 nm. L'émission autour de 1210 nm est négligeable devant la désexcitation non radiative de ce niveau d'énergie. La principale différence entre le modèle présenté dans ce manuscrit et le modèle d'Eichhorn est que notre modèle permet le pompage cœur ou le pompage gaine alors qu'Eichhorn ne permet que le pompage dans la gaine.

### 3.2.1.1. Phénomènes physiques principaux

Les Figures 3.1 et 3.2 présentent la plupart des transitions radiatives du  $\text{Tm}^{3+}$ . Pour l'absorption nous allons nous restreindre à deux transitions :  ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{F}_4$  et  ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_4$ . Cela restreint les longueurs d'ondes de pompe de l'amplificateur modélisé autour de 793 nm et entre 1400 et 2000 nm. Pour le choix des mécanismes de désexcitation nous pouvons nous appuyer sur les calculs de probabilités réalisés par Walsh et al. (Walsh, et al., 2004) et Falconieri et al. (Falconieri, et al., 1997).

Il serait long et fastidieux de présenter l'ensemble des mécanismes de tous les niveaux d'énergie. Prenons un exemple représentatif, la désexcitation du niveau  ${}^3\text{H}_5$ , présentée Figure 3.1.

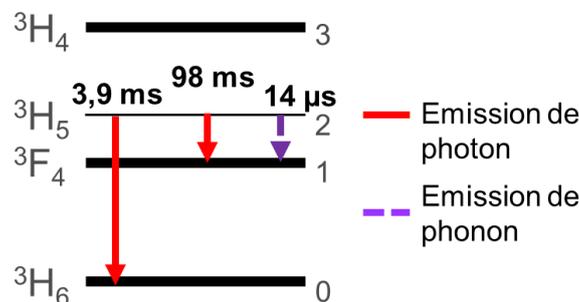


Figure 3.1 : Mécanismes de transition énergétique de désexcitation du niveau  ${}^3\text{H}_5$  avec les temps de vie correspondants.

## Chapitre 3 - - Modélisation des amplificateurs à fibre dopée Thulium

Il existe trois possibilités de désexcitation :  ${}^3\text{H}_5 \rightarrow {}^3\text{F}_4$  par émission de phonon ou de photon et  ${}^3\text{H}_5 \rightarrow {}^3\text{H}_6$  par émission de photon. Les temps de vie correspondant à chaque mécanisme sont les suivants,  ${}^3\text{H}_5 \rightarrow {}^3\text{H}_6$  3,9 ms,  ${}^3\text{H}_5 \rightarrow {}^3\text{F}_4$  radiatif 98 ms et  ${}^3\text{H}_5 \rightarrow {}^3\text{F}_4$  non radiatif 14  $\mu\text{s}$ . La désexcitation par émission de phonon est donc 279 fois plus probable que la désexcitation par émission de photon. Il est raisonnable de négliger la désexcitation par émission de photon devant la désexcitation par émission de phonon pour le niveau  ${}^3\text{H}_5$ .

On peut étudier de la même manière les quatre premiers niveaux énergétiques du  $\text{Tm}^{3+}$  pour les mécanismes linéaires, pour ne retenir que les mécanismes présentés Figure 3.2.

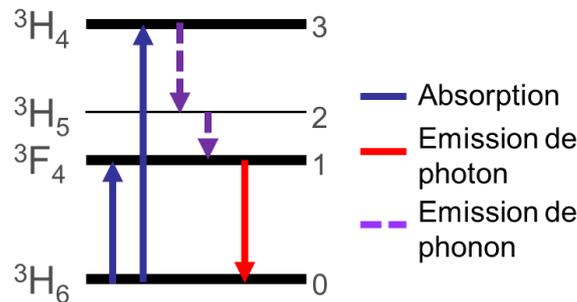


Figure 3.2 : Mécanismes linéaires retenus pour le modèle.

Concernant les mécanismes non linéaires ne faisant intervenir que les quatre premiers niveaux d'énergie, nous disposons du mécanisme de relaxation croisée et des mécanismes de désexcitation ETU 1 et 2. Le mécanisme de relaxation croisée est non négligeable, sa probabilité dépend de la concentration en dopant et il peut devenir prépondérant devant la désexcitation non radiative pour les fibres les plus dopées, voir Chapitre 2. Le temps caractéristique du mécanisme ETU 1 est autour de 1700  $\mu\text{s}$  pour une fibre moyennement dopée (Armagan, et al., 1994). En comparaison le temps caractéristique du mécanisme ETU 2 est de l'ordre de 150  $\mu\text{s}$  pour la même fibre. On peut donc négliger le mécanisme ETU 1 devant le mécanisme ETU 2.

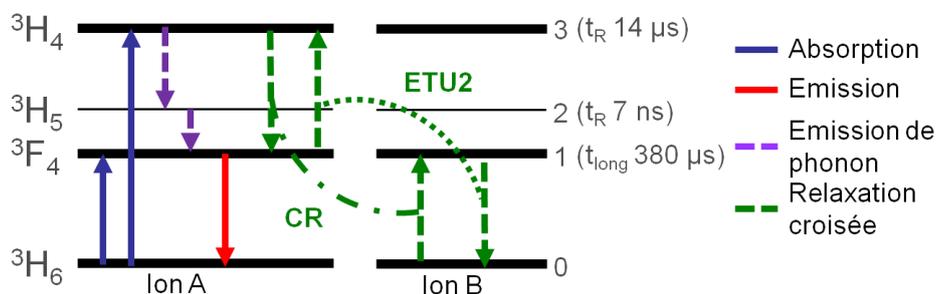


Figure 3.3 : Ensemble des mécanismes modélisés.

L'ensemble des mécanismes modélisés est représenté Figure 3.3. Il y a quatre types de mécanismes à modéliser : absorption de photons, émission de photons, émission de phonons et

les mécanismes non linéaires comme la relaxation croisée. Nous allons nous placer dans des cas simples pour décrire les équations qui régissent ces mécanismes.

Afin d'alléger les équations, des dépendances suivant la longueur d'onde ou le temps pourront être omises.

Tableau 3.1 : Résumé des nomenclatures utilisées.

Variable	Nomenclature	Variable	Nomenclature
Section efficace d'émission $1 \rightarrow 0$	$\sigma_{10}$	Niveau ${}^3\text{H}_6$	0
Coefficient de relaxation croisée	$k_{30 \rightarrow 11}$	Niveau ${}^3\text{F}_4$	1
Temps de vie du niveau 2	$\tau_2$	Niveau ${}^3\text{H}_5$	2
Temps de vie radiatif	$\tau_{R2}$	Niveau ${}^3\text{H}_4$	3
Temps de vie non radiatif	$\tau_{NR2}$	Relatif au signal	s
Fréquence	$\nu$	Relatif à la pompe	p
Longueur d'onde	$\lambda$	Relatif à l'ASE	ASE
Concentration locale d'ion au niveau ${}^3\text{H}_6$	$n_0$	Relatif au cœur	c
Concentration moyenne d'ion ${}^3\text{F}_4$	$N_1$	Relatif à la gaine	g
Sens co-propagatif	+	Rayon du cœur	a
Sens contra-propagatif	-	Rayon de la gaine	b

Le nombre total d'ions est  $n_t$ . Le nombre d'ions dans les niveaux d'énergies suivent la numérotation des niveaux d'énergies présentés notamment Figure 3.3. Par exemple le nombre d'ions dans l'état  ${}^3\text{F}_4$  est noté  $n_1$ . La notation pour les mécanismes de transition utilise en premier le numéro du niveau d'énergie de départ puis le numéro du niveau d'arrivée de la transition. Par exemple la notation section efficace d'absorption entre le niveau  ${}^3\text{H}_6$  vers le niveau  ${}^3\text{F}_4$  s'écrit  $\sigma_{01}$ . Pour les mécanismes plus complexes comme la relaxation croisée la transition sera explicitée par une flèche. Par exemple pour le coefficient de relaxation croisée qui fait intervenir deux ions aux niveaux d'énergie  ${}^3\text{H}_6$  et  ${}^3\text{H}_4$  à l'état initial et au niveau  ${}^3\text{F}_4$  à l'état final s'écrit  $k_{30 \rightarrow 11}$ .

### 3.2.1.2. Absorption de photon

Un ion peut passer d'un niveau d'énergie initial à un niveau d'énergie plus élevé par absorption d'un photon. Considérons une fibre où tous les ions sont au niveau fondamental. Le

nombre d'ions dans l'état fondamental est alors  $n_0 = n_t$ . Le nombre d'ions passant du niveau fondamental  ${}^3\text{H}_6$  au niveau  ${}^3\text{F}_4$  pendant une durée très courte  $\Delta t$  par absorption de photon de longueur d'onde  $\lambda$  et de fréquence  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  s'écrit  $\Delta n_1 = n_0 \sigma_{01} \frac{I}{h\nu} \Delta t$  avec  $\sigma_{01}$  la section efficace d'absorption de la transition et  $\frac{I}{h\nu}$  le flux de photon par seconde défini comme l'intensité lumineuse divisée par l'énergie d'un photon à la longueur d'onde  $\lambda$ .

### 3.2.1.3. Emission de photon

Nous différencions l'émission stimulée de l'émission spontanée.

#### *Emission stimulée*

La désexcitation par émission stimulée de photons suit une loi similaire à l'absorption. Ainsi le nombre d'ions qui passent du niveau  ${}^3\text{F}_4$  au niveau  ${}^3\text{H}_6$  par émission stimulée de photons pendant un temps très court  $\Delta t$  s'écrit  $\Delta n_0 = n_1 \sigma_{10} \frac{I}{h\nu} \Delta t$  avec  $\sigma_{10}$  la section efficace d'émission du niveau  ${}^3\text{F}_4$  au  ${}^3\text{H}_6$ .

#### *Emission spontanée*

L'émission spontanée de photon est la source de la fluorescence et de l'ASE. Elle correspond à la désexcitation radiative d'un ion sans interaction avec un photon.

Lorsque l'on s'intéresse à l'évolution cinétique du nombre d'ion des différents niveaux d'énergie dû à la désexcitation spontanée il faut tenir compte des temps de vies radiatif des niveaux d'énergie comme on a vu paragraphe 2.2.2.4. Prenons l'exemple de la désexcitation du niveau  ${}^3\text{F}_4$  vers le niveau  ${}^3\text{H}_6$ . La variation de population du niveau  ${}^3\text{H}_6$  causée par à l'émission spontanée s'écrit  $\Delta n_0 = \frac{n_1}{\tau_{R1}} \Delta t$  avec  $\tau_{R1}$  le temps de vie radiatif du niveau  ${}^3\text{F}_4$ . Ce terme englobe tout l'émission spontanée, guidée ou non guidée quel que soit la longueur d'onde émise.

Lorsque l'on s'intéresse à l'évolution le long de la fibre du nombre de photon émis par l'émission spontanée à chaque longueur d'onde, l'émission spontanée peut être traitée comme l'interaction d'un ion avec le bruit quantique densité spectrale de puissance d'intensité  $I_0$  à la longueur d'onde  $\lambda_i$  et la fréquence  $\nu_i$  pour la bande de fréquence  $d\nu_i$  avec  $I_0 = h\nu_i d\nu_i$ . Plaçons-nous en un point de coordonnées  $(x, y, z)$ . La densité spectrale de l'émission spontanée guidée dans la fibre suivant  $z$ , pour un mode transverse  $\phi(x, y)$  et un segment de fibre de longueur  $dz$  s'écrit  $2 \sigma_{10}(\lambda_i) n_1(x, y, z) \frac{hc^2}{\lambda_i^3} \phi(x, y) d\lambda_i dz$  avec  $n_1$  le nombre d'ion au niveau  ${}^3\text{F}_4$  (Desurvire, et al., 1989). Le facteur 2 tient compte des deux polarisations du mode  $\phi$ .

### 3.2.1.4. Emission de phonon

Un autre type de désexcitation d'un ion vers un niveau d'énergie inférieur est l'émission d'un ou plusieurs phonons. La variation temporelle de la population d'un niveau énergétique est inversement proportionnelle à son temps de vie non radiatif. Prenons par exemple la

désexcitation du niveau  ${}^3\text{H}_4$  vers le niveau  ${}^3\text{H}_6$ . La variation de population du niveau  ${}^3\text{H}_4$  s'écrit  $\Delta n_3 = -\frac{n_3}{\tau_{NR3}} \Delta t$  avec  $\tau_{NR3}$  le temps de vie non radiatif du niveau  ${}^3\text{H}_4$ .

### 3.2.1.5. Relaxation croisée et ETU

Les mécanismes non linéaires font intervenir plusieurs niveaux énergétiques et donc le nombre d'ions dans chacun de ces niveaux. Par exemple la relaxation croisée fait intervenir les niveaux  ${}^3\text{H}_4$  et  ${}^3\text{H}_6$  et leur peuplement  $n_0$  et  $n_3$  ainsi qu'un paramètre  $k_{30 \rightarrow 11}$  pour peupler le niveau  ${}^3\text{F}_4$ .  $\Delta n_1 = -\Delta n_0 - \Delta n_3$  et  $\Delta n_0 = \Delta n_3 = -n_0 n_3 k_{30 \rightarrow 11} \Delta t$   
Soit  $\Delta n_1 = 2n_0 n_3 k_{30 \rightarrow 11} \Delta t$ .

De la même manière que pour la relaxation croisée, la variation de population due au mécanisme ETU 2 s'écrit  $\Delta n_1 = -2n_1^2 k_{11 \rightarrow 30} \Delta t$

### 3.2.1.6. Etablissement des équations différentielles du modèle

Nous allons détailler l'évolution du nombre d'ion pour chacun des niveaux énergétiques en un point quelconque de la fibre (équation cinétiques). On désigne le nombre total d'ion  $n_t$  avec  $n_t = n_0 + n_1 + n_2 + n_3$ , où  $n_0, n_1, n_2$  et  $n_3$  sont respectivement les concentrations locales d'ion dans les quatre premiers niveaux d'énergie.

En un point de la fibre de coordonnée  $(x, y, z)$ , pour le niveau  ${}^3\text{H}_6$  :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_0}{\partial t}(x, y, z) = & n_1(x, y, z) \int \sigma_{10}(\lambda) \frac{I(x, y, \lambda)}{h\nu} d\lambda - n_0(x, y, z) \int \sigma_{01}(\lambda) \frac{I(x, y, \lambda)}{h\nu} d\lambda \\ & - n_0(x, y, z) \int \sigma_{03}(\lambda) \frac{I(x, y, \lambda)}{h\nu} d\lambda - n_0(x, y, z) n_3(x, y, z) k_{30 \rightarrow 11} \\ & + n_1^2(x, y, z) k_{11 \rightarrow 30} + \frac{n_1(x, y, z)}{\tau_1} \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\text{Avec } \frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_{R1}} + \frac{1}{\tau_{NR1}}.$$

Pour le niveau  ${}^3\text{F}_4$ , en omettant les coordonnées spatiales pour plus de clarté :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} = & -n_1 \int \sigma_{10}(\lambda) \frac{I(\lambda)\phi}{h\nu} d\lambda + n_0 \int \sigma_{01}(\lambda) \frac{I(\lambda)\phi}{h\nu} d\lambda + \frac{n_2}{\tau_2} - \frac{n_1}{\tau_1} + 2n_0 n_3 k_{30 \rightarrow 11} \\ & - 2n_1^2 k_{11 \rightarrow 30} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\text{Avec } \frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_{R2}} + \frac{1}{\tau_{NR2}} \text{ et } \frac{1}{\tau_3} = \frac{1}{\tau_{R3}} + \frac{1}{\tau_{NR3}}.$$

Pour le niveau  ${}^3\text{H}_5$  :

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = \frac{n_3}{\tau_3} - \frac{n_2}{\tau_2} \quad (3.3)$$

Pour le niveau  ${}^3\text{H}_4$  :

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = n_0 \int \sigma_{03}(\lambda) \frac{I(\lambda)\phi}{h\nu} d\lambda - n_0 n_3 k_{30 \rightarrow 11} - \frac{n_3}{\tau_3} + n_1^2 k_{11 \rightarrow 30} \quad (3.4)$$

Les équations 3.1, 3.2, 3.3 et 3.4 forment les équations cinétiques du modèle. A côté des équations cinétiques, l'évolution des intensités lumineuses est décrite par un autre jeu d'équation, les équations de propagation. Dire que la somme est nulle

On se place toujours en un point de coordonnées  $(x, y, z)$  de la fibre. L'intensité lumineuse se propage suivant la direction  $z$  dans les deux sens, un sens positif et un sens négatif. Le sens de propagation de l'intensité est repéré par un exposant, + et -.

$$\begin{aligned} \left( \pm \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) I^\pm(x, y, \lambda) \\ = n_1(x, y, z) \sigma_{10}(\lambda) I^\pm(x, y, \lambda) - n_0(x, y, z) \sigma_{01}(\lambda) I^\pm(x, y, \lambda) \\ - n_0(x, y, z) \sigma_{03}(\lambda) I^\pm(x, y, \lambda) - \alpha I^\pm(x, y, \lambda) + 2 n_1(x, y, z) \frac{hc^2}{\lambda^3} \sigma_{10}(\lambda) d\lambda \end{aligned} \quad (3.5)$$

Avec  $\alpha$  les pertes intrinsèques de la fibre.

L'équation 3.5 est l'équation de propagation classique d'une onde électromagnétique dans un milieu d'indice  $n$ .

### 3.2.2. Application à une fibre optique double gaine

Les équations précédentes ne sont valables que localement dans la fibre. Une première simplification consiste à définir des équations pour le cœur et la gaine. Ainsi nous définissons une intensité et une puissance se propageant dans la gaine  $I_g$  et  $P_g$ . De même pour le cœur avec  $I_c$  et  $P_c$ . Les intensités ou puissances se propageant dans le cœur sont indépendantes de celles qui se propagent dans la gaine et réciproquement.

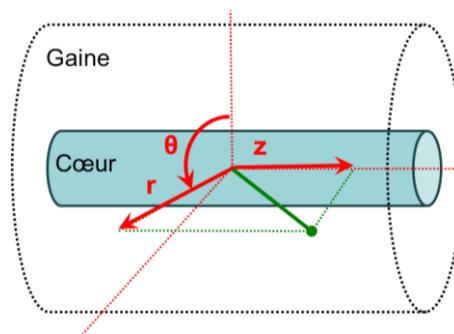


Figure 3.4 : Référenciel cylindrique de la fibre dopée modélisée. Les ondes guidées par la fibre se propagent suivant  $\vec{z}$ .

Pour appliquer les équations générales à une fibre optique, nous définissons un repère cylindrique en  $(r, \theta, z)$ , voir Figure 3.4, pour la fibre optique avec  $a$  le rayon du cœur et  $b$  le rayon de la gaine.

**Hypothèse 1 :**

Nous supposons que la fibre est à géométrie cylindrique et que la répartition des ions  $Tm^{3+}$  dans le cœur est parfaitement homogène longitudinalement (suivant en  $\vec{z}$ ) et radialement (suivant  $\vec{r}$ ).

**Conséquence :** Nous pouvons alors définir une concentration moyenne longitudinale d'ion  $Tm^{3+}$   $N(z)$  pour la concentration locale d'ions  $n(r, \theta, z)$  telle que :

$$N(z) = \frac{1}{A_c} \int_0^{2\pi} \int_0^a n_j(r, \theta, z) r dr d\theta \quad (3.6)$$

Avec  $A_c$  l'aire du cœur et  $a$  le rayon du cœur.

**Hypothèse 2 :**

Nous supposons que l'intensité lumineuse se propageant dans la fibre peut s'écrire comme le produit d'une composante transverse et d'une composante longitudinale.

**Conséquence :** Soit  $I(r, \theta, z, t, \lambda) = i(r, \theta, \lambda)P(z, t, \lambda)$ , avec  $P$  la puissance. Et on définit  $i(r, \theta, \lambda)$  telque :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\infty i(r, \theta, \lambda) r dr d\theta = 1$$

On sépare le faisceau en trois types de faisceau qui se propage dans la fibre, le signal, la pompe et l'ASE. La séparation à pour but de simplifier les calculs. Il n'est pas nécessaire d'appliquer les mêmes calculs à toutes les longueurs d'onde dans le cœur et dans la gaine. Par définition, le signal et l'ASE ne se propagent que dans le cœur. La pompe peut se propager dans le cœur et dans la gaine. Les intensités/puissance de signal/pompe se propageant dans le cœur sont indépendantes de celles qui se propagent dans la gaine. Nous allons donc différentier signal (S), ASE (ASE) et pompe (P). On se retrouve avec 5 dépendances différentes  $I_{cS}$ ,  $I_{gS}$ ,  $I_{cP}$ ,  $I_{gP}$ , et  $I_{cASE}$ . Il est alors possible d'écrire l'intensité ainsi :

$$\begin{aligned} & \int_0^{2\pi} \int_0^\infty I(r, \theta, z, t, \lambda) r dr d\theta \\ &= \int_0^{2\pi} \int_0^a (I_{cS}(r, \theta, z, t, \lambda) + I_{cP}(r, \theta, z, t, \lambda) + I_{cASE}(r, \theta, z, t, \lambda)) r dr d\theta \\ &+ \int_0^{2\pi} \int_0^b I_{gP}(r, \theta, z, t, \lambda) r dr d\theta \\ &= (P_{cS}(z, t, \lambda) + P_{cP}(z, t, \lambda) + P_{cASE}(z, t, \lambda)) \int_0^{2\pi} \int_0^a i(r, \theta, \lambda) r dr d\theta \\ &+ P_{gP}(z, t, \lambda) \int_0^{2\pi} \int_0^b i(r, \theta, \lambda) r dr d\theta \end{aligned} \quad (3.7)$$

**Hypothèse 3 :**

On sait que le faisceau de pompe qui se propage dans la gaine est très multimode, on suppose donc que l'intensité est uniforme dans la gaine.

$$\text{Conséquence : D'où } \int_0^{2\pi} \int_0^\infty i_{gP} r dr d\theta = \int_0^{2\pi} \int_0^b i_{gP} r dr d\theta = 1$$

$$\Leftrightarrow i_{gP} = \frac{1}{A_g}$$

**Hypothèse 4 :**

La fibre est supposée monomode, seul le mode LP<sub>01</sub> se propage.

**Conséquence :** Le mode du faisceau qui se propage dans le cœur peut être approximé par une gaussienne, suivant l'approximation de Marcuse (Marcuse, 1978), cf. Chapitre 1.

En pratique le modèle reste valable pour les fibres faiblement multimodes comme les fibres LMA si seul le mode fondamental est injecté.

**Hypothèse 5 :**

Le recouvrement du mode LP<sub>01</sub> sur le cœur est le même que sur les ions excités (hypothèse de faible recouvrement) (Giles, et al., 1991).

**Conséquence :** il est possible de simplifier l'intégrale d'interaction entre les concentrations et le flux de photon. :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^a n_j(r, \theta, z) i_c(r, \theta, \lambda) r dr d\theta = n_j(r, \theta, z) \int_0^{2\pi} \int_0^a i_c(r, \theta, \lambda) r dr d\theta$$

Pour simplifier les termes en  $i_c$ , il est possible de définir  $\Gamma_c(\lambda)$  le facteur de recouvrement du faisceau dans le cœur.  $\Gamma_c(\lambda) = \int_0^{2\pi} \int_0^a i_c(r, \theta, \lambda) r dr d\theta$ .

Nous définissons aussi un facteur de recouvrement du cœur sur la gaine  $\Gamma_g = A_c/A_g$

A titre d'exemple, nous appliquerons ces modifications sur l'équation 3.1 qui peut alors se simplifier de la manière suivante :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{\partial n_0}{\partial t}(r, \theta, z, t) r dr d\theta = A_c \frac{\partial N_0(z, t)}{\partial t}$$

$$\begin{aligned}
&= \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left( \int (n_1(r, \theta, z, t) \sigma_{10}(\lambda) \right. \\
&- n_0(r, \theta, z, t) \sigma_{01}(\lambda)) \frac{I_{CS}^+ + I_{CP}^+ + I_{CASE}^+ + I_{gP}^+ + I_{CS}^- + I_{CP}^- + I_{CASE}^- + I_{gP}^-}{h\nu} (z, t, \lambda) d\lambda \\
&- \int n_0(r, \theta, z, t) \sigma_{03}(\lambda) \frac{I_{gP}^+(z, t, \lambda) + I_{gP}^-(z, t, \lambda)}{h\nu} d\lambda - n_0(r, \theta, z, t) n_3(r, \theta, z) k_{30 \rightarrow 11} \\
&+ n_1^2(r, \theta, z, t) k_{11 \rightarrow 30} + \frac{n_1(r, \theta, z, t)}{\tau_1} \Big) r dr d\theta \\
&= \int (N_1(z, t) \sigma_{10}(\lambda) - N_0(z, t) \sigma_{01}(\lambda)) \beta d\lambda \\
&- \int N_0(z, t) \sigma_{03}(\lambda) \frac{P_{gP}^+(z, t, \lambda) + P_{gP}^-(z, t, \lambda)}{h\nu} \Gamma_g d\lambda - A_c N_0(z, t) N_3(z, t) k_{30 \rightarrow 11} \\
&+ A_c N_1^2(z, t) k_{11 \rightarrow 30} + \frac{N_1(z, t)}{\tau_1} A_c
\end{aligned} \tag{3.8}$$

Avec le terme

$$\beta = \frac{P_{CS}^+ + P_{CP}^+ + P_{CASE}^+ + P_{CS}^- + P_{CP}^- + P_{CASE}^-}{A_c h\nu} (z, t, \lambda) \Gamma_c(\lambda) + \frac{P_{gP}^+(z, t, \lambda) + P_{gP}^-(z, t, \lambda)}{A_c h\nu} \Gamma_g$$

On peut désormais appliquer ces développements à l'ensemble des équations de population. Les équations 3.1 à 3.4 deviennent alors respectivement :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N_0}{\partial t}(z, t) &= \int (N_1(z, t) \sigma_{10}(\lambda) - N_0(z, t) \sigma_{01}(\lambda)) \beta d\lambda \\
&- \int \sigma_{03}(\lambda) N_{03}(z, t) \frac{P_{gP}^+(z, t, \lambda) + P_{gP}^-(z, t, \lambda)}{A_c h\nu} d\lambda + N_1^2(z, t) k_{11 \rightarrow 30} \\
&- N_3(z, t) N_0(z, t) k_{30 \rightarrow 11} + \frac{N_1(z, t)}{\tau_1}
\end{aligned} \tag{3.9}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N_1}{\partial t}(z, t) &= \int (N_0(z, t) \sigma_{01}(\lambda) - N_1(z, t) \sigma_{10}(\lambda)) \beta d\lambda + \frac{N_2(z, t)}{\tau_2} - 2N_1^2(z, t) k_{11 \rightarrow 30} \\
&+ 2N_3(z, t) N_0(z, t) k_{30 \rightarrow 11} - \frac{N_1(z, t)}{\tau_1}
\end{aligned} \tag{3.10}$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t}(z, t) = \frac{N_3(z, t)}{\tau_3} - \frac{N_2(z, t)}{\tau_2} \tag{3.11}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N_3}{\partial t}(z, t) &= \int \sigma_{03}(\lambda) N_{03}(z, t) \frac{P_{gP}^+(z, t, \lambda) + P_{gP}^-(z, t, \lambda)}{A_c h\nu} \Gamma_g d\lambda - \frac{N_3(z, t)}{\tau_3} + N_1^2(z, t) k_{11 \rightarrow 30} \\
&- N_3(z, t) N_0(z, t) k_{30 \rightarrow 11}
\end{aligned} \tag{3.12}$$

On peut écrire une équation de propagation pour les quatre composantes de la puissance, à savoir le signal dans le cœur, la pompe dans le cœur, l'ASE dans le cœur et la pompe dans la gaine, respectivement.

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial z} \pm \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) P_{CS}^{\pm}(z, t, \lambda) \\
= \pm \sigma_{10}(\lambda) N_1(z, t) P_{CS}^{\pm}(z, t, \lambda) \Gamma_c(\lambda) \mp \sigma_{01}(\lambda) N_0(z, t) P_{CS}^{\pm}(z, t, \lambda) \Gamma_c(\lambda) \\
\mp P_{CS}^{\pm}(z, t, \lambda) \alpha
\end{aligned} \tag{3.13}$$

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial z} \pm \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) P_{g/cP}^{\pm}(z, t, \lambda) \\
= \pm \sigma_{10}(\lambda) N_1(z, t) P_{g/cP}^{\pm}(z, t, \lambda) \Gamma_{g/cP}(\lambda) \\
\mp \sigma_{01}(\lambda) N_0(z, t) P_{g/cP}^{\pm}(z, t, \lambda) \Gamma_{g/cP}(\lambda) \\
\mp \sigma_{30}(\lambda) N_0(z, t) P_{g/cP}^{\pm}(z, t, \lambda) \Gamma_{g/cP}(\lambda) \mp P_{g/cP}^{\pm}(z, t, \lambda) \alpha
\end{aligned} \tag{3.14}$$

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial z} \pm \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) P_{cASE}^{\pm}(z, t, \lambda) \\
= \pm \sigma_{10}(\lambda) N_1(z, t) P_{cASE}^{\pm}(z, t, \lambda) \Gamma_c(\lambda) \mp \sigma_{01}(\lambda) N_0(z, t) P_{cASE}^{\pm}(z, t, \lambda) \Gamma_c(\lambda) \\
\pm \sigma_{10}(\lambda) N_1(z, t) \Gamma_c(\lambda) 2hc^2 \frac{1}{\lambda^3} d\lambda \mp P_{cASE}^{\pm}(z, t, \lambda) \alpha
\end{aligned} \tag{3.15}$$

Les équations 3.13, 3.14 et 3.15 décrivent la propagation des différentes puissances dans la fibre. Seule la puissance d'ASE comporte un terme d'émission spontanée du niveau  ${}^3F_4$  vers le niveau  ${}^3H_6$ . Toutes ces équations comportent un terme d'absorption de photon du niveau  ${}^3H_4$  vers  ${}^3F_4$ , un terme d'émission de photon du niveau  ${}^3F_4$  vers le niveau  ${}^3H_6$  et un terme pour les pertes intrinsèques de la fibre. L'équation 3.14 décrit la propagation de la pompe dans la gaine ou le cœur. Le seul terme qui varie entre la propagation dans la gaine et dans le cœur est le facteur de recouvrement. Il correspond au rapport entre la surface du cœur et de la gaine pour la propagation dans la gaine, indépendamment de la longueur d'onde. Alors que le facteur de recouvrement est le rapport entre l'aire du mode dans le cœur, dépendante de la longueur d'onde, et l'aire du cœur pour la propagation dans le cœur. C'est la seule équation à posséder un terme d'absorption de photon du niveau  ${}^3H_6$  vers le niveau  ${}^3H_4$ .

### **Hypothèse 6 :**

Le niveau  ${}^3H_5$  peut être négligé. Les deux mécanismes de désexcitation non radiative par émission de phonons,  ${}^3H_4$  vers  ${}^3H_5$  et  ${}^3H_5$  vers  ${}^3F_4$ , peuvent être remplacés par un seul mécanisme de désexcitation par émission de phonons du niveau  ${}^3H_4$  vers  ${}^3F_4$ . Les temps de vies non radiatifs respectifs aux niveaux  ${}^3H_4$  et  ${}^3H_5$  sont  $\tau_{NR3}$  et  $\tau_{NR2}$ . Le nouveau mécanisme de désexcitation non radiative suit une loi en  $\frac{N_3}{\tau_3 + \tau_2}$ .

Cette hypothèse est motivée par le fait que le temps de vie du niveau  ${}^3H_5$  (7 ns) est très inférieur aux temps de vie des autres niveaux énergétiques (le plus court  ${}^3H_4$  avec 14  $\mu$ s).

**Conséquence :** L'équation 3.11 peut être supprimée pour simplifier l'ensemble d'équation.

Toutes les équations sont désormais sous une forme bidimensionnelle (longitudinale et spectrale) qui ne dépend plus que de la position longitudinale, le temps et la longueur d'onde.

### 3.2.3. Forme finale des équations

Les équations sous la forme utilisée pour la modélisation sont détaillées ci-dessous.

A noter que l'équation 3.20 présente les deux dépendances dans le cœur et dans la gaine, les deux équations étant identiques.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N_0}{\partial t}(z, t) = & \int (N_1(z, t)\sigma_{10}(\lambda) - N_0(z, t)\sigma_{01}(\lambda)) \beta d\lambda \\
& - \int N_0(z, t)\sigma_{03}(\lambda) \frac{P_{gP}^+(z, t, \lambda) + P_{gP}^-(z, t, \lambda)}{A_c h\nu} d\lambda \\
& - N_3(z, t)N_0(z, t)k_{30 \rightarrow 11} \\
& + \frac{N_1(z, t)}{\tau_1} \\
& + N_1^2(z, t)k_{11 \rightarrow 30}
\end{aligned} \tag{3.16}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N_1}{\partial t}(z, t) = & \int (N_0(z, t)\sigma_{01}(\lambda) - N_1(z, t)\sigma_{10}(\lambda)) \beta d\lambda \\
& + \frac{N_3(z, t)}{\tau_2 + \tau_3} - \frac{N_1(z, t)}{\tau_1} \\
& - 2N_1^2(z, t)k_{11 \rightarrow 30} + 2N_3(z, t)N_0(z, t)k_{30 \rightarrow 11}
\end{aligned} \tag{3.17}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N_3}{\partial t}(z, t) = & \int \sigma_{03}(\lambda)N_0(z, t) \frac{P_{gP}^+(z, t, \lambda) + P_{gP}^-(z, t, \lambda)}{A_c h\nu} \Gamma_g d\lambda \\
& - \frac{N_3(z, t)}{\tau_2 + \tau_3} \\
& + N_1^2(z, t)k_{1130} - N_3(z, t)N_0(z, t)k_{3011}
\end{aligned} \tag{3.18}$$

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial z} \pm \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) P_{cS}^{\pm}(z, t, \lambda) = & \pm \sigma_{10}(\lambda) N_1(z, t) P_{cS}^{\pm}(z, t, \lambda) \Gamma_c(\lambda) \\
& - \sigma_{01}(\lambda) N_0(z, t) P_{cS}^{\pm}(z, t, \lambda) \Gamma_c(\lambda) \\
& - P_{cS}^{\pm}(z, t, \lambda) \alpha
\end{aligned} \tag{3.19}$$

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial z} \pm \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) P_{g/cP}^{\pm}(z, t, \lambda) &= \pm \sigma_{10}(\lambda) N_1(z, t) P_{g/cP}^{\pm}(z, t, \lambda) \Gamma_{g/cP}(\lambda) \\
&\mp \sigma_{01}(\lambda) N_0(z, t) P_{g/cP}^{\pm}(z, t, \lambda) \Gamma_{g/cP}(\lambda) \\
&\mp \sigma_{30}(\lambda) N_0(z, t) P_{g/cP}^{\pm}(z, t, \lambda) \Gamma_{g/cP}(\lambda) \\
&\mp P_{g/cP}^{\pm}(z, t, \lambda) \alpha
\end{aligned} \tag{3.20}$$

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial z} \pm \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) P_{cASE}^{\pm}(z, t, \lambda) &= \pm \sigma_{10}(\lambda) N_1(z, t) P_{cASE}^{\pm}(z, t, \lambda) \Gamma_c(\lambda) \\
&\mp \sigma_{01}(\lambda) N_0(z, t) P_{cASE}^{\pm}(z, t, \lambda) \Gamma_c(\lambda) \\
&\pm \sigma_{10}(\lambda) N_1(z, t) \Gamma_c(\lambda) 2hc^2 \frac{1}{\lambda^3} d\lambda \\
&\mp P_{cASE}^{\pm}(z, t, \lambda) \alpha
\end{aligned} \tag{3.21}$$

Avec le terme dans les équations 3.16 et 3.17

$$\beta = \frac{P_{cS}^+ + P_{cP}^+ + P_{cASE}^+ + P_{cS}^- + P_{cP}^- + P_{cASE}^-}{A_c h\nu}(z, t, \lambda) \Gamma_c(\lambda) + \frac{P_{gP}^+(z, t, \lambda) + P_{gP}^-(z, t, \lambda)}{A_c h\nu} \Gamma_g$$

Cet ensemble d'équation est désormais complet avec trois équations de population et quatre équations de propagation. Cet ensemble d'équations est solvable par différence finie comme nous allons l'appliquer en régime continu et impulsionnel.

### 3.3. Régime continu

La modélisation en régime continu est fondamentale pour la réalisation d'un amplificateur. Elle permet de calculer l'efficacité maximale d'un amplificateur, ce qui permet de calculer le budget de pompe nécessaire. La modélisation d'un amplificateur permet aussi de trouver un compromis entre l'ASE et la puissance de signal en sortie en fonction de divers paramètres comme la longueur de fibre ou la technique de pompage.

#### 3.3.1. Hypothèses

Le régime continu est un état stationnaire de l'amplificateur pour des paramètres d'entrée constants. La modélisation d'un amplificateur continu nécessite une hypothèse particulière.

##### *Hypothèse 7 :*

Le modèle converge dans un état stationnaire et cet état est unique

**Conséquence :** Cette hypothèse permet la résolution numérique en régime continu. Le calcul s'arrête lorsque qu'un état stable a été atteint.

### 3.3.2. Résolution numérique

Un amplificateur est défini par plusieurs paramètres et entrées. Les paramètres concernent les éléments physiques de l'amplificateur modélisé. Par exemple, les paramètres de la fibre dopée qui est définie par ses rayons de cœur et de gaine, la concentration en  $Tm^{3+}$  dans le cœur, la longueur de fibre dopée  $L$ , les pertes intrinsèques de la fibre  $\alpha$  et ses sections efficaces d'émission et d'absorption.

Les entrées concernent les données variables, facilement modifiables comme le signal et les paramètres de pompage de l'amplificateur. Chacun étant défini par sa longueur d'onde, sa puissance et son mode de propagation. Par définition, le signal est injecté dans le cœur avec sa puissance  $P_{cs\ in}$  et sa longueur d'onde  $\lambda_s$ . Par convention, le sens de propagation du signal fixe le sens positif.

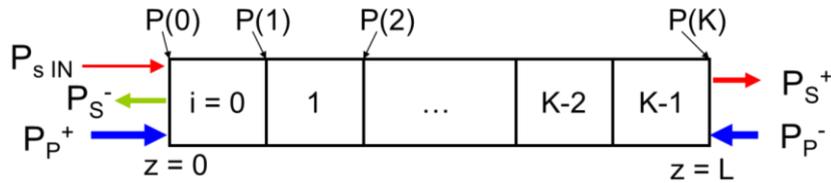


Figure 3.5 : Schéma du modèle numérique.

Pour résoudre l'ensemble d'équation, la fibre dopée est découpée en K segments de longueur  $\Delta z = \frac{L}{K}$ . Chaque segment possède sa propre population d'ions  $Tm^{3+}$  répartie suivant les trois niveaux énergétiques  $^3H_6$ ,  $^3F_4$  et  $^3H_4$ . Au début de la simulation toute la population est supposée être dans l'état fondamental, soit  $N_0 = N_t$ . Toutes les puissances sont nulles.

Pour chaque itération, on effectue les étapes suivantes :

- 1) Propagation des faisceaux. La condition aux limites du signal est  $P_{cs}^+(0) = P_{s\ in}$ . Pour la pompe cela dépend du pompage cœur/gaine co/contra-propagatif. Par exemple pour un pompage gaine contra-propagatif, la condition aux limites s'écrit  $P_{gp}^-(K) = P_{p\ in}$ . Les équations 3.19 à 3.21 sont alors résolues par différences finies en propageant le signal et la pompe sur toute la longueur de la fibre dopée, voir Figure 3.5. . On obtient ainsi la répartition des différentes puissances tout le long de la fibre.
- 2) Les changements de population peuvent alors être calculés avec les équations cinétiques 3.16, 3.17 et 3.18. La variable i est incrémentée.
- 3) Les signaux de pompe et de signal sont de nouveau propagés le long de la fibre en fonction des populations calculées en i-1.
- 4) On calcul de nouvelles populations et la variable i est de nouveau incrémentée. On retourne à l'étape 3).

Le calcul se déroule ainsi jusqu'à atteindre un état stationnaire.

En sortie du modèle, nous récupérons la puissance de signal en sortie de la fibre,  $P_{CS}^+(K)$ , la puissance de pompe résiduelle,  $P_{c/gP}^{+/-}$  suivant le pompage cœur/gaine co/contre-propagatif, la puissance d'ASE co et contra propagative,  $P_{c/ASE}^{+/-}$ , aux extrémités de la fibre dopée, comme cela est possible dans un amplificateur réel. Mais aussi les puissances dans chaque segment de la fibre dopée. La Figure 3.6 présente les résultats de simulation d'un signal de 30 mW à 2050 nm amplifié dans une fibre dopée  $Tm^{3+}$  PM 3 de 3 m, avec un pompage co-propagatif dans la gaine de 5 W à 793 nm.

La Figure 3.6 (a) présente la variation de la puissance de signal à 2050 nm le long de la fibre. La Figure 3.6 (b) montre la variation de la puissance de pompe à 793 nm le long de la fibre, il reste 1 W à l'extrémité de la fibre dopée. Cette puissance pourrait être récupérée en allongeant la fibre dopée. En (c) sont représentées les populations des niveaux d'énergie normalisées par la concentration totale en ion  $N_t$ . La majorité des ions sont dans l'état fondamental, mais on peut remarquer que la population  $N_1$  est plus importante là où la pompe est la plus puissante. La Figure 3.6 (d) montre le spectre optique en sortie de l'amplificateur. Le pic correspond au signal amplifié et la bande plus large autour de 1970 nm est l'ASE co-propagative. La puissance de l'ASE le long de la fibre est d'ailleurs présentée Figure 3.6 (e). Le modèle distingue l'ASE co-propagative de l'ASE contra-propagative.

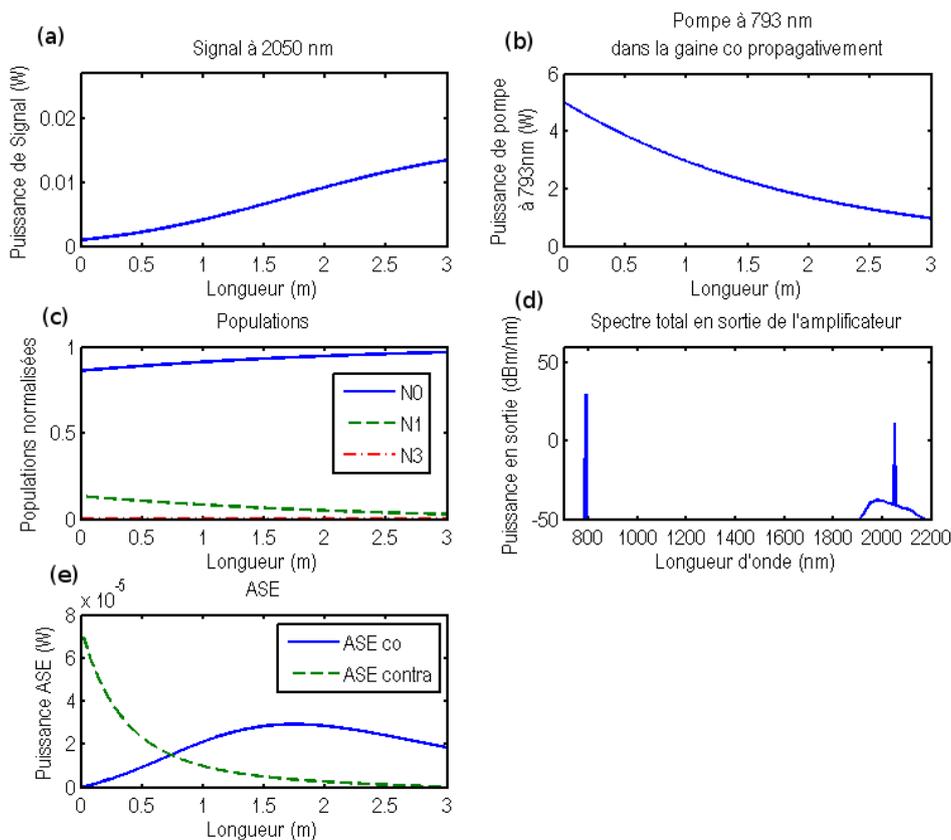


Figure 3.6 : Exemple de sortie de simulation avec en (a) la variation de puissance signal le long de la fibre, en (b) celle de la puissance de pompe et celles des puissance d'ASE co et contra-propagative en (e). (c) présente la répartition des population normalisées le long de la fibre. (d) montre le spectre le spectre optique en sortie de l'amplificateur.

Les différents paramètres utilisés dans le modèle sont détaillés dans le Tableau 3.2.

Tableau 3.2 : Paramètres

Paramètre	Valeur	Source	Paramètre	Valeur	Source
$\tau_1$	$\sim 334 \mu\text{s}$ cf. paragraphe 2.2.2.4	(Renard, 2012)	$k_{30 \rightarrow 11}$	$1,8 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$	(Falconieri, et al., 1997)
$\tau_2$	7 ns	(Jackson, et al., 1999)	$k_{11 \rightarrow 30}$	$1,5 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$	(Armagan, et al., 1994)
$\tau_3$	14,2 $\mu\text{s}$	(Jackson, et al., 1999)	Psat(2050 nm)	226 mW	
Nt	$6,5 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$				

### 3.3.3. Validation du modèle en régime continu

#### 3.3.3.1. Etude de la saturation

Une première validation du modèle est de vérifier que les résultats de modélisations sont en accord avec certains paramètres physiques. Nous nous intéresserons en particulier à la saturation de la fibre. La puissance saturation est définie analytiquement chapitre 2. Est-il possible de retrouver l'expression de la puissance de saturation d'après les équations du modèle obtenues au paragraphe 3.2.3 ?

Commençons par étudier les variations de  $N_0$  et de  $N_1$  en fonction de la puissance de signal dans le cœur  $P_{cS}^+$  à une longueur d'onde fixée  $\lambda$  et en un point donné de la fibre. On suppose les effets non linéaires nuls. Les puissances de pompe et d'ASE sont supposées nulles, seul se propage le signal dans le sens positif. Ainsi seuls les niveaux  $^3F_4$  et  $^3H_6$  peuvent être peuplés. Soit  $N_3 = N_2 = 0$  et  $N_0 = N_t - N_1$ .

Plaçons-nous en régime permanent, c'est-à-dire  $\frac{\partial N_0}{\partial t} = \frac{\partial N_1}{\partial t} = 0$

L'équation 3.17 devient

$$\begin{aligned}
0 &= -(\sigma_{10}N_1 - \sigma_{01}N_0) \frac{P_{cS}^+ \Gamma_c}{A_c h\nu} - \frac{N_1}{\tau_1} \\
\Leftrightarrow 0 &= (\sigma_{01}N_t - (\sigma_{10} + \sigma_{01})N_1) \frac{P_{cS}^+ \Gamma_c}{A_c h\nu} - \frac{N_1}{\tau_1} \\
\Leftrightarrow N_1(z) &= \frac{\sigma_{01}N_t \frac{P_{cS}^+}{h\nu}}{(\sigma_{10} + \sigma_{01}) \frac{P_{cS}^+}{h\nu} + \frac{A_c}{\tau_1 \Gamma_c}}
\end{aligned}$$

D'où

$$\lim_{P_{cS}^+ \rightarrow \infty} N_1 = \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{10} + \sigma_{01}} N_t \quad (3.22)$$

$$\lim_{P_{cS}^+ \rightarrow 0} N_1 = 0 \quad (3.23)$$

Or par définition, voir chapitre 2,  $N_1$  est défini à la puissance seuil comme le milieu entre deux limites

$$N_1^{P_{sat}} = \frac{\lim_{P_{cS}^+ \rightarrow \infty} N_1 + \lim_{P_{cS}^+ \rightarrow 0} N_1}{2} = \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{10} + \sigma_{01}} \frac{N_t}{2} \quad (3.24)$$

Donc en combinant les équations 3.19 et 3.24, on retrouve l'expression de  $P_{sat}$  :

$$\begin{aligned}
0 &= \left( -\sigma_{10}N_1^{P_{sat}} + \sigma_{01}(N_t - N_1^{P_{sat}}) \right) \frac{P_{sat} \Gamma_c}{A_c h\nu} - \frac{N_1^{P_{sat}}}{\tau_1} \\
\Leftrightarrow \frac{1}{\sigma_{10} + \sigma_{01}} \frac{A_c h\nu}{\Gamma_c \tau_1} &= P_{sat} \quad (3.25)
\end{aligned}$$

Le modèle est développé à partir ces équations. Est-il possible de retrouver la valeur de saturation théorique, équation 3.25, en simulant un montage expérimental similaire à celui présenté au chapitre 2.2.2.3 ? Nous simulons une fibre dopée  $Tm^{3+}$  de 10  $\mu m$  de diamètre de cœur (PM 2) de 1,7 m de longueur avec une puissance de signal à 1997 nm injectée variant de 1 mW à 10 W comme présenté Figure 3.7.

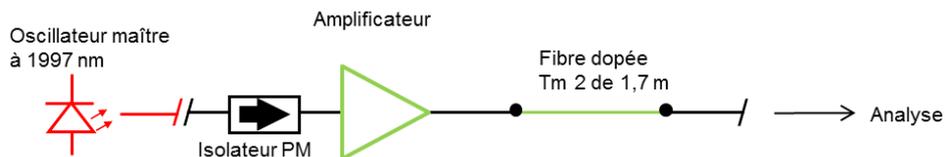


Figure 3.7 : Montage simulé pour l'étude de la saturation.

Le résultat de simulation est présenté Figure 3.8. La valeur de la puissance de saturation retrouvée par simulation est la même que celle obtenue par la formule analytique. Les données

d'entrées du calcul sont les suivants, sections efficaces à 1997 nm,  $\sigma_{01} = 8.8.10^{-27} \text{ m}^2$  et  $\sigma_{10} = 1,63.10^{-25} \text{ m}^2$ , facteur de recouvrement  $\Gamma_c = 0,83$  et temps de vie  $\tau_1 = 335 \mu\text{s}$ .

Nous avons testé le modèle avec peu de paramètres en entrée. Le comportement du modèle dans des cas simples est conforme aux équations analytiques.

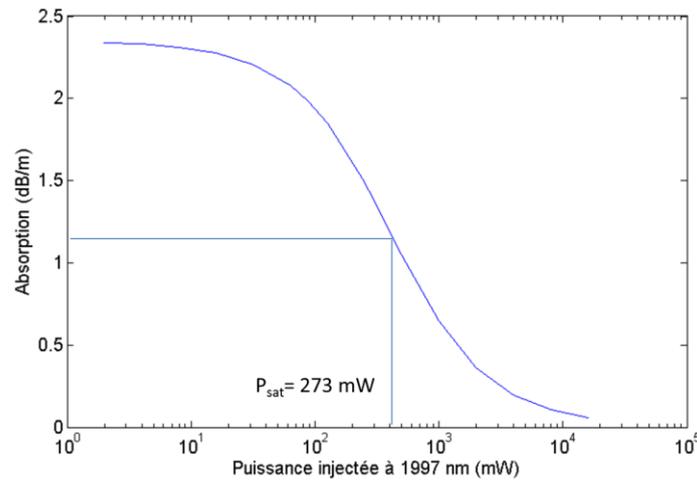


Figure 3.8 : Simulation de l'absorption en fonction de la puissance injectée à 1997 nm dans une fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  de  $10 \mu\text{m}$  (PM 2).

### 3.3.3.2. Montages expérimentaux

Nous avons cherché à réaliser des montages expérimentaux très divers pour valider le modèle dans un maximum de cas. Nous disposons de deux diodes laser fibrées à 1997 nm et 2050 nm. Pour le pompage des amplificateurs nous disposons de diodes lasers multimodes fibrées à 793 nm, d'un laser à fibre monomode transverse à 1560 nm. Nous utilisons deux fibres dopées  $\text{Tm}^{3+}$  de  $6 \mu\text{m}$  et  $10 \mu\text{m}$  de diamètre de cœur (PM1 et PM 2).

Les paramètres testés sont nombreux (sens de propagation de la pompe, technique de pompage, puissance de pompage, fibre dopée utilisée, longueur de fibre dopée, longueur d'onde du signal, puissance de signal injectée). Ils sont résumés Tableau 3.3.

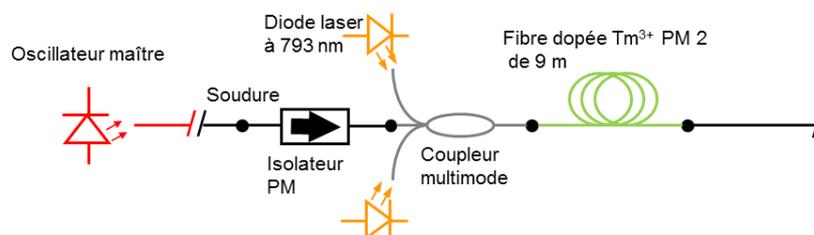


Figure 3.9 : Schéma du montage expérimental avec une fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  PM 2 de 9 m pompé co-propagativement gain à 793 nm.

## Chapitre 3 - - Modélisation des amplificateurs à fibre dopée Thulium

Nous allons détailler en particulier deux types de montages expérimentaux. Un premier exemple montage expérimental est un amplificateur avec une fibre dopée de 10  $\mu\text{m}$  (PM 2) de 9 m de longueur, pompé dans la gaine par des diodes laser à 793 nm. Cet amplificateur a été testé avec un pompage co et contra-propagatif. La structure de base de ces amplificateurs est présentée Figure 3.9 en version co-propagative, le coupleur multimode et la fibre dopée sont inversés pour le pompage contra-propagatif.

Expérimentalement, nous avons testé ce montage pour deux longueurs d'onde de signal, 1997 nm et 2050 nm. Les puissances des diodes lasers à 793 nm ont été mesurées en sortie du coupleur multimode par un bolomètre. La puissance de l'oscillateur maître a été mesurée en sortie de l'isolateur, cf. Figure 3.9. Nous avons mesuré les pertes de la soudure entre la fibre dopée et le coupleur multimode. Les pertes induites par cette soudure sont relativement élevées car il s'agit de souder deux fibres doubles gaines ensemble. La géométrie des deux fibres n'est pas identique, l'alignement des fibres se faisant sur la gaine, il est rare que les cœurs soient parfaitement alignés. Les pertes de la pompe sont de 0,2 dB et celles du signal de 1,3 dB.

Tableau 3.3 : Résumé des différentes configurations expérimentales. Le pompage à 793 nm se fait dans la gaine et celui à 1560 nm dans le cœur.

Fibre dopée	Type de pompage	Longueur de fibre dopée (m)	Longueur d'onde du signal (nm)	Puissance de signal injectée (mW)
10 $\mu\text{m}$ (PM 2)	Contra-prop. à 793 nm	9	1997	1,5 ; 10 ; 16,5
10 $\mu\text{m}$ (PM 2)	Co-prop. à 793 nm	9	1997	1,5 ; 50
10 $\mu\text{m}$ (PM 2)	Co-prop. à 793 nm	4	1997	1,5
10 $\mu\text{m}$ (PM 2)	Contra-prop. à 793 nm	4	1997	1,5
10 $\mu\text{m}$ (PM 2)	Contra-prop. à 793 nm	4	2050	2,4
6 $\mu\text{m}$ (SM 2)	Co-prop. à 793 nm	6	2050	2,4
10 $\mu\text{m}$ (PM 2)	Co-prop. à 1560 nm	4	1997	0,58 ; 1,5 ; 15 ; 55 ; 148
10 $\mu\text{m}$ (PM 2)	Co-prop. à 1560 nm	0,47	2050	1,5 ; 309
6 $\mu\text{m}$ (PM 1)	Co-prop. à 1560 nm	2,7	2050	2
6 $\mu\text{m}$ (PM 1)	Co-prop. à 1560 nm	0,33	2050	1,5 ; 168 ; 309

Pour tester le pompage cœur à 1560 nm, nous avons réalisé un système d'amplification pompé co-propagativement par un laser de 5 W à 1560 nm. Nous utilisons quatre fibres dopées.

Soit deux fibres de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre (PM 2) de 47 cm et 4 m et deux fibres de 6  $\mu\text{m}$  (PM 1) de 33 cm et de 2,7 m. Les puissances de signal ont été mesurées en sortie de l'isolateur et les puissances de pompe en sortie du coupleur de pompe, voir Figure 3.10.

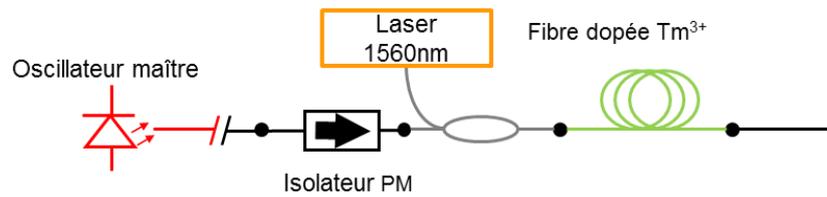


Figure 3.10 : Schéma du montage expérimental avec une fibre dopée Tm<sup>3+</sup> PM 2 de 50 cm.

### 3.3.3.3. Résultats expérimentaux

Nous avons réalisé des simulations des montages expérimentaux décrits précédemment. Les paramètres spectroscopiques, les sections efficaces principalement, des fibres utilisées sont ceux obtenus par mesure, sans modification. Les simulations tiennent compte autant que possible des pertes des différents composants ou soudures des montages expérimentaux. Les résultats sont classés suivant deux techniques de pompe, pompage gaine à 793 nm ou pompage cœur à 1560 nm.

#### *Pompage gaine à 793 nm*

Un résumé des résultats de simulation et expérimentaux pour des amplificateurs pompés gaine à 793 nm est présenté Figure 3.11. Cette figure présente la moyenne des erreurs entre simulation et expérimentation au maximum de pompe pour les paramètres du Tableau 3.3. L'erreur entre simulation et expérimentation est moindre pour les puissances de pompes les plus élevées. C'est pourquoi les graphiques présentent les maxima de puissance de pompe testés.

## Chapitre 3 - - Modélisation des amplificateurs à fibre dopée Thulium

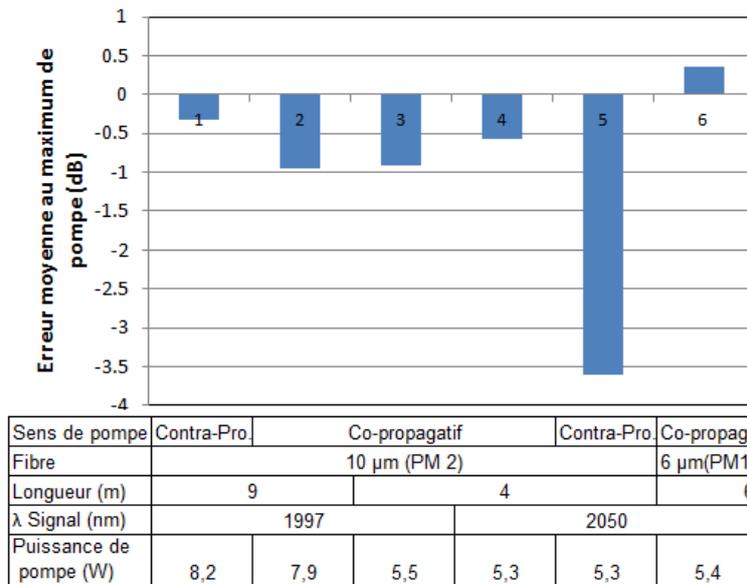


Figure 3.11 : Graphique qui présente les erreurs entre les simulations et les résultats expérimentaux de différents montages pour un pompage gaine à 793 nm. Les erreurs présentées sont issues de la moyenne des erreurs de chaque configuration expérimentale présentée Tableau 3.3 au maximum de puissance de pompe indiqué.

L'erreur entre expérimentation et simulation est relativement faible pour un signal à 1997 nm, avec des écarts d'amplification inférieur à 1 dB. A 2050 nm, les erreurs sont plus élevées en particulier avec le pompage contra-propagatif. Cela est dû à une connaissance moins bonne des sections efficaces à 2050 nm qu'à 1997 nm. Le pompage contra-propagatif est plus sensible aux variations d'absorption à la longueur d'onde du signal. En effet dans le cas du pompage contra-propagatif, le signal à amplifier traverse en premier la partie de la fibre dopée avec un gain nul ou faible. Une légère différence entre l'absorption simulée et réelle peut causer des différences importantes relativement à la puissance du signal injectée.

Intéressons-nous en particulier à l'amplification de signal à 1997 nm dans une fibre de 9 m pompé contra-propagativement à 793 nm. La Figure 3.12 présente les puissances simulée et expérimentale du signal en sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance de pompe pour différentes puissances de signal injectées. L'erreur entre simulation et expérimentation est plus élevée pour les faibles puissances de pompe, comme on peut le voir Figure 3.12. A ces puissances, les systèmes sont plus sensibles aux pertes induites et aux variations d'absorption et d'émission. Sans compter la contribution de l'ASE qui augmente lorsque la saturation de la fibre par le signal baisse. C'est une cause

Des écarts d'efficacité différentielle, c'est-à-dire de la pente des courbes, peuvent apparaître entre simulations et résultats expérimentaux dans certains cas, en particulier pour les fibres fortement dopées. Ces différences sont généralement dues au coefficient de relaxation croisée qui est mal connu.

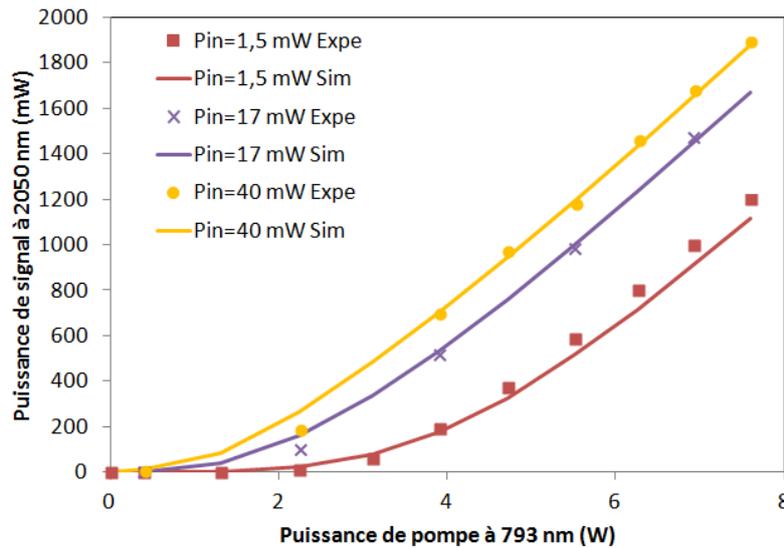


Figure 3.12 : Résultats d'amplifications expérimentales et simulées d'un amplificateur pompé gaine contra-propagativement à 793 nm avec une fibre dopée de 10  $\mu\text{m}$  (PM 2) de 9 m pour différentes puissance de signal injecté à 1997 nm.

La Figure 3.13 est un exemple de l'influence du dopage sur l'efficacité différentielle. Elle présente la puissance de signal en sortie de deux amplificateurs pompés co-propagativement dans la gaine. Un de ces amplificateurs utilise une fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  classique de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur (PM 1) de 6 m. L'autre utilise la même fibre mais dans une version 30 % plus dopée. Expérimentalement, l'efficacité différentielle est 41 % plus faible que pour une fibre classique. Dans les deux cas, l'efficacité différentielle de la simulation est 35 % supérieure à l'efficacité différentielle expérimentale.

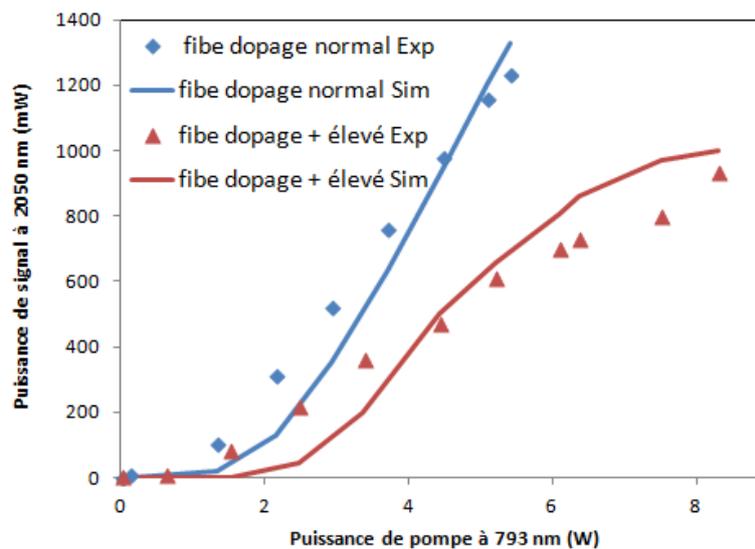


Figure 3.13 : Puissances simulée et expérimentale d'un amplificateur utilisant une fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  PM 1 avec un signal injecté de 1,5 mW à 2050 nm.

Il est probable que ces écarts entre simulation et mesure expérimentale proviennent d'une moins bonne connaissance de certains paramètres optiques comme la section efficace d'absorption et le coefficient de relaxation croisée. C'est une des limites de ce modèle.

### ***Pompage cœur à 1560 nm***

Un résumé des résultats de simulation et expérimentation des amplificateurs pompés cœur à 1560 nm est présenté Figure 3.14. Cette figure présente la moyenne des erreurs entre simulation et expérimentation au maximum de pompe pour les paramètres du Tableau 3.3.

L'écart entre expérimentation et simulation est relativement faible pour un signal à 1997 nm avec des écarts d'amplification inférieur à 1 dB. A 2050 nm, les écarts sont plus élevés autour de la moyenne. Si on s'intéresse plus particulièrement à l'amplificateur de signal à 2050 nm pompé co-propagativement dans une fibre de 6  $\mu\text{m}$  (PM 1) de 33 cm, la Figure 3.15 nous présente la puissance de signal en sortie en fonction de la puissance de pompe pour deux puissances de signal en entrée différentes.

L'erreur entre simulation et expérimentation atteint 5 dB pour la puissance de signal la plus faible. Cette erreur s'explique du fait que le modèle ne tient compte que des quatre premiers niveaux d'énergie du thulium. Or nous avons vu au chapitre 2 que le pompage cœur à 1560 nm induisait l'excitation des niveaux supérieurs du thulium et impliquait des mécanismes qui ne sont ni les uns ni les autres pris en compte dans le modèle. Ce phénomène est renforcé ici par la faible saturation du signal à 2050 nm.

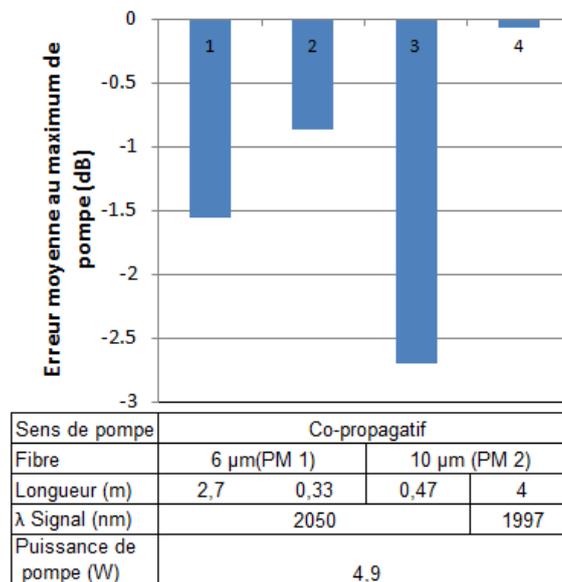


Figure 3.14 : Erreurs de la simulation par rapport aux résultats expérimentaux pour un pompage cœur à 1560 nm. Les erreurs présentées sont issues de la moyenne des erreurs de chaque configuration expérimentale présentée tableau 3.2 au maximum de puissance de pompe indiqué.

Or nous avons vu au chapitre 2 que la pompe autour de 1550 nm peut exciter des niveaux d'énergie supérieurs du  $\text{Tm}^{3+}$  qui causent de la fluorescence observée dans le visible autour de

470 nm, de 700 nm et de 800 nm, voir paragraphe 2.3.5. Ces phénomènes dégradent l'efficacité mesurée expérimentalement par rapport à la simulation. A 1997 nm, le gain est plus élevé, la fibre est mieux saturée ce qui limite ces effets, d'où une erreur entre simulation et expérimentation en dessous de 0,3 dB. Ce n'est pas le cas à 2050 nm, même avec des puissances injectées de 168 mW et 309 mW à 2050 nm, cf. Figure 3.15, qui saturent la fibre. Ce n'est pas le cas pour de plus faibles puissances.

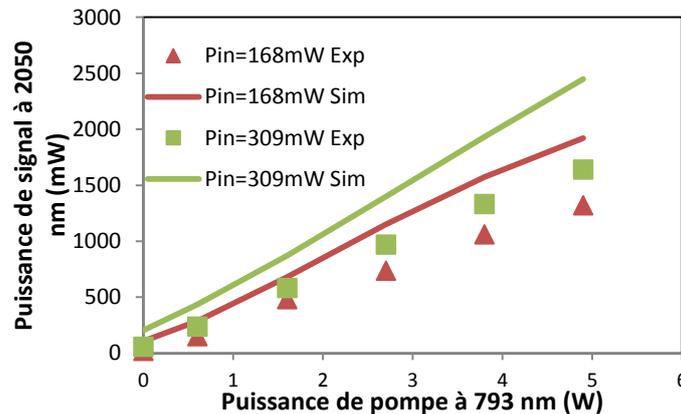


Figure 3.15 : Résultats d'amplifications expérimentales et simulées d'un amplificateur pompé cœur à 1560 nm avec une fibre dopée de 6  $\mu\text{m}$  (PM 1) de 0,33 m pour différentes puissance de signal injecté à 2050 nm.

Il ressort de la comparaison expérimentation/simulation que le modèle est capable de réaliser des simulations avec des erreurs de l'ordre de 1 dB à l'exception de certains cas limites. Ces limites ont deux origines. Une connaissance approximative de certains paramètres spectroscopiques dans un cas, comme la section efficace d'absorption autour de 2050 nm par exemple. Et les simplifications et approximations nécessaires au fonctionnement du modèle dans le second cas, comme par exemple la limitation du modèle aux quatre premiers niveaux d'énergie du thulium.

### 3.4. Régime impulsionnel

La modélisation en régime impulsionnel d'un amplificateur permet comme la modélisation en régime continu de calculer l'efficacité, le budget de pompe et d'optimiser divers paramètres comme la longueur de fibre. Cette modélisation permet en particulier de calculer la forme d'impulsions en sortie de l'amplificateur et donc les déformations éventuelles qu'aura subie l'impulsion, ainsi que la puissance crête de signal et d'ASE.

#### 3.4.1. Hypothèses

En régime impulsionnel, le signal en entrée est injecté sous forme d'impulsion. Comme en régime continu, la simulation en régime impulsionnel est supposée converger vers un état stationnaire périodique. Une période est divisée en deux temps, la partie « impulsionnelle » où le signal est non nul et la partie sans signal. Typiquement nos signaux ont une durée d'impulsion

de quelques centaines de nanosecondes pour des fréquences de répétition de quelques dizaines de kilohertz, soit des périodes de quelques dizaines de microsecondes.

**Hypothèse 8 :**

Pendant l'impulsion, seuls sont pris en compte les niveaux énergétiques  $^3H_6$  et  $^3F_4$ . Tous les autres niveaux énergétiques et les mécanismes de transition énergétique qui les font intervenir sont négligés. En particulier l'absorption de la pompe et les mécanismes non linéaires de relaxation croisée et ETU.

**Hypothèse 9 :**

Pendant l'impulsion, l'émission spontanée (et donc l'ASE) est négligée. On suppose que l'émission stimulée est suffisante pour dominer totalement les autres processus de désexcitation par émission de photon.

Le but de ces deux hypothèses est de simplifier les calculs durant l'impulsion. En effet en régime impulsionnel, le pas temporel du model doit être suffisamment fin pour pouvoir résoudre la forme d'impulsion et les déformations de l'impulsion. Ce qui nécessite un temps de calcul très élevé, en pratique le temps de calcul nécessaire pour les impulsions avec les équations simplifiées représente 60 % du temps de calcul global. L'ensemble des équations à résoudre pendant l'impulsion se résume aux équations 3.26, 3.27 et 3.28 ci-dessous.

$$\frac{\partial N_0}{\partial t}(z, t) = \int (N_1(z, t)\sigma_{10}(\lambda) - N_0(z, t)\sigma_{01}(\lambda)) \frac{P_{cs}^+}{A_c h\nu}(z, t, \lambda) \Gamma_c(\lambda) d\lambda + \frac{N_1(z, t)}{\tau_1} \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t}(z, t) = \int (N_0(z, t)\sigma_{01}(\lambda) - N_1(z, t)\sigma_{10}(\lambda)) \frac{P_{cs}^+}{A_c h\nu}(z, t, \lambda) \Gamma_c(\lambda) d\lambda - \frac{N_1(z, t)}{\tau_1} \quad (3.27)$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) P_{cs}^+(z, t, \lambda) \\ = \sigma_{10}(\lambda) N_1(z, t) P_{cs}^+(z, t, \lambda) \Gamma_c(\lambda) - \sigma_{01}(\lambda) N_0(z, t) P_{cs}^+(z, t, \lambda) \Gamma_c(\lambda) \\ - P_{cs}^+(z, t, \lambda) \alpha \end{aligned} \quad (3.28)$$

La Figure 3.16 présente une série d'impulsions mesurée expérimentalement avec des impulsions de 1  $\mu s$  à une fréquence de répétition de 20 kHz. La Figure 3.16 nous permet de voir l'évolution des puissances au cours d'une période, avec les pics de signal et l'ASE qui croit lentement entre deux impulsions. L'ASE en sortie de ce montage est particulièrement élevée, elle représente 60 % de la puissance moyenne totale. Mais en puissance crête l'ASE reste faible face à la puissance crête signal, avec un rapport entre puissance crête de signal et puissance maximale d'ASE de 28. Nous ne connaissons pas la puissance d'ASE pendant l'impulsion. Mais dans le pire des cas négliger l'ASE pendant l'impulsion se justifie à la vue du rapport élevé entre la puissance crête de signal et d'ASE. En dehors de l'impulsion, lorsque le signal est quasi nul, l'ASE n'est pas négligée.

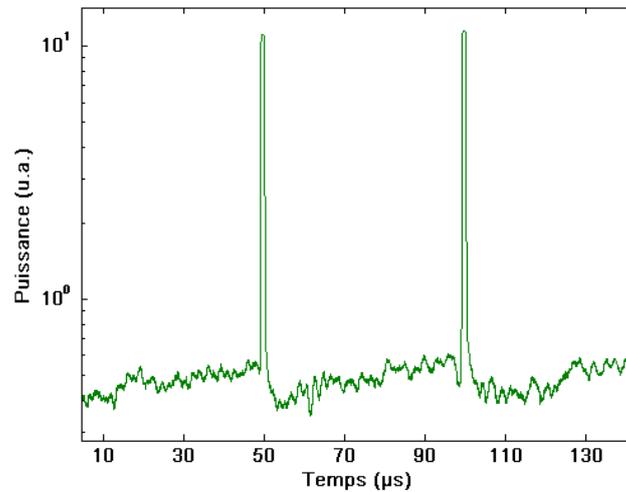


Figure 3.16 : Plusieurs impulsions en échelle log pour faire apparaître l'ASE entre les impulsions.

On peut voir un exemple de simulation d'impulsion Figure 3.17 où sont représentées deux impulsions, l'une est issue d'une expérimentation et l'autre de la simulation de cette expérimentation. Les impulsions en entrée de l'amplificateur sont des signaux carrés de 1  $\mu$ s. Les signaux simulés et mesurés en sortie de l'amplificateur ont une forme proche, ils suivent une décroissance d'allure exponentielle. Le modèle numérique retrouve les effets de déplétion du gain que l'on observe dans les amplificateurs pour des impulsions longues.

Si le rapport entre la durée d'impulsion et la période des impulsions est trop proche de 1, l'hypothèse 8 induit une erreur importante entre simulation et expérimentation. L'énergie apportée par la pompe qui n'est pas pris en compte lors de l'impulsion devient non négligeable et cela induit une sous-estimation de la puissance des impulsions.

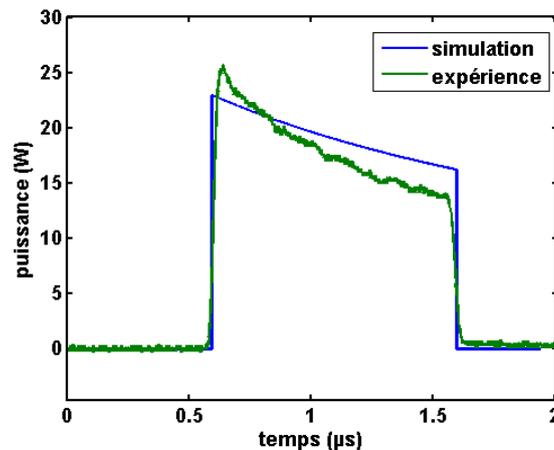


Figure 3.17 : Forme d'impulsion en sortie d'un amplificateur expérimentale et simulée d'une impulsion injectée carré de 1  $\mu$ s à 1997 nm.

Néanmoins pour les durées d'impulsions que nous utilisons, entre 100 ns et 1  $\mu$ s et de fréquences de répétition de 10 kHz à 100 kHz, cette erreur reste faible, comme on peut le voir Figure 3.18 où sont présentés l'amplification d'impulsions de 1  $\mu$ s à 1997 nm dans un amplificateur pompé à 793 nm pour des périodes de 100  $\mu$ s, 50  $\mu$ s et 10  $\mu$ s (soit des fréquences de répétition respectives de 10 kHz, 20 kHz et 100 kHz). En comparant les courbes de puissance crête expérimentales et simulées à différentes fréquences de répétition, on s'aperçoit que l'écart entre simulation et expérimentation reste à peu près constant pour les différentes fréquences de répétition.

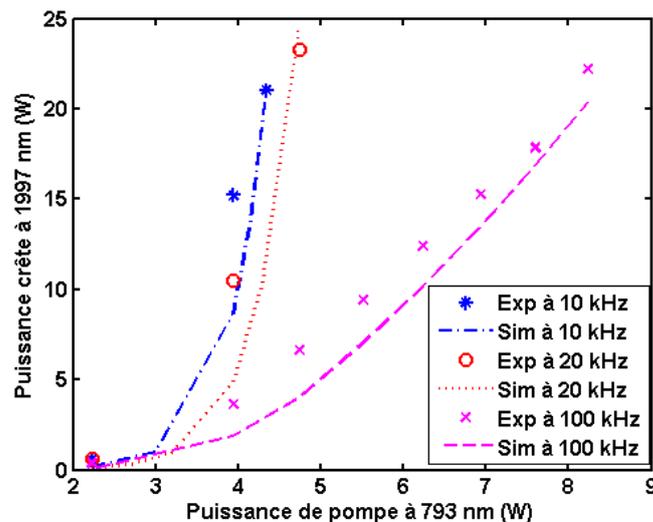


Figure 3.18 : Puissance crête pour des impulsions injectées de 1  $\mu$ s à 10 kHz, 20 kHz et 100 kHz de fréquence de répétition en fonction de la puissance de pompe obtenues par simulation et expérimentation.

### 3.4.2. Résolution numérique

La résolution numérique d'un modèle impulsionnel est composée de deux étapes différentes. Dans la première, pendant l'impulsion, le modèle fonctionne avec un pas temporel très réduit et des mécanismes simplifiés. Lors de la seconde étape, le modèle fonctionne dans un état proche du continu avec l'ensemble des mécanismes du modèle.

Pendant l'impulsion :

- 1) Propagation du faisceau. L'équation 3.28 est alors résolue par différences finies en propageant le signal d'un segment de fibre. On obtient alors la répartition de l'impulsion de la puissance de signal le long de la fibre.
- 2) Les changements de population peuvent alors être calculés avec les équations cinétiques 3.26 et 3.27. La variable  $i$  est alors incrémentée.

Après l'impulsion :

- 1) Propagation des faisceaux. Les équations 3.19 à 3.21 sont alors résolues par différences finies en propageant le signal et la pompe dans toute la fibre et dans les

deux directions. On obtient alors la répartition des différentes puissances tout le long de la fibre.

- 2) Les changements de population peuvent alors être calculés avec les équations cinétiques 3.16 à 3.18. La variable  $i$  est alors incrémentée.

Les deux premières étapes se déroulent durant l'impulsion. Le système d'équation utilisé est composé des équations 3.26, 3.27 et 3.28 conformément aux hypothèses 8 et 9. Le signal injecté est non nul. Ces deux étapes se déroulent en boucle jusqu'à la fin de l'impulsion.

Les deux étapes suivantes se déroulent après l'impulsion. Le signal injecté est quasi nul et le système d'équation est composé des équations 3.16 à 3.21, cf. paragraphe 3.2.3. Ces deux étapes se déroulent en boucle jusqu'au début de l'impulsion suivante.

Le temps simulé nécessaire pour que la simulation converge est d'environ trois fois le temps de vie du niveau  $^3F_4$  soit 1 ms. Ce qui représente environ 10 min de calcul pour un amplificateur classique de 6 m avec une fibre dopée PM1 de  $6\ \mu\text{m}$  et un pompage cœur co-propagatif.

### 3.4.3. Validation expérimentale

Comme pour le continu, nous avons comparé simulation et expérimentation pour valider le modèle.

#### 3.4.3.1. Montage expérimental

Les montages expérimentaux utilisés pour valider le modèle utilisent un modulateur électro-optique (MEO). Le MEO se caractérise par un temps de montée de 5 ns, une extinction de 30 dB et un seuil de dommage de 100 mW. Nous avons réalisé deux amplificateurs impulsionsnels à pompage gaine à 793 nm co et contra-propagatif réalisés avec une fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  de  $10\ \mu\text{m}$  de diamètre de cœur (PM 2) de 9 m de longueur. Les impulsions en entrée des amplificateurs sont de forme carrée avec une durée à mi-hauteur de  $1\ \mu\text{s}$  et une fréquence de répétition de 20 kHz.

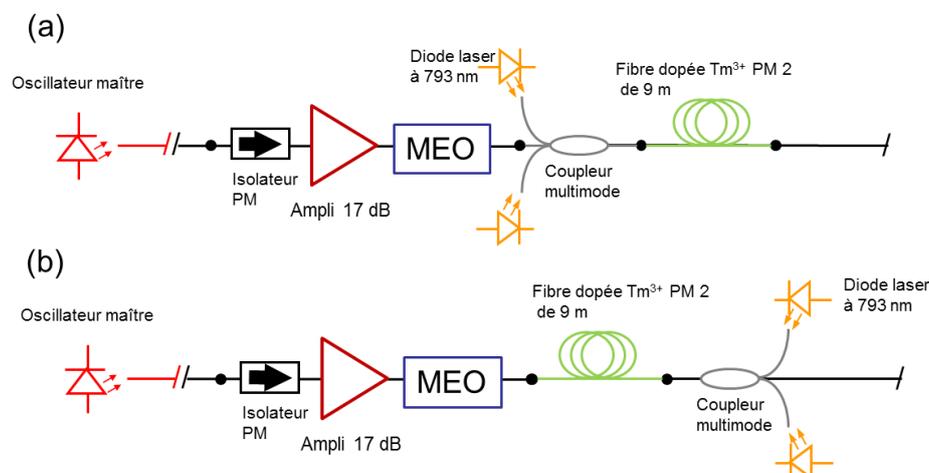


Figure 3.19 : Montages de test impulsionsnel (a) co-propagatif et (b) contra-propagatif pompage gaine à 793 nm.

### 3.4.3.2. Comparaison

Pour les premières comparaisons simulations/expériences, nous avons observé un décalage important entre puissance simulée et puissance mesurée. La puissance mesurée étant supérieure à la puissance simulée de 60 % avec un pompage co-propagatif. Cette différence est due à l'extinction du MEO limitée à -30 dB et à la technique de calcul de la puissance crête.

Pour calculer la puissance crête expérimentalement, nous utilisons une mesure de puissance moyenne, de forme d'impulsion et de spectre. La mesure du spectre combinée à la puissance moyenne en sortie permet de connaître la puissance réelle de signal (sans ASE). Si on suppose que le signal n'est présent qu'au cours des impulsions et en négligeant l'ASE lors de l'impulsions, la mesure de la forme d'impulsion nous permet alors de calculer la puissance au cours de l'impulsion. Le signal continu issu du MEO en extinction est suffisamment puissant pour être amplifié. Le gain de ce faible signal continu est d'ailleurs supérieur au gain de l'impulsion d'un facteur 13 (11 dB). Si l'on ne tient pas compte de ce biais, le signal continu peut causer une surestimation de la puissance moyenne et donc de la puissance crête. La prise en compte de l'extinction limitée du modulateur a été intégrée dans le modèle.

La Figure 3.20 présente les puissances crêtes des amplificateurs en pompage co et contra-propagatif simulées et mesuré expérimentalement. L'écart entre simulation et expérimentation est de 1,2 dB de moyenne et de 2,2 dB au maximum. La forme d'impulsion simulée est toujours plus lisse et moins bruitée que le résultat expérimental, cf. Figure 3.17. Cela est en partie dû au bruit des photodiodes utilisées pour visualiser les impulsions.

Grâce à la simulation nous avons pu calculer qu'une extinction de 30 dB pour le modulateur induit une réduction d'environ 60 % de la puissance crête, la réduction de la puissance crête passe à 6 % pour 40 dB d'extinction et à moins de 0,1 % pour 50 dB d'extinction.

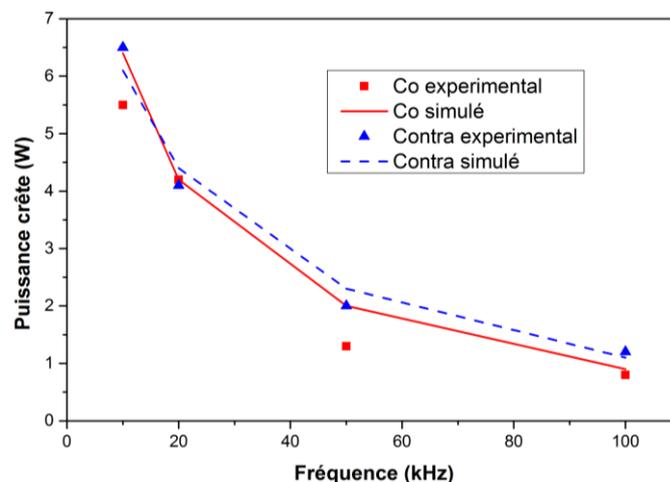


Figure 3.20 : Puissances crêtes en fonction de la fréquence de répétition pour des impulsions carrées de 1  $\mu$ s avec un pompage gainé à 793 nm de 6,5 W en co-propagatif et 5,8 W en contra-propagatif.

### 3.5.Limites du modèle

Le modèle en régime impulsionnel rencontre les mêmes limites que le régime continu concernant la connaissance partielle de certains paramètres spectroscopiques et les simplifications nécessaires au fonctionnement du modèle. Les écarts entre mesure expérimentale et simulation en régime impulsionnel sont les mêmes qu'en régime continu si le rapport entre durée d'impulsion et période.

Les modèles numériques d'amplificateurs présentent tous un écart avec l'expérience plus ou moins importants, cf. (Jackson, et al., 1999). Tout modèle nécessite plusieurs hypothèses simplificatrices. Chacune implique des conditions de validité du modèle. Par exemple le modèle ne prend en compte que les niveaux  $^3H_6$ ,  $^3F_4$  et  $^3H_4$ . Le pompage dans le cœur autour de 1550 nm fait intervenir des niveaux supérieurs, ce qui entraîne une augmentation des erreurs de la simulation. En régime impulsionnel, l'ensemble des équations à résoudre est simplifié lors de l'impulsion pour une question de temps de calcul, mais cela nous contraint à nous limiter à un rapport entre durée d'impulsion et période de 0,02.

De plus certains paramètres d'entrée du modèle ne sont connus qu'approximativement, comme le dopage et les sections efficaces dont nous avons parlé au chapitre 2 ou le coefficient de relaxation croisée  $k_{30 \rightarrow 11}$ . C'est particulièrement vrai pour les faibles valeurs de section efficace, loin des maxima des courbes. Les erreurs de mesure expérimentales y sont d'autant plus importantes. Par exemple à 2050 nm, une variation de 10 % de la section efficace d'absorption entraîne une variation de 11 % des puissances de signal simulées. Or la valeur de la section efficace d'absorption à 2050 nm représente 0,7 % du maximum de la section efficace, cf. Figure 2.11.

Malgré ces limites, le modèle d'amplificateur est satisfaisant pour beaucoup d'applications. Il est notamment d'une aide précieuse pour la compréhension des amplificateurs et il permet d'optimiser l'architecture des amplificateurs comme nous allons le voir.

### 3.6.Application à l'optimisation d'architectures

Notre modèle permet la simulation d'amplificateurs très variés, avec différentes techniques de pompe (pompage cœur ou pompage gaine), différentes longueurs d'ondes de pompe (autour de 793 nm et entre 1500 et 1950 nm) et différentes longueurs d'onde de signal (de 1850 à 2100 nm).

Notre objectif est de réaliser une source laser de forte puissance à 2050 nm. Or les architectures de pompage sont nombreuses, choix de la longueur d'onde de pompage, du sens de pompage et possibilité d'un pompage cœur ou d'un pompage gaine. Comment choisir l'architecture la mieux adaptée à nos objectifs ? L'efficacité de la technique de pompage est importante mais d'autres paramètres interviennent aussi dans le choix d'une technique de pompage, la compacité, le refroidissement, le prix, la durée de vie des composants, la sensibilité aux effets non-linéaires et le rendement énergétique total du système. Une technique de

pompage qui permet un gain de 5 % d'efficacité mais qui nécessite de rallonger la fibre dopée ou une source laser moins efficace ne sera pas retenue.

Une solution est de tester expérimentalement un panel d'architectures possibles et de comparer les résultats. Néanmoins il n'est pas certain de pouvoir tirer un enseignement des données expérimentales sur ce qui fait que telle architecture est meilleure qu'une autre. Et comment savoir s'il n'existe pas une architecture légèrement différente qui permettrait une meilleure optimisation ? C'est un avantage important du modèle, il donne accès aux puissances et aux populations des niveaux d'énergie tout le long de la fibre, à la puissance d'ASE co et contra-propagative ainsi qu'au spectre. Nous allons utiliser ici cette particularité du modèle pour étudier la technique de pompe optimale pour la source laser à 2050 nm.

### 3.6.1. Importance de la population du niveau $^3F_4$

Le gain d'un amplificateur est fonction du nombre d'ions excités au niveau d'énergie de transition laser  $^3F_4$ , on parle plus couramment de population du niveau  $^3F_4$ . Le gain linéique  $g$  en décibel de l'amplificateur est donné par l'équation 3.29.

$$g = \frac{10}{\ln(10)} N_t \Gamma [\bar{n}_1 \sigma_{10}(\lambda) - \bar{n}_0 \sigma_{01}(\lambda)] \quad (3.29)$$

Avec  $N_t$  la concentration en dopant,  $\Gamma$  le facteur de recouvrement,  $\sigma_{10}$  et  $\sigma_{01}$  les sections efficaces d'absorption et d'émission et  $\bar{n}_1$  la population moyenne normalisée du niveau  $^3F_4$ , c'est-à-dire la concentration moyenne d'ion  $Tm^{3+}$  dans l'état d'énergie  $^3F_4$  normalisé par la concentration totale en  $Tm^{3+}$ . Si  $\bar{n}_1 = 1$ , tous les ions se trouvent dans l'état  $^3F_4$ , ce qui est impossible physiquement à cause des différents mécanismes de désexcitation. L'équation 3.29 permet de tracer la longueur d'onde du maximum de gain en fonction de  $\bar{n}_1$  en supposant que les niveaux d'énergie supérieurs au niveau  $^3F_4$ , comme présenté Figure 3.21.

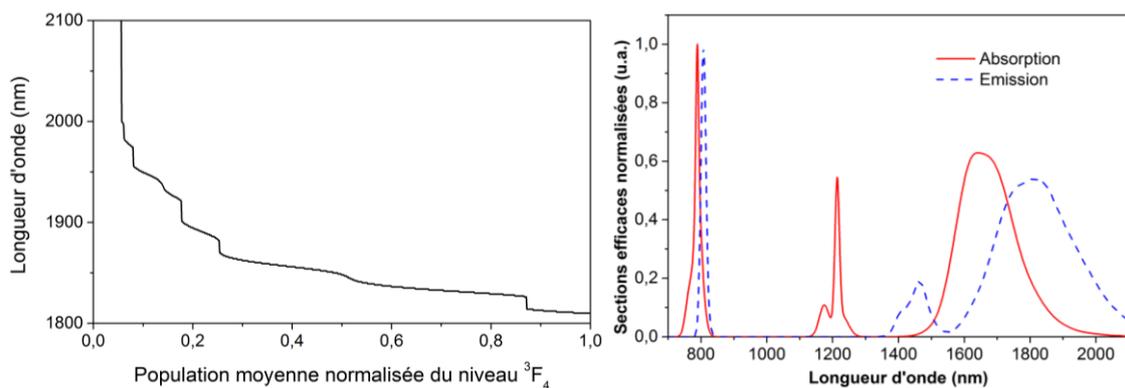


Figure 3.21 : Longueur d'onde du pic de gain en fonction de la population moyenne normalisée du niveau  $^3F_4$  pour une fibre de 10  $\mu m$  (PM 2) et les sections efficaces utilisées.

Cette figure a été réalisée à partir des sections efficaces de la fibre de 6  $\mu m$  PM 1. Il faut qu'en moyenne sur toute la fibre dopée 5 % des ions  $Tm^{3+}$  soient au niveau d'énergie  $^3F_4$  pour maximiser l'émission à 2050 nm dans cette fibre. On peut comparer cette population avec la

population nécessaire pour maximiser l'émission à 1940 nm dans cette fibre est  $\bar{n}_1 = 0,14$ . Il faut donc des sources de pompe plus brillantes pour amplifier le 1940 nm que pour le 2050 nm.

### 3.6.2. Sélection des techniques de pompage

Nous avons vu au Chapitre 2 que les fibres dopées  $\text{Tm}^{3+}$  pouvaient être excitées par absorption de photons du niveau  $^3\text{H}_6$  vers les niveaux  $^3\text{H}_4$ ,  $^3\text{H}_5$  et  $^3\text{F}_4$ . Les bandes d'absorption sont respectivement centrées autour de 793 nm, autour de 1210 nm et autour de 1670 nm. Nous avons choisi trois techniques de pompage avec des longueurs d'onde correspondant à des sources laser de pompe ayant des efficacités et des puissances élevées :

- 1560 nm, source laser à fibre  $\text{Er}^{3+}$  monomode
- 1940 nm, source laser à fibre  $\text{Tm}^{3+}$  monomode
- 793 nm, source diode laser fibrée multimode

Ces deux premières sources monomodes permettent le pompage dans le cœur, la troisième source ne permet que le pompage dans la gaine. Les sources monomodes peuvent aussi être utilisées pour le pompage gaine, mais leur absorption respective dans ce cas serait très faible, autour de 1,8 dB/m pour le 1560 nm avec la fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  PM 1. Une telle absorption ne permet pas d'exciter suffisamment la fibre.

Une source de pompe dans le cœur à 1560 nm possède un  $M^2$  proche de 1, l'absorption petit signal dans la fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  PM 1 est de 130 dB/m pour cette pompe. Un avantage de cette technique de pompe est son défaut quantique est faible 24 %, grâce au pompage résonnant  $^3\text{H}_6 \rightarrow ^3\text{F}_4$ . Les sources laser fibrées  $\text{Er}^{3+}$  à 1560 nm sont fiables, leurs efficacités optiques-optiques sont de 40 %, elles sont pompées par des diodes lasers.

Une source de pompe dans le cœur à 1940 nm possède aussi un  $M^2$  proche de 1, mais l'absorption petit signal n'est que 6 dB/m dans une fibre de 6  $\mu\text{m}$  de cœur (PM 1). Cette longueur d'onde est à la limite de la bande d'absorption du  $\text{Tm}^{3+}$ , cf. chapitre 2. Son défaut quantique est naturellement faible, 6 %. Elles sont généralement utilisées pour pomper des fibres dopées  $\text{Ho}^{3+}$ .

La pompe dans la gaine à 793 nm est très multimode, l'absorption petit signal de la source est de 2,4 dB/m. Le défaut quantique de cette pompe est élevé, 61 %, mais nous avons vu que la relaxation croisée augmente le rendement de cette technique de pompe. L'avantage de cette technique est qu'elle permet de pomper directement l'amplificateur par des diodes de pompe. Cette technique de pompe permet une architecture plus simple et plus économique.

### 3.6.3. Simulations et expérimentations des techniques de pompe

Pour comparer ces trois techniques de pompage nous souhaitons réaliser trois amplificateurs utilisant la même fibre et avec les mêmes objectifs, une puissance de signal à 2050 nm en entrée de 3 mW et un gain de 27 dB. La fibre choisie est une fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur (PM 1) de 3,7 m de long. Cette longueur a été choisie par convenance expérimentale, une fibre de ce type et de cette longueur était disponible.

## Chapitre 3 - - Modélisation des amplificateurs à fibre dopée Thulium

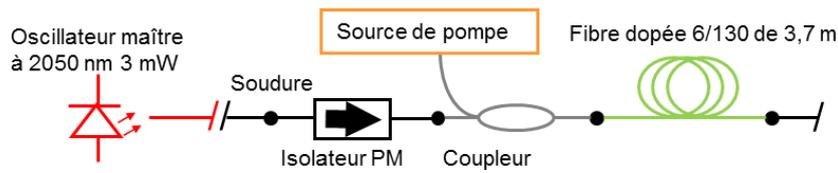


Figure 3.22 : Schéma général des montages.

La Figure 3.22 présente le schéma général des montages pour les trois techniques de pompe sélectionnées. Nous avons commencé par réaliser une simulation de ce montage pour chacune des techniques de pompe sélectionnées.

Puis nous avons reproduit expérimentalement ces trois montages de manière aussi fidèle que possible, à une différence près. En effet la source laser à 1940 nm réalisée expérimentalement n'atteint pas la puissance de pompe simulée nécessaire, elle est limitée à 1,2 W de pompe. Le Tableau 3.4 donne les différents paramètres de pompe et les résultats des simulations et des expérimentations. Nous distinguons dans ce tableau l'efficacité interne et l'efficacité totale. La première est le rapport entre la puissance de signal en sortie et la puissance de pompe, la seconde est l'efficacité optique-optique totale du montage. Par exemple dans le cas du pompage cœur à 1560 nm, l'efficacité totale est le rapport entre la puissance en sortie et la puissance des diodes laser qui pompent le laser à 1560 nm. Le tableau donne aussi le pourcentage d'ASE dans la puissance en sortie de l'amplificateur.

Tableau 3.4 : Résultats de simulation et expérimentaux pour les trois techniques de pompes pour une puissance injectée de 3 mW et un gain de 27 dB.

Technique de pompe	Simulations				Expérimentations			
	Puissance de pompe (W)	Efficacité interne (%)	ASE en sortie (%)	Efficacité totale (%)	Puissance de pompe (W)	Efficacité interne (%)	ASE en sortie (%)	Efficacité totale (%)
Pompage cœur à 1560 nm	2,5	40	10	16	2,5	13	14	5
Pompage gaine à 793 nm	4	25	1	25	4	23	2	23
Pompage cœur à 1940 nm	2	35	0,5	18	1,2	32	1	16
	1,2	21	0	11				

Lorsque l'on étudie les résultats des simulations, on s'aperçoit que la population moyenne du niveau  ${}^3F_4$ ,  $\bar{n}_1$ , est proche de 0,05 pour les trois techniques de pompe. Les simulations obéissent à l'équation 3.25, c'est la population moyenne de l'amplificateur qui définit le gain. Mais si on regarde les répartitions de cette population le long de la fibre, on voit qu'elles sont différentes d'une technique de pompe à l'autre, cf. Figure 3.23. Pour le pompage cœur à 1560 nm, la population est de 0,9 sur une vingtaine de centimètres, décroît et est quasiment nulle sur les trois derniers mètres de la fibre dopée. Pour le pompage cœur à 1940 nm, c'est le contraire la population est quasiment centrée à 0,05 sur 3 m avant de décroître sur le reste de la fibre dopée. Le pompage gaine à 793 nm se situe entre les deux autres techniques de pompe, sa population est plus élevée au début de la fibre avec un maximum à 0,14 puis elle décroît sur le reste de la fibre.

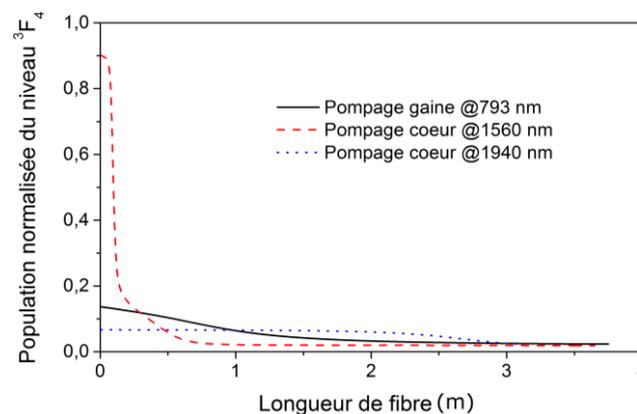


Figure 3.23 : Répartition de la population normalisée du niveau  ${}^3F_4$  le long de la fibre d'après la simulation.

C'est le pompage cœur à 1560 nm qui génère le plus d'ASE, voir Tableau 3.4. L'ASE d'ailleurs principalement générée contra-propagativement. Cela s'explique par la répartition de la population du niveau  ${}^3F_4$  dans la fibre. En traçant le gain linéique pour le maximum de population de la Figure 3.23, il apparaît que le gain du pompage cœur à 1560 nm est centré en 1850 nm, alors que le gain à 2050 nm est 45 dB plus faible, voir Figure 3.24.

Ce montage génère donc une quantité importante d'ASE autour de 1850 nm au début de la fibre. L'ASE co-propagative est en partie absorbée et permet l'amplification du signal ce qui augmente l'efficacité optique-optique. Mais l'ASE contra-propagative est perdue.

Pour le pompage gaine à 793 nm le gain au maximum de population est centré à 1950 nm, mais le gain à 2050 nm n'est que 3 dB plus faible, cela explique la faible proportion d'ASE de ce montage. Pour le pompage cœur à 1940 nm, le maximum de population est de 0,07, le gain est centré à 2040 nm, quasiment à la longueur d'onde du signal. La répartition très uniforme de la population dans ce cas de pompage s'explique par la saturation de la pompe dans la fibre. En effet la puissance de saturation est à 1940 nm est de 80 mW. La comparaison des résultats expérimentaux et simulés montre un fort écart pour le pompage cœur 1560 nm. C'est un autre exemple des limites du modèle dans le cas de simulation d'amplificateur pompés autour de 1550 nm avec une fibre fortement dopée, comme présenté paragraphe 2.3. L'efficacité totale obtenue expérimentalement est la plus faible des trois techniques de pompe.

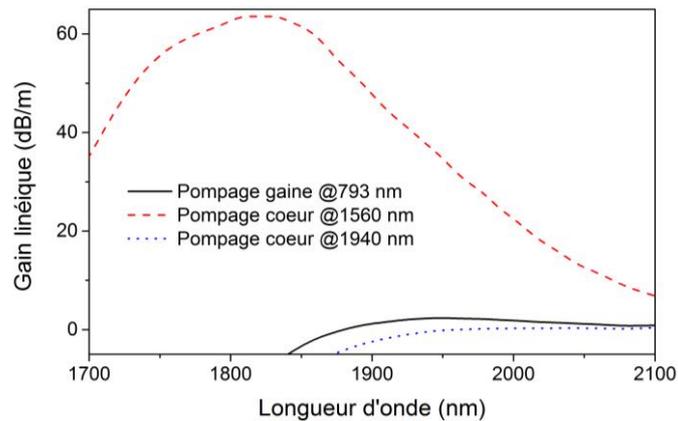


Figure 3.24 : Gain linéique en fonction de la longueur d'onde au maximum de population de chaque technique de pompe Figure 3.23.

La faible efficacité et le risque de photo-noircissement font du pompage coeur à 1560 nm une technique à éviter pour l'amplification de longueur d'onde à l'extrémité de la bande d'émission des fibres dopée  $Tm^{3+}$ . Pour s'assurer que ce résultat n'est pas dû à la fibre dopée utilisée nous avons testé cette technique de pompe avec des fibres moins dopées comme la fibre dopée de 9  $\mu m$  (SM 2) qui est la plus faiblement dopée dont nous disposons. Nous avons réalisé un amplificateur pompé dans le coeur par 2,7 W à 1560 nm et avec 3 mW de signal à 2050 nm injecté. La fibre dopée mesure 3,3 m. L'efficacité interne de cet amplificateur atteint 18 % et 8 % pour l'efficacité totale. Utiliser une fibre moins dopée permet de réduire les effets de fluorescence et augmente un peu l'efficacité. Mais changer le dopage de la fibre ne change pas la répartition de la population du niveau  $^3F_4$ . Le maximum de gain généré par cette technique de pompe est autour de 1850 nm. Le pompage coeur à 1560 nm est peu adapté à l'amplification du 2050 nm quel que soit le dopage de la fibre.

Pour les deux autres techniques de pompage simulation et expérimentation s'accordent, avec un écart entre les efficacités inférieur à 10 %. Le pompage coeur à 1940 nm génère deux fois moins d'ASE que le pompage gaine à 793 nm, mais cela reste dans l'absolu des proportions d'ASE faible dans les deux cas. L'efficacité interne du pompage coeur à 1940 nm est supérieur à celle du pompage gaine à 793 nm mais en terme de d'efficacité totale, pomper directement l'amplificateur avec des diodes laser reste plus efficace que le pompage indirect.

**La conclusion de cette étude est que le pompage gaine à 793 nm est le plus efficace globalement et la plus simple techniques de pompe.** Même si il n'est pas celui qui émet le moins d'ASE, ses autres qualités l'emportent.

#### 3.6.4. Exemple de dimensionnement

Prenons un cahier des charges exigeant, par exemple un gain de 30 dB pour un signal de 10  $\mu W$  continu à 2000 nm, avec un OSNR de 30 dB en sortie.

La difficulté vient de la faible puissance en entrée et du faible niveau d'ASE demandé en sortie. Le signal en entrée est relativement faible par rapport aux puissances de saturation des fibres dopées (121 mW pour la SM 2 et 338 mW pour la PM 2). Commençons par simuler deux amplificateurs pompés gain co-propagativement à 793 nm, l'un avec une fibre dopée de 6  $\mu\text{m}$  (SM 2), et l'autre avec une fibre dopée de 10  $\mu\text{m}$  (PM 2), toutes deux relativement longues,  $L = 5$  m. Commençons avec une puissance de pompe proportionnellement élevée à la puissance en sortie de 4 W, soit 40 fois la puissance de signal en sortie.

Les premiers résultats montrent que la fibre de 6  $\mu\text{m}$  (SM 2) est 3 fois plus efficace que la fibre de 10  $\mu\text{m}$  (PM 2). Le modèle nous fournit les courbes présentées Figure 3.25. La puissance de signal le long de la fibre indique qu'une fibre dopée de 3 m serait suffisante. La simulation nous permet de voir que l'ASE contra propagative à une puissance supérieure à celle du maximum de signal. Le spectre optique en sortie montre que l'OSNR est supérieur à 35 dB.

D'autres configurations de pompage ont été simulées, pompage contra propagatif, pompage dans le cœur à 1940 nm et 1550 nm. Aucune de ces simulations n'ont obtenu de résultats aussi bon que le pompage gain co-propagatif à 793 nm.

Une nouvelle simulation avec une fibre SM 2 de 3 m et une puissance de pompe à 793 m de 3 W permet d'obtenir une puissance de signal en sortie de 17 mW avec un OSNR de 33 dB. Les résultats de la simulation répondent au cahier des charges. Cela aura demandé moins d'une dizaine de simulations au total et une dizaine de minutes de temps de calcul. Reste à vérifier expérimentalement la validité de la modélisation.

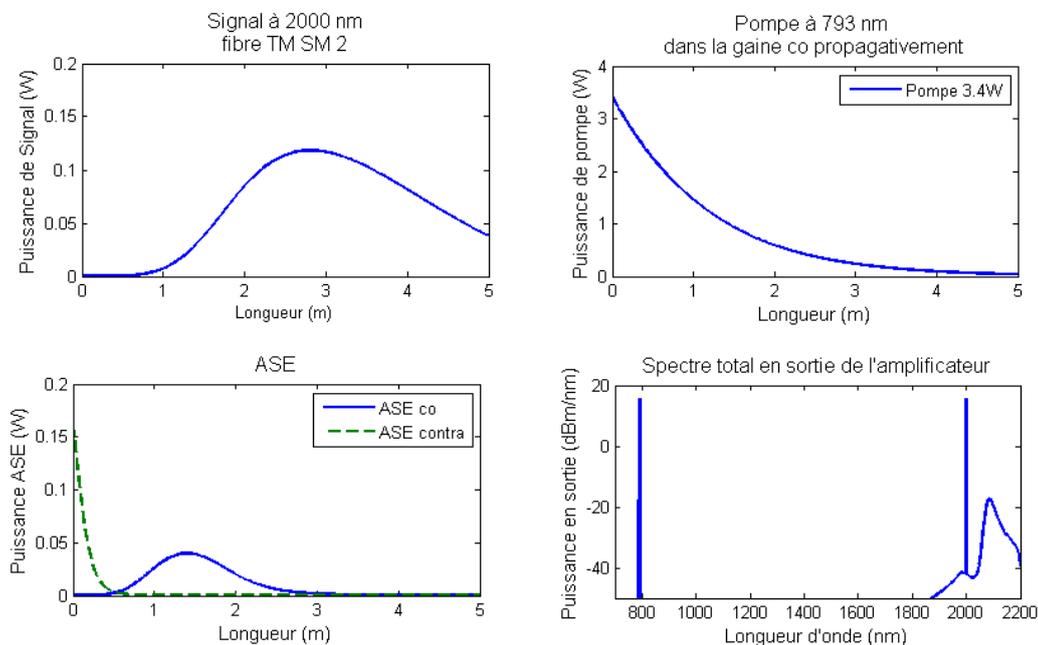


Figure 3.25 : Résultats de la simulation de l'amplificateur avec une fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  SM 2 de 5 m avec 4 W de pompe à 793 nm. La résolution du spectre est de 1 nm.

### 3.7. Conclusion du chapitre

## Chapitre 3 - - Modélisation des amplificateurs à fibre dopée Thulium

Dans ce troisième chapitre, les bases du modèle d'amplificateurs à fibres dopées  $Tm^{3+}$  ont été données. Ce modèle est fondé sur un ensemble d'équations qui décrit les échanges énergétiques entre les ions  $Tm^{3+}$  dans la fibre. Nous détaillons l'ensemble des hypothèses simplificatrices qui permettent de résoudre numériquement l'ensemble d'équations. Le modèle a été validé sur des résultats expérimentaux en régime continu et impulsionnel avec des impulsions de quelques centaines de nanoseconde à la microseconde. Le modèle a néanmoins certaines limites, notamment pour la modélisation d'amplificateurs pompé cœur autour de 1550 nm. De plus il est très dépendant de paramètres comme les sections efficaces des fibres dopées.

Ce modèle doit permettre de développer plus rapidement et à moindre frais des amplificateurs à fibres dopées  $Tm^{3+}$  dans la bande 1850-2100 nm. Nous avons présenté une étude sur la technique de pompe la mieux adaptée à l'amplification du signal à 2050 nm et un exemple d'architecture d'amplificateurs d'après un cahier des charges.

Ce modèle est une aide précieuse pour le développement de sources de forte puissance. Il permet d'orienter des choix technologiques importants, comme la technique de pompe à utiliser ou le type de fibre dopée, d'où un gain de temps et une économie appréciable.



## Chapitre 4 - Conception d'une source laser, à fibre, monofréquence, linéairement polarisée à 2050 nm

### 4.1. Introduction au chapitre

Nous avons vu précédemment que le maximum d'émission du  $Tm^{3+}$  se situe entre 1900 et 2000 nm alors que les applications d'une source laser monofréquence se situent plus loin dans le spectre. Par exemple, elles se situent autour de 2050 nm, pour le pompage d'OPO en bande III ou les applications lidar. Une source laser à fibre dopée  $Tm^{3+}$  fonctionnant à 2050 nm nécessite des fibres plus longues qu'une source fonctionnant autour de 1950 nm. D'après les caractéristiques des fibres dopées dont nous disposons, les puissances de saturation sont supérieures aux puissances auxquelles nous souhaitons travailler. Les puissances de saturation des fibres à 2050 nm vont de quelques centaines de mW à plusieurs W. Nous ne sommes donc pas limités par la saturation des fibres. Dans ce chapitre nous cherchons à développer une source laser impulsionnelle avec la plus grande puissance crête possible.

Le cahier des charges de la source pour l'application de pompage d'OPO en bande III est résumé Tableau 4.1. Les impulsions générées doivent atteindre des puissances crêtes élevées, de plusieurs centaines de watt au kilowatt. De plus les impulsions doivent avoir une largeur à mi-hauteur de 100 ns à 1  $\mu$ s. La forme d'impulsion doit être si possible ajustable. La fréquence de répétition des impulsions doit être autour de 20 kHz. C'est cette fréquence de répétition qui détermine la portée maximale d'un lidar en fixant le temps de propagation aller-retour d'une impulsion. La portée est de 15 km pour une fréquence de 10 kHz et de 7,5 km pour 20 kHz. Les impulsions générées par la source laser doivent être linéairement polarisées, la largeur spectrale doit être autour de 100 MHz et la longueur d'onde ne doit pas varier temporellement, avec une longueur d'onde autour de 2050 nm. En pratique, la largeur spectrale des sources monofréquences va classiquement de plusieurs centaines de MHz à quelques kHz pour les plus fines spectralement. Les sources monofréquences incluent par exemple les lasers à fibre, les diodes laser à cavité externe ou à rétroaction répartie (DFB) ou les lasers à cavité très courte comme les VCSELs ou certains lasers hélium néon. La source doit aussi avoir une bonne qualité spatiale, c'est-à-dire avoir un faisceau se rapprochant le plus possible d'un faisceau monomode transverse pour pouvoir pomper des OPOs monomodes transversaux et avoir une propagation optimale dans l'atmosphère.

Ce chapitre s'intéresse à la réalisation d'une source laser qui remplit ce cahier des charges. La deuxième partie présente la technologie MOPA utilisée pour la source et les différentes architectures testées. Cette partie concerne l'architecture globale de la source, en décrivant les avantages et les inconvénients des différentes architectures des amplificateurs à fibre. La troisième partie décrit la réalisation du premier étage de la source laser qui atteint une puissance de plus de 500 W crête. Dans cette partie on s'intéressera à l'architecture détaillée des différents étages qui la compose ainsi que des caractéristiques du faisceau laser en sortie. Le but est de

vérifier que le faisceau laser répond aux attentes du cahier des charges. Pour cela nous nous attarderons sur les différentes étapes de conception de la source réalisée.

Tableau 4.1 : Cahier des charges de la source laser.

Puissance crête	Longueur d'onde	Largeur spectrale maximale	Durée d'impulsions	Fréquence de répétition	Polarisation	Qualité spatiale
$\geq 500$ W	2050 nm $\pm 2,5$ nm	150 MHz (2 pm)	100 ns à 1 $\mu$ s	10 à 20 kHz	Linéairement polarisée PER $\geq 20$ dB	$M^2 \leq 1,5$

## 4.2. Architecture de la source

### 4.2.1. Structure MOPA

Nous avons présenté dans l'introduction à ce chapitre le cahier des charges à respecter. Les contraintes sont une grande finesse spectrale autour de 2050 nm, une forme d'impulsions contrôlable, avec une durée à mi-hauteur de l'impulsion de 100 ns à 1  $\mu$ s, une puissance crête autour de 500 W et une bonne qualité spatiale.

La seule technologie qui permet de répondre à ces différentes contraintes est l'amplificateur de puissance à oscillateur maître ou master oscillator power amplifier (MOPA). Le principe est d'utiliser une source laser dont la finesse spectrale et la longueur d'onde correspondent aux critères mais de faible puissance et de la moduler pour avoir la forme temporelle voulue. Les impulsions ainsi obtenues sont ensuite amplifiées par plusieurs étages d'amplificateurs dont le nombre dépend de la puissance visée. La Figure 4.1 présente le schéma d'un MOPA impulsionnel avec deux étages d'amplification.

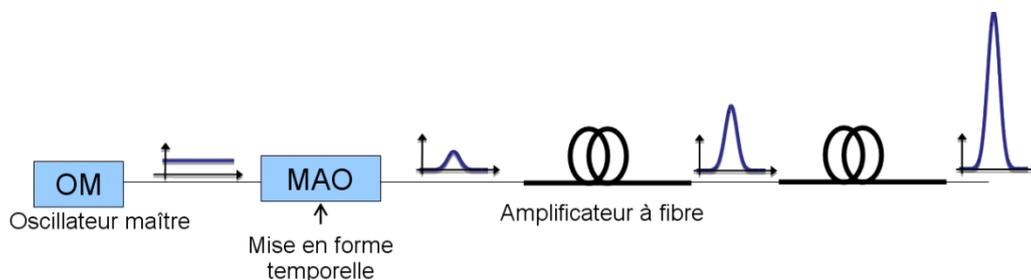


Figure 4.1 : Schéma de principe d'un MOPA modulé par un modulateur acousto-optique (MAO), avec deux étages d'amplification.

L'oscillateur utilisé est une diode laser DFB fibrée, linéairement polarisée, monofréquence, avec une largeur spectrale  $< 4$  MHz, dont la longueur d'onde peut être contrôlée en température

entre 2050 et 2053 nm de 4 mW de puissance continue. L'ajout d'un élément de mise en forme temporelle dans la chaîne d'amplification permet au MOPA de générer des impulsions. Cela peut être fait par l'ajout d'un modulateur acousto-optique (MAO) ou électro-optique (MEO) ou bien par modulation électrique de l'oscillateur maître. Cette dernière solution n'est pas souhaitable dans notre cas, l'élargissement spectral qu'elle génère étant trop important. C'est pour protéger l'oscillateur maître qu'il lui est adjoint systématiquement un isolateur. Le gain qui doit être généré par le MOPA pour obtenir une puissance de l'ordre du kW à partir des 4 mW de la diode est donc de  $10 \log \left( \frac{1kW}{4mW} \right) = 54 \text{ dB}$  sans compter les pertes du montage. Or en pratique le gain maximal d'un amplificateur à fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  autour de 2050 nm est de 27 dB. Trois étages d'amplifications seront donc nécessaires.

Les MOPAs ont généralement une efficacité plus faible que les lasers. Les fibres dopées thulium sont de plus difficiles à saturer aux grandes longueurs d'ondes : la puissance de saturation est deux fois plus grande à 2050 nm qu'à 1920 nm. La source développée par Creeden et al. est un exemple intéressant pour évaluer les puissances nécessaires dans notre architecture. Creeden et al. ont réalisé un MOPA en régime impulsionnel afin de pomper des OPOs dans la bande III (Creeden, et al., 2009). Dans cette source, l'oscillateur maître est un laser impulsionnel contrôlé en gain qui permet de générer des impulsions de 30 ns de largeur à mi-hauteur à des fréquences de répétition de 40 kHz à 100 kHz, à 1995 nm, dont 65 mW moyen (54 W crête) sont couplés dans le premier étage d'amplification. La source comprend deux étages d'amplification, cf. Figure 4.2.

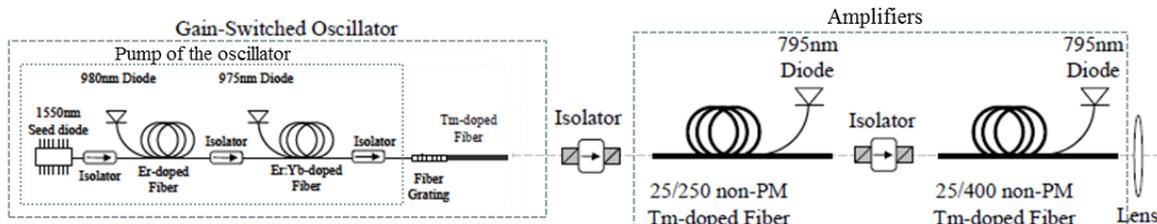


Figure 4.2 : Schéma d'un MOPA avec deux étages d'amplification émettant à 1995 nm (Creeden, et al., 2009).

Le premier étage d'amplification est composé d'une fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  de 25/250  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur/gaine. L'efficacité de cet étage d'amplification atteint 20 % pour 4 W de signal émis. Seuls 50 % de la puissance du premier étage sont couplés dans le second. Le second étage réalisé avec une fibre 25/400  $\mu\text{m}$  émet une puissance moyenne de 21 W pour une efficacité de 38 %. Le gain total de ce système est donc de 24 dB, 16 dB pour le premier étage et 8 pour le second. Cet exemple nous renseigne sur l'ordre de grandeur de la puissance à injecter pour saturer la fibre et augmenter l'efficacité. Les deux étages d'amplification utilisent des fibres avec des diamètres de cœur égaux de 25  $\mu\text{m}$  soit une surface de cœur de 490  $\mu\text{m}^2$ , la puissance injectée dans le premier cœur est 30 fois inférieure à celle injectée dans le second cœur. Si on ramène les puissances injectées dans ces amplificateurs à une fibre monomode plus

classique de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre. La puissance équivalente (même intensité) dans une fibre de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre à la puissance injectée dans le premier étage est de 4 mW ( $65\text{mW} \cdot 28\mu\text{m}^2 / 490\mu\text{m}^2$ ), et de 110 mW dans le cas du second amplificateur, en théorie. En pratique, la puissance sera limitée par des effets non-linéaires.

Ainsi en comparaison de ce montage, avec la puissance de l'oscillateur et les fibres dont nous disposons, nous pourrions atteindre une puissance d'un watt en sortie d'un amplificateur continu réalisé en fibre dopée de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre. Pour des impulsions de 100 ns à 20 kHz de 4 mW de puissance moyenne, cela correspond à une puissance crête de 500 W en sortie de cet amplificateur.

Creeden et al. utilisent des amplificateurs pompés contra-propagativement. Il serait intéressant de comparer les performances de cette architecture de pompe avec celles d'une architecture pompée co-propagativement.

#### **4.2.2. Montages exploratoires**

Les amplificateurs sont qualifiés par trois paramètres : le gain, l'ASE et l'efficacité de conversion. Ces trois paramètres interdépendants sont déterminés par l'architecture de l'amplificateur. Si la puissance injectée dans un amplificateur est très inférieure à la puissance de saturation, le gain sera élevé ainsi que l'ASE, il en résulte une efficacité réduite. Inversement, un amplificateur bien saturé aura un gain faible mais émettra moins d'ASE et aura une efficacité importante. Dans une structure mono-étage, le niveau élevé d'ASE peut réduire fortement l'efficacité de conversion. Dans une architecture multi-étage l'insertion de filtre optique permet de réduire très fortement l'ASE accumulée. Nous allons par la suite étudier une sélection de différentes architectures d'amplification. Il s'agit ici de comparer les architectures seules, par exemple pompage co et pompage contra-propagatif, et non pas la longueur d'onde de pompe comme cela a déjà été fait au chapitre précédent. Nous utilisons un pompage cœur à 1560 nm bien qu'il soit peu efficace pour l'amplification du signal à 2050 nm et qu'il génère plus d'ASE que d'autre. Il permet justement de mieux appréhender la contribution de l'ASE.

##### ***Amplificateur simple passage***

L'amplificateur simple passage est l'architecture la plus simple. Il ne comprend qu'une source de pompe, un coupleur de pompe, une fibre dopée, un isolateur et une source de signal. La direction de la pompe peut être co ou contra-propagative par rapport au signal, (voir chapitre 1). Cela a une influence sur l'ASE et sur le gain du système.

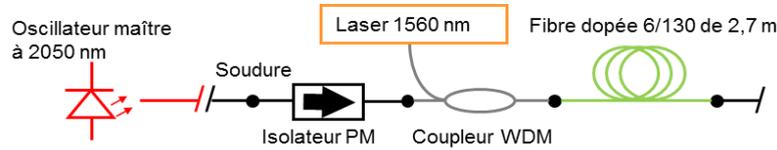
***Pompe co-propagative***

Figure 4.3 : Schéma du montage expérimental de test de l'architecture co-propagative.

Le montage réalisé pour tester l'architecture simple passage co-propagative est présenté Figure 4.3. La puissance totale en sortie est mesurée à l'aide d'un bolomètre qui supporte une puissance maximale de 3 W. Le spectre optique est mesuré, après atténuation, par un analyseur de spectre optique. Les différentes composantes spectrales, à savoir la pompe résiduelle à 1560 nm, l'ASE et le signal à 2050 nm, sont obtenues par intégration du spectre optique mesuré. La fibre dopée utilisée est une fibre de 6  $\mu\text{m}$  (SM 2), caractérisée par une absorption 120 dB/m à 1560 nm et qui mesure 2,7 m.

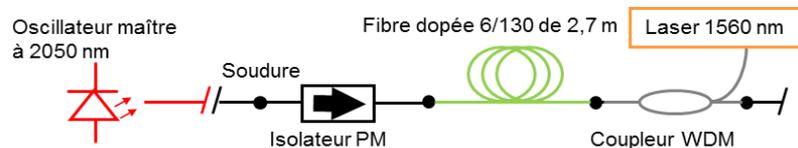
***Pompe contra-propagative***

Figure 4.4 : Schéma du montage expérimental de test de l'architecture contra-propagative.

Le montage de test de la pompe contra-propagative présenté Figure 4.4 ne diffère du précédent que par l'inversion de sens du bloc fibre dopée et coupleur WDM. La puissance et le spectre optique sont mesurés de la même manière.

***Résultats expérimentaux***

La Figure 4.5 présente les résultats expérimentaux des amplificateurs pompés co et contra-propagativement. L'amplificateur pompé contra-propagativement est plus efficace mais il génère aussi plus d'ASE que celui pompé co-propagativement. Cette différence vient de la répartition de la pompe le long de la fibre.

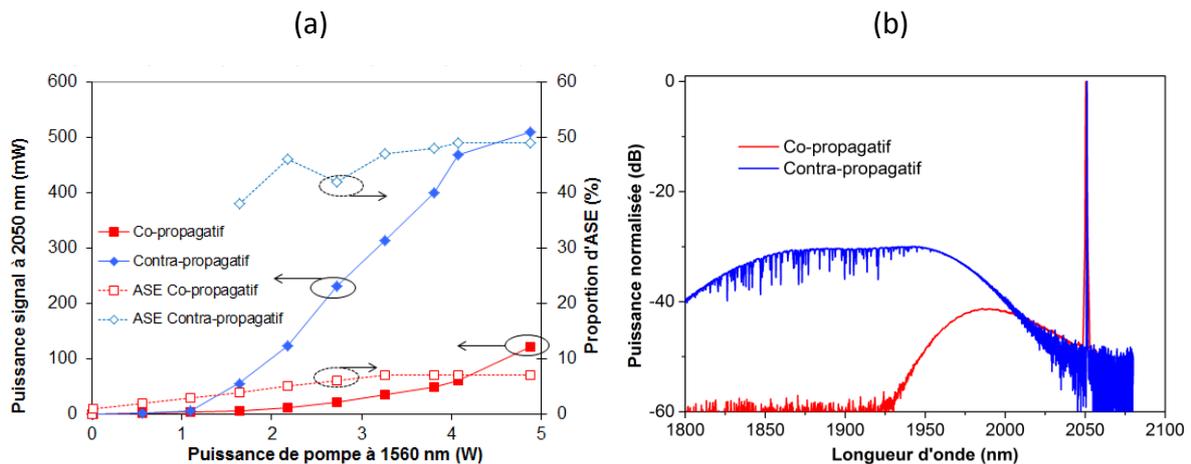


Figure 4.5 : Résultats expérimentaux des montages simples passages. La puissance de signal injectée est de 3 mW à 2050 nm. (a) Puissances de signal et proportions d'ASE en sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance de pompe à 1560 nm. (b) Spectres optiques normalisés correspondant, au maximum de pompe (5 W).

Dans le cas co-propagatif, la pompe est absorbée au début de la fibre suivant approximativement une exponentielle décroissante. Le gain le long de la fibre suit en première approximation la même courbe, cf. Figure 4.6 (a). Le signal entrant dans la fibre dopée est faible, il rencontre un fort gain. Comme le faible signal sature peu la fibre, l'ASE émise est importante. La faible puissance du signal ne permet pas alors une utilisation optimale de ce gain. Plus la puissance du signal augmente le long de la fibre, plus le gain disponible diminue. Au bout d'une cinquantaine de centimètres, la pompe est épuisée, la réabsorption de l'ASE contribue de manière significative au gain. Les basses longueurs d'ondes sont plus absorbées que les hautes entre 1900 et 2100 nm. Ainsi dans la partie absorbante de la fibre la partie basse du spectre de l'ASE est plus absorbée que le signal.

Dans le cas contra-propagatif, le signal injecté commence par rencontrer la partie sans gain de la fibre. La pompe à 1560 nm est absorbée dans la fibre toujours suivant une courbe exponentielle décroissante du point de vue de la pompe, mais croissante du point de vue du signal, cf. Figure 4.6 (b). Le signal partiellement absorbé commence par rencontrer un faible gain puis qui augmente. Cette configuration de la pompe est plus optimale car le gain le plus élevé est rencontré par le signal le plus fort. Le signal plus fort sature mieux le gain le plus élevé. L'efficacité est donc supérieure dans le cas de la pompe contra-propagative. Néanmoins ce qui est valable pour le signal l'est aussi pour l'ASE qui est elle aussi plus forte dans le cas contra-propagatif pour la même raison que le signal. De plus dans le cas contra-propagatif, l'ASE n'est pas réabsorbée et son spectre optique est centré à une longueur d'onde plus basse que dans le cas co-propagatif, cf. Figure 4.5 (b).

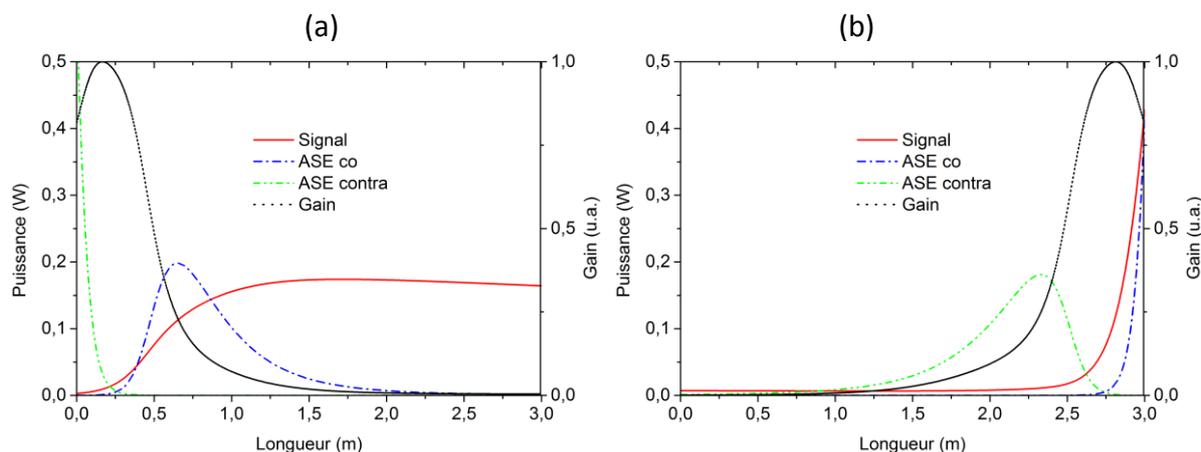


Figure 4.6 : Simulation de différentes courbes de puissance et de gain le long de la fibre pour les deux sens de propagation de la pompe, co-propagativement en (a) et contra-propagativement en (b). Ces simulations ont été réalisées pour une puissance de pompe de 5 W, une fibre de 6  $\mu\text{m}$  (SM 2) de 3 m et une puissance de signal injectée de 3 mW.

La plupart des courbes présentées Figure 4.6 (a) sont le symétrique des courbes de la Figure 4.6 (b), à l'exception du signal. Par exemple, l'ASE co-propagative de la figure (a) est le miroir de l'ASE contra-propagative de la figure (b). Dans ces amplificateurs faiblement saturés, l'ASE générée dans le sens contraire du sens de pompe est majoritaire. On le voit bien avec le spectre optique en sortie du montage contra-propagatif Figure 4.5 (b). Le pic de signal en 2050 nm est parfaitement distinct de l'ASE qui s'étend de 1800 nm à 2000 nm avec un maximum autour de 1950 nm. La puissance de cette ASE est équivalente à celle du signal, 500 mW environ. La puissance de l'ASE contra-propagative du montage pompé co-propagativement est équivalente. Cette puissance est absorbée par l'isolateur de protection de l'oscillateur maître. L'ASE co-propagative de l'amplificateur pompé co-propagativement est générée dans la zone de fort gain au début de la fibre, puis au fur et à mesure que le gain décroît, ses composantes les plus basses en longueur d'onde sont absorbées, ne reste plus en sortie que la partie haute de son spectre, avec un maximum autour de 1980 nm, cf. Figure 4.5 (b).

La Figure 4.6 montre aussi que la fibre dopée est deux fois plus longue que nécessaire pour ce type de pompe. Le gain est quasiment nul au bout de 1,5 m ainsi que l'ASE que ce soit en co ou en contra-propagatif. Néanmoins le signal est très peu absorbé dans le reste de la fibre dopée. C'est le cas pour toutes les fibres, même les plus dopées, la longueur de fibre dopée dans les amplificateurs n'est pas un paramètre critique à 2050 nm, nous pouvons nous permettre d'avoir des fibres dopées légèrement plus longues que nécessaire. C'est un avantage pour les mises en œuvre industrielles. Il est possible d'avoir des montages « génériques » en fonction des gammes de puissances visées.

En conclusion le montage pompé co-propagativement est moins efficace que le contra-propagatif mais émet moins d'ASE. Cela est vrai quel que soit le type de pompage (cœur ou gaine). La différence d'efficacité entre les deux montages est due à la différence de répartition

de la pompe le long de la fibre. Cette différence est toujours présente entre un pompage co et contra propagatif, à des degrés divers, que ce soit dans le cœur à 1560 nm ou dans la gaine à 793 nm. Dans un amplificateur peu saturé par le signal l'ASE peut entraîner une réduction de l'efficacité et être une gêne pour cascader plusieurs amplificateurs.

#### 4.2.2.1. Amplificateurs double passage

Une solution pour réduire la part d'ASE est d'utiliser une architecture double passage. L'architecture double passage consiste à faire passer deux fois le signal dans un même amplificateur. Ce montage est possible grâce à l'utilisation d'un circulateur fibré pour le 2  $\mu\text{m}$ . Le circulateur permet de faire circuler le signal de sa voie 1 vers la voie 2 et de la voie 2 vers la voie 3. Le circulateur est isolant de la voie 3 vers la 2 et de la 2 vers la 1. Ainsi le signal de l'oscillateur maître traverse le circulateur de 1 vers 2, rencontre la fibre dopée de 6/130  $\mu\text{m}$  pompé contra-propagativement dans le cœur à 1560 nm. Puis le signal est réfléchi par un FBG PM, haute réflexion à 2050 nm de 1,4 nm de largeur spectrale. Le maximum d'émission du thulium est autour de 1950 nm. Ainsi la composante de l'ASE à 2050 nm est quasi nulle. L'ASE co-propagative n'est pas réfléchi et peut être mesurée en sortie du coupleur de pompe. Le signal réfléchi passe de nouveau dans la fibre dopée, cette fois il se propage dans le même sens que la pompe, puis il sort de l'amplificateur par la voie 3.

Le pompage de cet amplificateur est contra-propagatif par rapport au premier passage du signal. L'avantage de ce système est que l'amplificateur se comporte comme un montage contra-propagatif lors du premier passage du signal. C'est-à-dire que le signal très faible au début rencontre un faible gain, le signal augmentant en puissance en même temps que le gain.

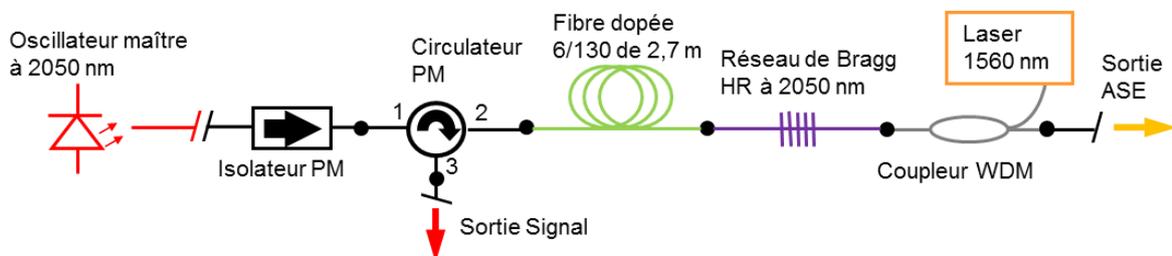


Figure 4.7 : Schéma du montage expérimental de test de l'architecture double passage.

L'ASE co-propagative générée lors du premier passage du signal n'est pas réfléchi car elle est en dehors de la bande de réflexion du Bragg. Le signal réfléchi est d'une puissance suffisante pour saturer la fibre dopée. La fibre étant bien saturée, l'ASE co-propagative générée lors du deuxième passage du signal est faible.

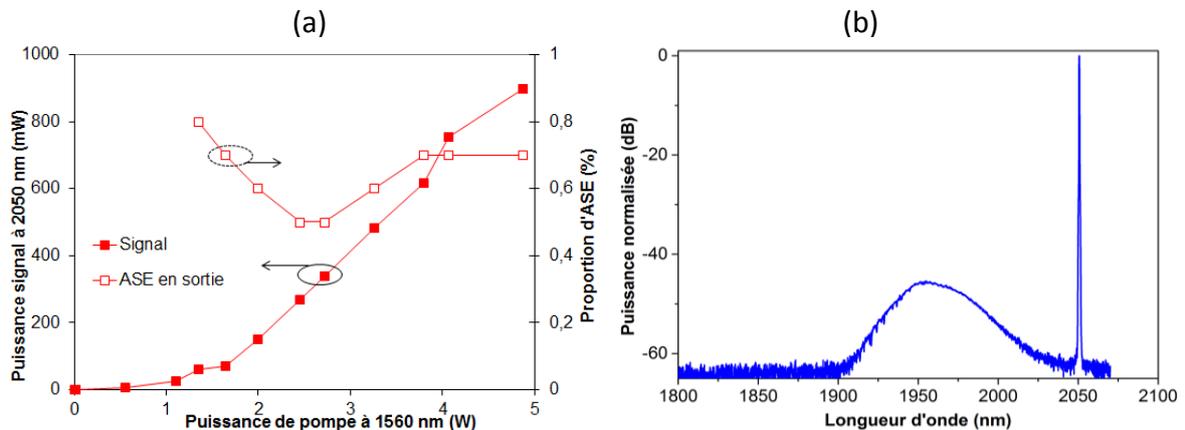


Figure 4.8 : Résultats expérimentaux du montage double passage. (a) Puissance de signal et proportion d'ASE. (b) Spectre optique en sortie de l'amplificateur.

La Figure 4.8 présente les résultats expérimentaux du montage double passage. Ce montage est le plus efficace jusqu'à présent, avec une efficacité de 18 %, et est celui qui a le moins d'ASE, avec 0,7 % d'ASE en sortie. L'OSNR de ce montage est de 44 dB. Mais malgré toutes ses qualités, cet amplificateur a un défaut, le signal en sortie est instable temporellement. La Figure 4.9 a été obtenue en mesurant la puissance en sortie à l'aide d'une photodiode en InGaAs étendu sensible à 2  $\mu\text{m}$  et qui a une bande passante maximale de 18 MHz.

On observe Figure 4.9 des fluctuations de l'ordre de la puissance moyenne du signal. Ces fluctuations semblent dues à une modulation du gain saturé (spatial hole burning) dans l'amplificateur. En effet l'oscillateur maître a une grande cohérence, les trains d'ondes émis par l'oscillateur sont assez long pour se recouvrir dans la fibre dopée. Il en résulte une concurrence pour le gain qui génère des instabilités. Une solution à ce problème est d'ajouter une fibre passive entre la fibre dopée et le réseau de Bragg plus longue que la distance  $L_c$  parcourue par un train d'onde,  $L_c = \frac{c}{n \Delta\nu}$  avec  $n$  l'indice optique de la fibre,  $\Delta\nu$  la largeur spectrale de la source.

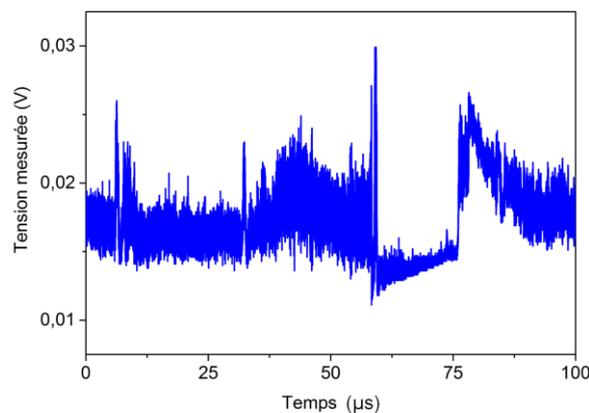


Figure 4.9 : Exemple du signal mesuré par la photodiode en sortie de l'amplificateur double passage.

Dans notre cas la longueur de cohérence est de 53 m. Il serait donc nécessaire d'ajouter 21,5 m de fibre passive. Or ajouter 21 m de fibre abaisserai le seuil SBS à 14 W ce qui est une puissance crête trop faible pour un amplificateur impulsionnel. Néanmoins cette technique est envisageable pour un amplificateur continu de plus faible puissance.

Tableau 4.2 : Récapitulatif des différents montages exploratoires.

Architecture	Sens de pompe	Efficacité (%)	ASE (%)	Gain (dB)	OSNR (dB)	commentaires
Montage simple passage	Co-propagative	2,5	7	16	41	Peu d'ASE, gain significatif 
	Contra-propagative	10,5	49	22	31	Gain élevé, ASE importante 
Montage double passage		18,4	0,7	25	44	Instable, gain élevé, faible ASE 

L'amplificateur double passage étant instable, nous avons essayé diverses modifications pour réduire l'instabilité, allonger la fibre dopée, ajouter de la fibre passive entre la fibre dopée fibre dopée et le réseau de Bragg, changer le sens de pompe de la fibre dopée, remplacer le circulateur par un coupleur 80/20 %. Aucune de ces modifications n'ont permis de stabiliser l'amplificateur. Nous avons aussi ajouté un modulateur acousto-optique avant la voie 1 du circulateur pour rendre l'amplificateur impulsionnel, mais Il reste toujours des instabilités au niveau des impulsions.

En conclusion, si on écarte le double passage, l'architecture la plus efficace et avec le plus grand gain est le montage simple passage pompé contra-propagativement. Il génère néanmoins une importante proportion d'ASE en sortie. Le montage simple passage pompé co-propagativement est une autre solution intéressante. Cette architecture est moins efficace mais c'est aussi celle qui a la plus faible proportion d'ASE en sortie. Ces résultats se retrouvent pour toutes les techniques de pompe (cœur ou gaine) et longueurs d'onde de pompe, le paramètre déterminant étant le sens de pompage (co ou contra-propagatif) et la répartition de la pompe dans la fibre qui en résulte. Ce sont les deux montages à retenir, on utilisera un amplificateur co-propagatif pour les étages d'amplification qui nécessitent un faible pourcentage d'ASE en sortie et un amplificateur contra-propagatif pour les étages qui nécessitent un plus fort gain.

#### 4.2.2.2. Caractéristiques et limites des composants

Le développement des composants à 2  $\mu\text{m}$  est relativement récent. En particulier un programme de recherche DARPA<sup>1</sup> (agence de recherche du département de la défense américain) a été lancé les années 2000 sur la thématique des sources laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$ . Aujourd'hui on dispose d'une gamme de composants variés et avec des performances qui se rapprochent de celles des composants utilisés pour les applications pour les télécommunications optiques. Nous décrivons ici quelques-uns des composants utilisés pour la source, avec leurs caractéristiques et leurs limites.

### *Isolateurs et circulateurs*

Les isolateurs et circulateurs fibrés à 2  $\mu\text{m}$  ont aujourd'hui des performances qui se rapprochent de celle des composants télécoms. Nous disposons de 3 modèles d'isolateurs fibré à 2  $\mu\text{m}$ . Les caractéristiques de ces isolateurs sont globalement assez proches. Les pertes d'insertions des isolateurs vont de 1 dB à 1,5 dB, avec une isolation de 35 dB à 45 dB suivant les composants. La réflexion de ces composants est au maximum de -55 dB et le ratio d'extinction en polarisation (PER) est de 18 dB au minimum. Tous les isolateurs utilisés sont à maintien de polarisation voire pour la plupart polarisants. Pour des puissances supérieures à 10 W, il est nécessaire d'utiliser un isolateur en espace libre.

Nous disposons aussi de circulateurs fibrés à 2  $\mu\text{m}$ . Ces composants sont très proches des isolateurs et de leurs caractéristiques aussi. Un circulateur comporte trois voies, Le signal peut se propager de la voie 1 vers la voie 2 et de la voie 2 vers la voie 3. Dans les autres sens les circulateurs sont isolant. Leurs pertes d'insertion sont de 1 dB à 1,5 dB suivant les modèles, les réflexions de -50 dB au maximum. Ils sont polarisants avec un PER de 20 dB. L'isolation entre deux voies d'un circulateur est de 20 dB.

### *Modulateurs*

Les modulateurs acousto-optiques (MAO) ou électro-optiques (MEO) à 2  $\mu\text{m}$  ont des pertes d'insertion plus élevées que les isolateurs.

Le MAO dont nous disposons a un temps de montée de 40 ns, des pertes d'insertion de 4,5 dB, un taux d'extinction de 60 dB, un taux d'extinction de polarisation (PER) de 20 dB, une fréquence de modulation de 80 MHz et une puissance continue maximale de 500 mW d'après le constructeur. C'est-à-dire qu'avec un tel temps de montée, ce MAO ne peut moduler des impulsions plus courtes que 40 ns à mi-hauteur.

Le MEO dont nous disposons supporte une puissance maximale continue en entrée de 100 mW, ses pertes d'insertion sont de 4 dB, son taux d'extinction de 30 dB, son taux d'extinction en polarisation (PER) est de 20 dB, son temps de montée est de 5 ns. Il peut donc générer des impulsions de 5 ns à mi-hauteur, mais en comparaison du MAO, ses pertes d'insertion sont équivalentes, la puissance maximale supportée est 5 fois plus faible et surtout

---

<sup>1</sup> <http://www.darpa.mil/>

son taux d'extinction est 100 fois plus faible. Le MEO est réalisé avec de la fibre panda à 1950 nm.

### ***Diodes laser à 793 nm***

Pour le pompage des fibres doubles gaines dopées  $Tm^{3+}$  nous disposons de plusieurs modèles de diodes laser multimodes émettant autour de 793 nm. Nous disposons de diodes de 2,5, 4,5, 5,5 et 10 W. Les évolutions technologiques ont permis l'augmentation de la puissance de ces diodes au cours des dernières années. Les diodes de 2,5 W datent de 2009, celles de 10 W de 2012. La Figure 4.10 présente la caractéristique courant/puissance d'une diode de 5,5 W. Ces diodes doivent être refroidies à 20°C, Leur rendement électrique optique est de 35 %. Le diamètre du cœur de la fibre des diodes laser est de 105  $\mu m$  avec une ouverture numérique de 0,22.

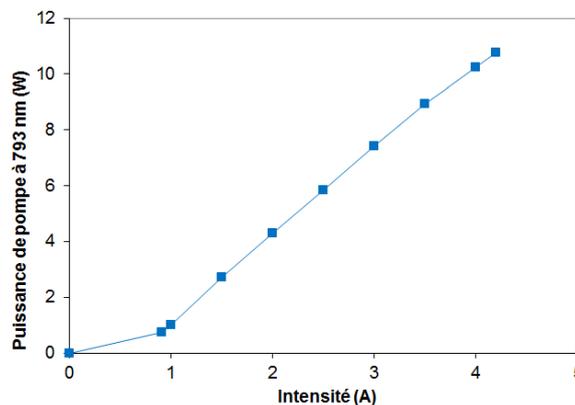


Figure 4.10 : Caractéristique courant/puissance des diodes de 5,5 W.

## **4.3.Réalisation d'une source de haute puissance crête.**

### **4.3.1. Montage général**

L'architecture de la source d'au moins 500 W de puissance crête est celle d'un MOPA avec plusieurs étages d'amplification. Les différentes études préliminaires sur le choix de l'architecture de pompe et la longueur d'onde de pompe nous permettent déjà de savoir qu'elle va être l'architecture des étages d'amplification. La comparaison entre le pompage cœur à 1560 nm et 1940 nm et le pompage gaine à 793 nm réalisée au chapitre 3 montre que le pompage gaine par diodes laser à 793 nm est le meilleur compromis en terme d'efficacité, de coût et d'encombrement. L'étude de l'influence des architectures de pompe, paragraphe 4.2.2, nous a permis de retenir deux architectures de pompage, co et contra-propagative, avec des caractéristiques différentes suivant les besoins. Le pompage co-propagatif est l'architecture qui émet la plus faible proportion d'ASE mais il est moins efficace que le pompage contra-propagatif. Les différents étages d'amplifications sont conçus selon une architecture simple passage et sont pompés dans la gaine par des diodes laser multimodes à 793 nm. Le gain total

du système doit être de 53 dB, Il faut ajouter à cela les différentes pertes. Les pertes totales sont de l'ordre de 15 dB. Il faut donc un gain total d'au moins 58 dB pour réaliser l'objectif de puissance de 500 W crête. A la vue des résultats des montages exploratoires, il semble difficile d'atteindre plus que 20 dB de gain de moyenne par étage d'amplification avec les pertes. Il faut donc trois étages d'amplification pour réaliser la source.

Se posent les problèmes du positionnement et du choix du modulateur optique pour générer les impulsions. Les modulateurs ont tous deux des pertes d'insertion de 4-5 dB. La puissance continue de signal en sortie après isolation de l'oscillateur maître est de 3,5 mW. La puissance crête en sortie d'un modulateur est donc au maximum de 1,4 mW si l'oscillateur maître est placé en entrée du modulateur. Mais une puissance crête de 1,4 mW correspond à une puissance moyenne de 2,8  $\mu$ W pour des impulsions de 100 ns à 20 kHz. Ce qui est trop faible pour assurer une saturation convenable d'un étage d'amplification à 2050 nm. Il faut donc ajouter un étage d'amplification continue avant le modulateur. Le MAO est plus adapté à cette configuration car il supporte une puissance en entrée supérieure au MEO. Ainsi les impulsions qui peuvent être générées par le MAO sont plus puissantes que celles générées par le MEO. De plus le taux d'extinction du MEO s'est avéré être trop faible et dégrade l'efficacité de la source. Le MEO laisse passer un signal continu qui concurrence le signal impulsionnel en réduisant le gain disponible pour les impulsions. Par contre, quand nous avons commencé notre travail, il n'existait pas de MAO commerciaux. Nous avons investi dans le développement d'un MAO à 2  $\mu$ m.

### *Test du taux d'extinction des modulateurs*

Le montage expérimental de test du taux d'extinction est présenté Figure 4.11. Le MEO génère des impulsions de 1  $\mu$ s à 20 kHz. La puissance moyenne en sortie est mesurée à l'aide d'un bolomètre, le spectre optique à l'aide de l'analyseur de spectre optique et la forme temporelle des impulsions grâce à une photodiode. Grâce à la forme temporelle on peut calculer le rapport entre la puissance moyenne des impulsions et la puissance moyenne entre les impulsions. Le spectre optique permet de calculer le rapport entre la puissance moyenne de signal et la puissance moyenne d'ASE. Si le taux d'extinction du modulateur est suffisamment élevé, le rapport puissance moyenne de signal sur puissance moyenne d'ASE est égal au rapport de la puissance des impulsions et la puissance moyenne entre les impulsions.

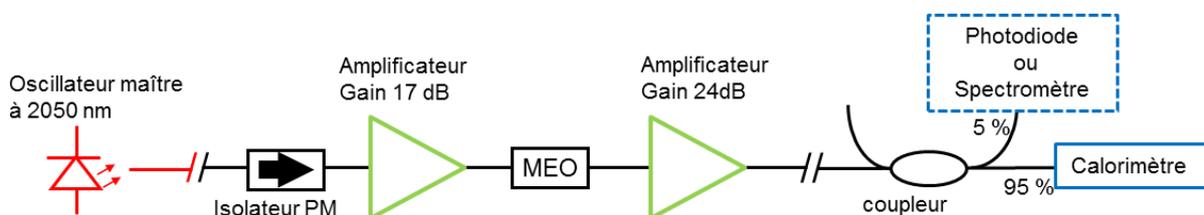


Figure 4.11 : Schéma du montage de test du taux d'extinction du MEO.

Le signal de sortie de l'amplificateur a une composante continue à 2050 nm de 250 mW alors que la puissance moyenne du signal était de 430 mW. Soit une puissance moyenne issue du signal impulsionnel de 180 mW. Le même montage avec le MAO permet d'atteindre 370 mW moyen sans composante continue à 2050 nm décelable. L'utilisation du MEO est donc abandonnée. A réécrire

#### 4.3.2. Premier étage : amplification continue

Le premier étage est réalisé avec la fibre de 6 $\mu$ m (PM 1) de 6 m de long, voir Figure 4.12. La longueur de fibre a été choisie par simulation pour maximiser l'émission de signal. La fibre dopée est pompée co-propagativement par deux diodes laser multimodes à 793 nm de 5,5 W chacune, injectée par un coupleur de pompe à deux voies multimodes. La sortie de la fibre dopée est isolée.

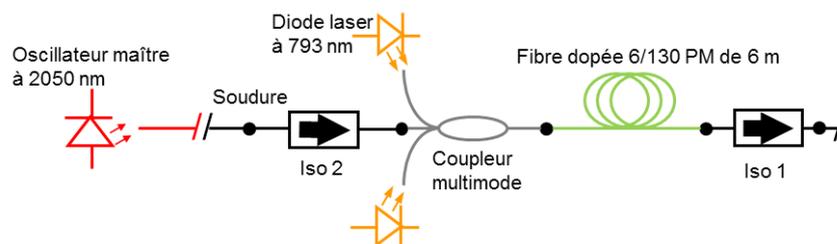


Figure 4.12 : Schéma du premier étage d'amplification.

Les pertes de couplage entre les diodes de pompe et la fibre dopée sont de 1 dB dont 0,6 venant du coupleur et 0,4 dB dû à la soudure entre la fibre de sortie du coupleur et la fibre dopée.

La Figure 4.13 (a) présente la puissance de signal en sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance de pompe pour une puissance de l'oscillateur maître après isolation de 3,5 mW. Les pertes d'insertion du signal dans le coupleur multimode sont de 0,2 dB. L'efficacité maximale de cet amplificateur est de 11 %, l'efficacité différentielle est de 15 %. Le gain maximal de l'amplificateur est de 25 dB. L'OSNR est de 44 dB. L'ASE représente en sortie 1,7 % de la puissance totale, voir Figure 4.13 (b).

La puissance de saturation théorique, équation 3.25, pour cette fibre est d'environ 121 mW à 2050 nm. L'aire du mode dans le cœur est de 203  $\mu$ m<sup>2</sup>. Nous définissons un indice de saturation  $i_{sat}$  qui permet de comparer la saturation des amplificateurs. Cet indice est le rapport entre la puissance injectée et la puissance de saturation, divisé par l'aire du mode est un indicateur comparatif de l'efficacité d'un amplificateur. Pour cet amplificateur  $i_{sat} = 8.10^{-3} \mu$ m<sup>-2</sup>. La puissance du signal est limitée à 1 W. Le MAO est placé en sortie de cet étage d'amplification montage. Ainsi le MAO avec des pertes d'insertion de 5 dB peut générer des impulsions de 350 mW de puissance crête.

Tableau 4.3 : Rappel des caractéristiques de fibres utilisées.

Nomenclature	Diamètre de cœur ( $\mu\text{m}$ )	Puissance de saturation (W)
PM 1	6	0,226
PM 2	10	0,600
PM 3	25	3,3

Les impulsions en entrée du deuxième étage d'amplification possèdent une puissance crête égale à 350 mW. Pour des impulsions de 100 ns à mi-hauteur et pour une fréquence de répétition de 20 kHz, cela correspond à une puissance moyenne de 0,7 mW.

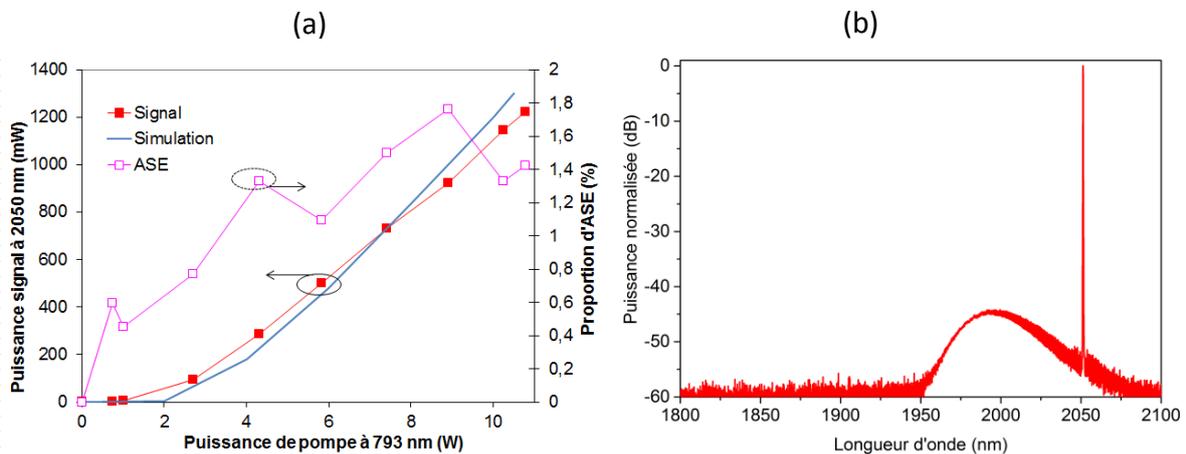


Figure 4.13 : Caractéristiques de l'amplificateur. (a) Puissance signal expérimentale et simulée et proportion d'ASE en fonction de la puissance de pompe. (b) Spectre optique au maximum d'émission.

#### 4.3.3. Deuxième étage : amplificateur impulsif

Avec un gain de 20 dB, la puissance crête en sortie du deuxième étage serait de 35 W. Or si on se réfère au travail de Goodno et al. (Goodno, et al., 2009), ils sont limités en puissance à 300 W par la SBS dans une fibre LMA de 25  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur et de 1,7 m de long et un signal monofréquence à 2040 nm. Cette source n'est pas directement comparable à la nôtre car cette source continue est le siège d'un gradient thermique significatif qui augmente le seuil Brillouin, de plus le niveau de saturation est différent en sortie de la fibre, avec une puissance continue de 300 W contre 2 W moyen dans notre cas. Néanmoins en rapportant cette puissance limite à une fibre de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre, on trouve un seuil d'effet non-linéaire de 17 W. Cette puissance est trop faible par rapport à nos objectifs de gain.

Pour éviter d'être limité en puissance par ces effets non linéaires, la fibre dopée utilisée pour le deuxième étage est une fibre de 10  $\mu\text{m}$  (PM 2). Le problème est que cette fibre avec un cœur de plus grand diamètre a un aussi une puissance de saturation supérieur à une fibre de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur, cf. Tableau 4.3. Le seuil équivalent dans cette fibre d'après (Goodno, et al., 2009) est alors de 48 W. La puissance de saturation est de 273 mW,  $i_{\text{sat}} = 2,5 \cdot 10^{-5} \mu\text{m}^{-2}$ . L'indice de saturation est inférieur à celui de l'étage précédent. La fibre dopée est moins saturée que pour le premier étage d'amplification. L'efficacité de cet amplificateur sera plus faible. Ce qui peut entraîner une forte émission d'ASE, voir des instabilités.

On pourrait envisager une solution à ce problème. Elle consiste à utiliser deux fibres dopées de diamètre de cœur différent, avec une première section de fibre de petit cœur, comme la PM1 6  $\mu\text{m}$ , et une seconde section de fibre à plus gros cœur, comme la PM2 10  $\mu\text{m}$ . LA fibre de plus petit cœur a une puissance de saturation plus faible que la fibre à plus gros cœur. Le problème de ce montage vient de la soudure entre ces deux fibres. Le cœur de ces fibres n'est pas parfaitement concentrique avec la gaine et leur taille de mode n'est pas compatible ce qui entraine des pertes d'environ 3 dB au niveau de la soudure.

### Architecture co-propagative

Une première version du deuxième étage d'amplification suit une architecture de pompe co-propagative. Le montage comprend un isolateur en entrée, un coupleur de pompe à deux voies multimodes, deux diodes laser de pompe de 4,5 W chacune, et 8,5 m de fibre dopée.

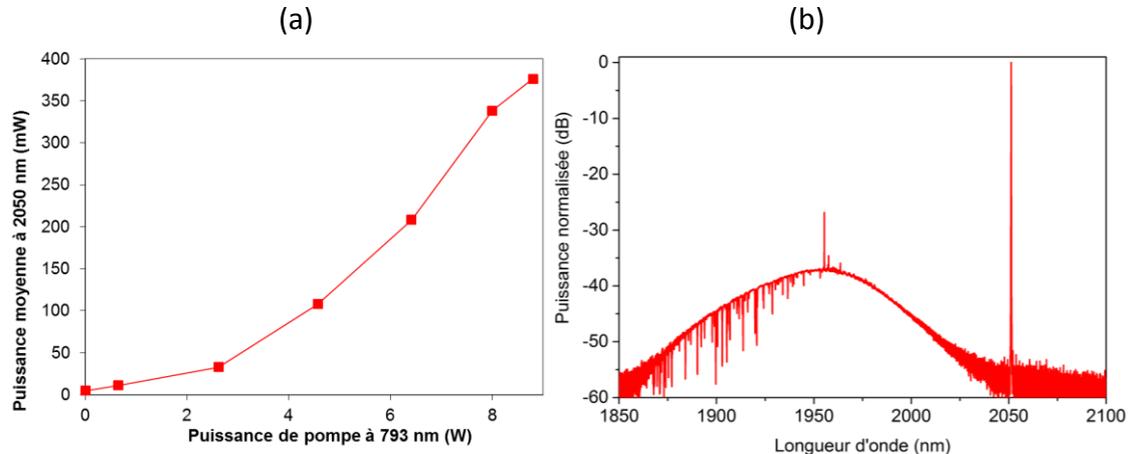


Figure 4.14 : Caractéristiques du 2ème étage d'amplification pompé co-propagativement. (a) Puissance signal expérimentale fonction de la puissance de pompe. (b) Spectre optique au maximum d'émission.

Cette fibre dopée est allongée pour permettre une plus grande absorption de l'ASE. Pour favoriser le fonctionnement de l'amplificateur, les impulsions sont élargies à 1  $\mu\text{s}$  à mi-hauteur pour 20 kHz de taux de répétition. La puissance moyenne en entrée est donc de 7 mW. Cette architecture s'est avérée instable, comme on peut le voir Figure 4.14, des pics apparaissent au niveau de maximum d'ASE autour de 1960 nm, l'amplificateur commence à osciller autour de son pic de gain comme un laser. Cela est dû à la trop faible saturation de l'amplificateur par le signal. De plus la puissance crête des impulsions est d'une vingtaine de watt. Avec des

impulsions plus courtes, la puissance crête des impulsions augmente mais l'instabilité augmente aussi. Les expérimentations n'ont pas pu être menées plus loin avec cette architecture car une des diodes de pompe a été endommagée, certainement par les instabilités. Il était nécessaire de changer d'architecture pour corriger ce problème.

### Architecture contra-propagative

Une solution pour mieux saturer le montage est de le pomper contra-propagativement comme on a vu au chapitre 3. L'architecture du deuxième étage est la même que précédemment sauf le sens de pompage, voir Figure 4.15.

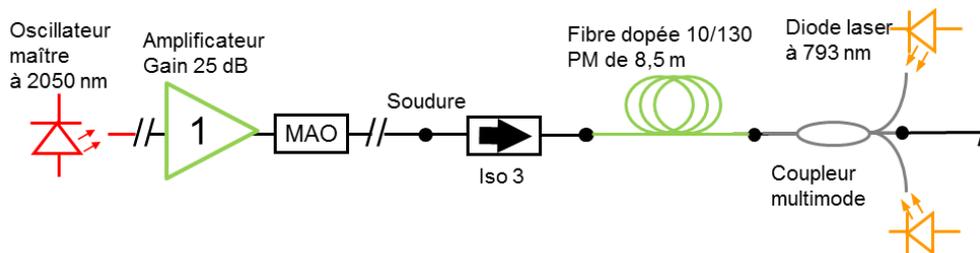


Figure 4.15 : Schéma du montage du deuxième étage d'amplification pompé contre-propagativement.

Les instabilités ont disparu pour ce montage, comme on peut le voir Figure 4.16 (b), le spectre d'ASE est plus lisse.

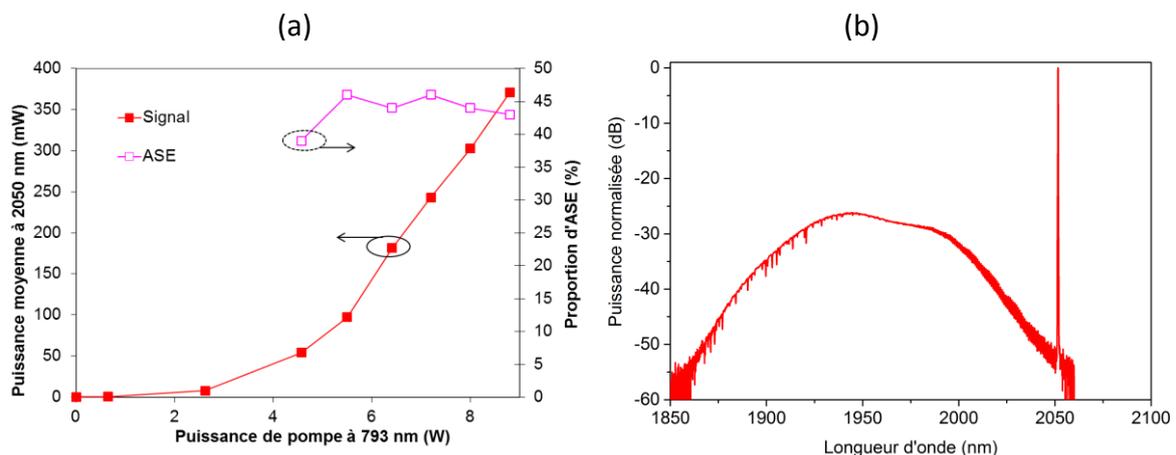


Figure 4.16 : Caractéristiques du 2ème étage d'amplification pompé contra-propagativement. (a) Puissance moyenne de signal et proportion d'ASE pour des impulsions de 200 ns à 40 kHz. (b) Spectre optique au maximum d'émission.

Par contre la proportion d'ASE est plus élevée, l'OSNR est de 26 dB soit 43 % d'ASE au maximum de pompe. La puissance moyenne atteint 370 mW, cf. Figure 4.16 (a), ce qui correspond à des impulsions de 46 W crête. Le calcul approximatif de la puissance crête est

donné équation (4.1), en fonction de la puissance moyenne de signal, la fréquence de répétition et la durée d'impulsions à mi-hauteur.

$$P_{crête} = \frac{P_{moyen}}{F_{répétition} T_{imp}} \quad (4.1)$$

Il s'agit d'un calcul approximatif. Les mesures de puissance crête présentées dans ce manuscrit utilisent les mesures de la forme d'impulsion, du spectre, de la puissance moyenne en sortie.

### Filtre ASE

La proportion d'ASE est trop importante pour que le signal en sortie de cet amplificateur soit amplifié tel quel. L'ASE doit être filtrée. Pour cela nous avons développé un filtre à l'aide d'un circulateur et un réseau de Bragg, comme sur la Figure 4.17 (a). Le signal et l'ASE entrent voie 1, ils ressortent voies 2, le signal est réfléchi à 99,5 % par le réseau de Bragg de 1,4 nm de largeur spectrale. L'ASE est transmise par le réseau de Bragg. Les pertes totales par transmission entre la voie 1 et la voie 3 sont de 3 dB. Le taux de réjection hors bande est d'au moins 40 dB, voir Figure 4.17 (b), le spectre transmis ne présente plus aucune trace d'ASE. La proportion d'ASE restante dans le signal transmis est inférieure à la capacité de détection, à savoir 0,5 %. L'ASE intra bande est très faible, avec une puissance moyenne 50 dB inférieure à celle du signal comme on peut le voir Figure 4.16 (b).

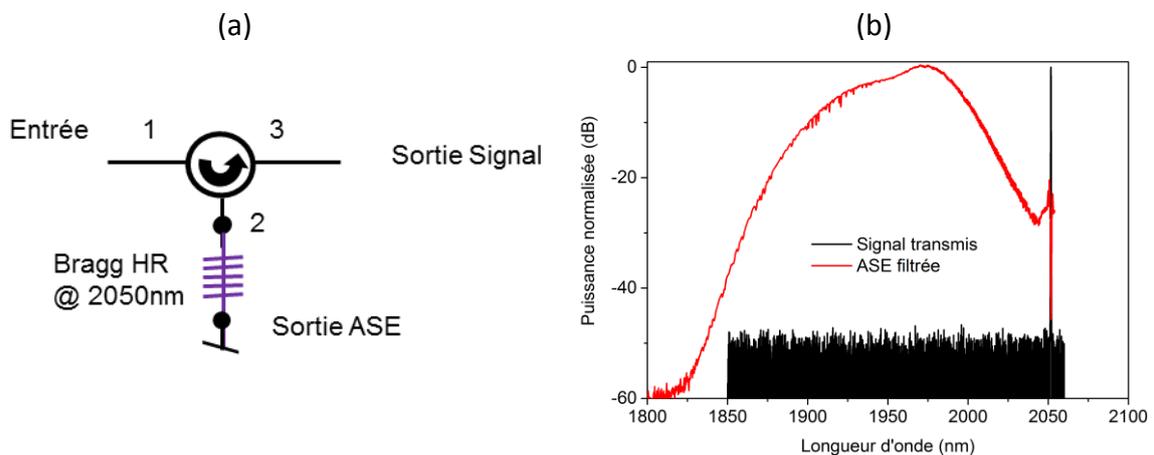


Figure 4.17 : (a) Schéma du filtre ASE. (b) Spectres normalisés en sortie du filtre pour des impulsions de 200 ns à 40 kHz.

### Formes d'impulsions

Les impulsions imposées au le MAO sont des trapèzes. Cette forme d'impulsion permet de générer des impulsions qui tendent à se rapprocher d'une gaussienne. En effet le gain de l'amplificateur n'est pas constant dans le temps, il diminue au cours de l'impulsion. Ainsi une impulsion rectangulaire en entrée a tendance à décroître exponentiellement après amplification. Les trapèzes dépendent de deux paramètres, la largeur d'impulsion et le temps de montée.

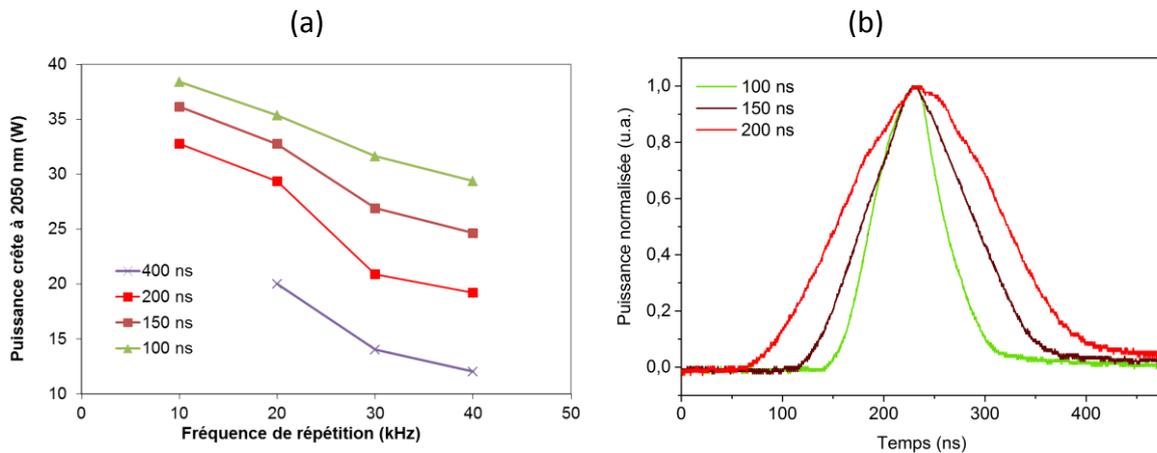


Figure 4.18 : Sortie du deuxième étage d'amplification. (a) Puissance crête des différentes durées d'impulsions en fonction de la fréquence de répétition. (b) Exemples d'impulsions en sortie du deuxième étage.

La puissance crête des impulsions en sortie du deuxième étage après le filtre est de l'ordre d'une trentaine de watt crête, en fonction de la durée d'impulsion et de la fréquence de répétition. La Figure 4.18 (a) montre qu'on atteint la puissance crête maximale de 38 W pour une impulsion de 100 ns à 10 kHz. Les impulsions en sorties du deuxième étage sont régulières et quasiment symétriques comme on peut le voir Figure 4.18 (b). Une fréquence de répétition plus élevée permet d'augmenter la puissance moyenne injectée dans l'amplificateur et augmente la saturation. Par contre cela réduit la puissance crête comme on peut le voir Figure 4.18 (a).

#### 4.3.4. Troisième étage : Etage de puissance

Les fibres LMA ont des cœurs de dimensions supérieures aux fibres classiques, le seuil des effets non linéaires étant proportionnel à l'aire effective du mode, les fibres LMA sont donc moins sensibles aux effets non linéaires. De plus, un cœur plus grand permet de stocker plus d'énergie de pompe et donc fournir plus d'énergie au signal à amplifier. Par contre la puissance de saturation est elle aussi proportionnelle à l'aire du cœur, les fibres LMA sont plus difficiles à saturer. Il faut donc utiliser ces fibres pour amplifier des signaux déjà puissants.

La fibre dopée  $Tm^{3+}$  LMA choisie guide deux modes,  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$  (voir annexe 1). La puissance de saturation théorique de la fibre dopée utilisée est de 1,9 W à 2050 nm. L'aire du mode dans le cœur est de  $448 \mu m^2$ . La puissance moyenne injectée dans cette fibre pour des impulsions de 100 ns à 20 kHz est de 70 mW. L'indicateur sur l'efficacité d'un amplificateur est  $i_{sat} = 8,5 \cdot 10^{-5} \mu m^{-2}$  pour cet amplificateur. La saturation de cet amplificateur est supérieure à celle du deuxième étage et inférieure au premier, il sera donc a priori plus efficace que le deuxième étage d'amplification mais moins que le premier.

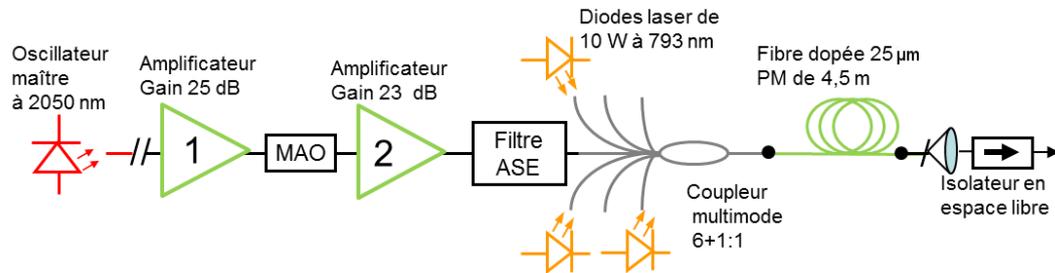


Figure 4.19 : Schéma général de la source laser avec le troisième étage avec collimateur et isolateur en espace libre.

Cet amplificateur est pompé co-propagativement de manière à avoir un faible taux d'ASE en sortie et pour protéger les diodes de pompe d'un éventuel couplage du signal dans la gaine qui pourrait les endommager. La protection des diodes de pompe contre les retours de signal, de pompe ou d'ASE est critique. Les diodes utilisées ne sont pas protégées contre les retours et il n'est pas rare que des diodes s'arrêtent de fonctionner. La sortie du filtre du deuxième étage et les diodes laser de pompe sont couplées dans la fibre LMA dopée par un coupleur multimode 6+1 vers 1, cf. Figure 4.19. La fibre de sortie du coupleur a un diamètre de cœur de 25  $\mu\text{m}$ , une gaine de 300  $\mu\text{m}$ , pour une ouverture numérique de 0,08. La fréquence normalisée de la fibre  $V = 3,07$ . Elle est donc légèrement multimode et peut guider les modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$ .

Pour observer la structure de la fibre dopée de 25  $\mu\text{m}$  de diamètre (PM 3), présentée Figure 4.20, nous avons injecté dans la gaine de cette fibre un faisceau laser rouge.



Figure 4.20 : Photographies du laser rouge en sortie de la fibre LMA. Le laser rouge n'est pas couplé dans les barreaux et le cœur.

Nous avons réalisé un banc de mesure afin de mesurer la puissance moyenne, le spectre optique, la forme d'impulsion et la forme du faisceau en sortie du troisième étage d'amplification. Pour mesurer la forme d'impulsion nous disposons d'une photodiode InGaAs étendue amplifiée qui a une fréquence de coupure à -3 dB de 80 MHz. La puissance moyenne est mesurée par des bolomètres qui fonctionnent dans le spectre visible ou infrarouge. Nous disposons de plusieurs bolomètres suivant les gammes de puissance : 1 mW – 3 W ou 50 mW - 20 W. Pour la mesure de la forme du faisceau nous disposons d'une caméra PYROCAM III avec une matrice de 124x124 pixels, de 100  $\mu\text{m}$  de côté, sensible dans l'infrarouge. La mesure de forme de faisceau se fait derrière le premier miroir dichroïque car nous nous sommes rendu

compte que la réflexion du faisceau par les miroirs déformait celui-ci. Tous ces instruments, excepté les bolomètres, ont des seuils de dommage très inférieurs à la puissance du 3ème étage d'amplification. Il faut aussi séparer la pompe résiduelle du signal pour que la mesure de puissance ne soit pas biaisée par la pompe résiduelle. Le faisceau est replié deux fois par des miroirs dichroïques afin de séparer la pompe du signal et générer des fuites de signal pour les instruments sensibles, voir Figure 4.21. Ces miroirs dichroïques réfléchissent à 97 % autour de 2  $\mu\text{m}$  et transmettent à 99 % à 793 nm. Pour la photodiode, il est néanmoins nécessaire d'ajouter des densités pour atténuer encore le signal. A noter que la pompe est multimode donc diverge plus que le signal. Les instruments de mesure derrière le premier miroir dichroïque, Pyrocam III ou analyseur de spectre optique, sont placés suffisamment loin de la sortie de la fibre dopée pour que la pompe résiduelle ne soit pas une gêne. Par la suite nous ajouterons des systèmes optiques (collimateur fibré et isolateur) qui supprimerons la pompe résiduelle. Les mesures derrière les miroirs dichroïques en seront facilités.

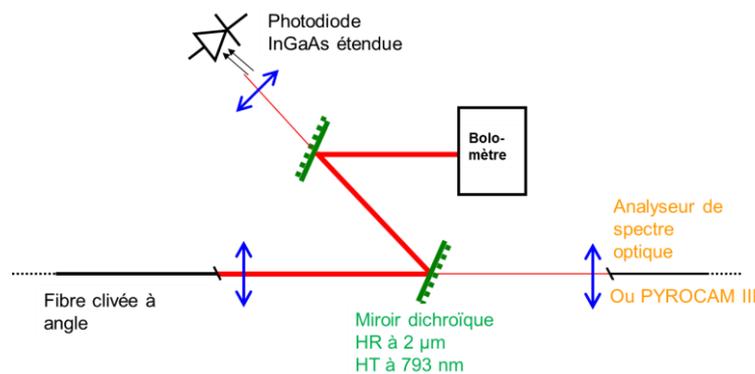


Figure 4.21 : Schéma du banc d'analyse du faisceau laser. Les miroirs dichroïques ont une réflexion (HR) de 97 % à 2050 nm et une haute transmission à 793 nm de 99 % (HT). La PYROCAM peut être montée à la place de la sortie vers l'analyseur de spectre optique.

Nous avons commencé par placer la fibre LMA de sortie du coupleur multimode sur ce banc, comme présenté Figure 4.21. La fibre est clivée avec un angle pour réduire les réflexions en sortie de fibre. La forme du faisceau en sortie de cette fibre est bien circulaire, voir Figure 4.22 (a). Le faisceau est stable, il ne varie pas lorsqu'on applique des mouvements aux fibres du coupleur, signe que seul le mode  $LP_{01}$  est excité. La puissance des diodes de pompe couplée en sortie du coupleur multimode a été mesurée en plaçant un bolomètre derrière le premier miroir dichroïque afin de calculer les pertes d'insertion des diodes de pompe qui ont une moyenne de 1 dB.

Les mesures en sortie de la fibre dopée du troisième étage sont réalisées avec le même banc. La fibre clivée à angle de la Figure 4.21 est remplacée par la fibre dopée du troisième étage ou par le collimateur fibré qui sera ajouté par la suite. Le faisceau Figure 4.22 (b) est celui obtenu en sortie de fibre dopée après soudure entre la fibre du coupleur multimode et la fibre dopée une fois les fibres soudées. On retrouve un faisceau circulaire qui se rapproche du mode  $LP_{01}$ .

La sortie de la fibre dopée est soudée de la même manière avec un collimateur fibré couplé à un isolateur en espace libre.

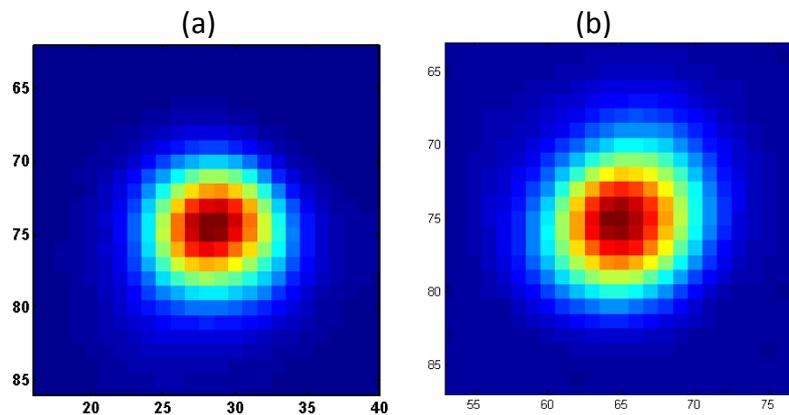


Figure 4.22 : Images du faisceau lors de la soudure coupleur/fibre LMA mesurée par une PYROCAM III avec des pixels de 100  $\mu\text{m}$ . La pixellisation des images est due à un choix non optimal de l'objectif. (a) mode en sortie du coupleur, (b) faisceau après la soudure entre la fibre dopée et le coupleur.

#### 4.3.4.1. Montée en puissance

Le troisième étage est pompé par trois diodes lasers à 793 nm de 10 W avec la possibilité d'en ajouter une quatrième si besoin. Sans pompe, le signal transmis à travers le troisième étage est atténué de 15 dB. Le seuil de transparence de la fibre se situe autour de 3 W de pompe. La puissance crête en sortie du troisième étage est limitée à 535 W à 20 kHz et 100 ns de durée d'impulsion pour une puissance de pompe de 18 W par la diffusion Brillouin stimulée (SBS), dont on peut voir les effets Figure 4.23 (b), des «manques» apparaissent dans l'impulsion. La SBS est causée par le couplage de l'onde lumineuse et d'une onde acoustique par électrostriction. Lorsque la puissance de l'onde lumineuse dépasse un seuil, l'onde acoustique, qui est une onde de pression, génère des variations d'indices dans la fibre qui agissent comme un réseau de Bragg. L'onde lumineuse est alors partiellement réfléchi ce qui provoque les manques Figure 4.23 (b).

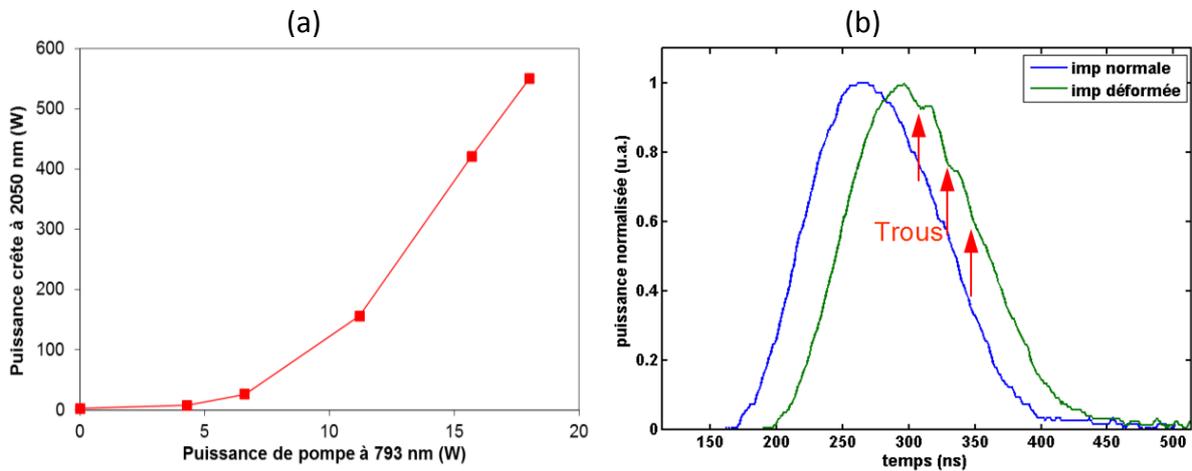


Figure 4.23 : Caractéristiques de la sortie du troisième étage d'amplification. (a) Puissance crête pour des impulsions de 100 ns à 20 kHz de fréquence de répétition. (b) Impulsions en sortie du 3ème étage avec et sans déformations dues à la SBS.

La SBS est un effet dynamique lié au temps de parcours dans la fibre, ce qui explique la répartition temporelle des manques qui sont espacés régulièrement, pour plus de détail voir (Kulcsar et al.,2003).

L'ajout d'un circulateur entre le filtre et le coupleur de pompe du troisième étage fibrée permet d'observer les ondes lumineuses contra-propagatives du troisième étage d'amplification. Grâce à cela, nous mesurons à l'analyseur de spectre optique un décalage en fréquence de l'impulsion rétrodiffusée de 8.14 GHz avec une précision de 0.1 GHz, voir chapitre 5, Figure 5.11. L'efficacité optique-optique maximale est de 6,6 %. L'efficacité différentielle en sortie du troisième étage est de 12 % pour des impulsions de 100 ns à mi-hauteur. L'efficacité différentielle correspond à la pente de la courbe de puissance de signal en fonction de la puissance de pompe.

#### 4.3.4.2. Forme d'impulsion

Les formes d'impulsion en sortie du troisième étage sont proches de celles en sortie du deuxième étage. Néanmoins le front montant des impulsions en sortie du troisième étage est plus raide, voir Figure 4.24 qui présente des impulsions du deuxième et du troisième étage. Les impulsions les plus courtes tendent à se rapprocher d'une courbe gaussienne.

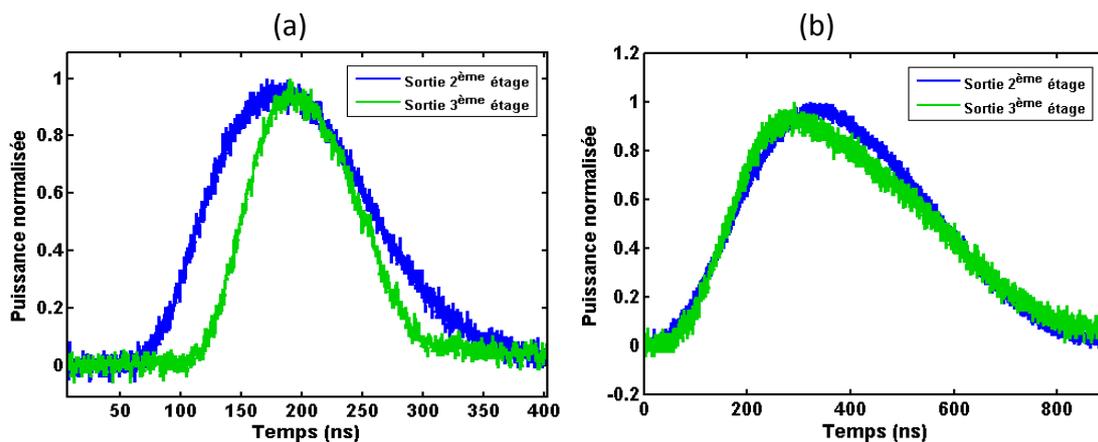


Figure 4.24 : Formes d’impulsions en sortie des 2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> étages pour des impulsions de 100 ns (a) et 400 ns (b) à mi-hauteur. La puissance crête en sortie du 2<sup>ème</sup> étage étant de 35 W et de 530 W pour le 3<sup>ème</sup> étage.

Les impulsions obtenues en sortie du troisième étage sont plus courtes que celles générées en sortie du deuxième étage comme on peut le voir en comparant les courbes Figure 4.23. Les formes d’impulsion générée par le MAO sont les mêmes que précédemment. Le gain est plus fort au début de l’impulsion et décroît en suite, la fin de l’impulsion est écrasée ce qui réduit la durée effective des impulsions d’une dizaine de nanosecondes par rapport à la sortie du deuxième étage. C’est plus remarquable pour des impulsions plus longues comme Figure 4.23 (b). La pente montante est plus raide et la pente descendante est plus faible pour l’impulsion en sortie du troisième que pour l’impulsion en sortie du deuxième étage.

#### 4.3.4.3. Qualité spatiale du faisceau

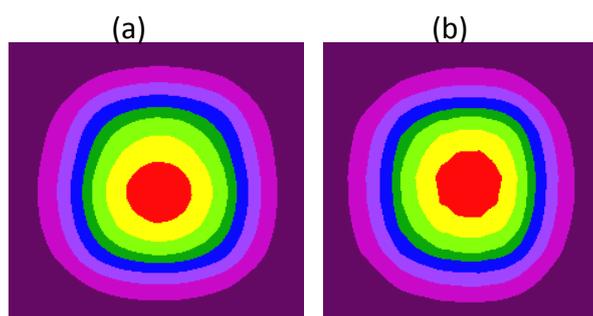


Figure 4.25 : Faisceaux observés par le banc de mesure du M<sup>2</sup> pour 100 et 500 W crête respectivement à (a) et (b).

Pour mesurer la qualité de faisceau en sortie du troisième étage, nous avons utilisé un banc de mesure de M<sup>2</sup> Modescan. Ce banc est équipé d’une PYROCAM avec des pixels de 25 µm de côté, une résolution quatre fois supérieure à la PYROCAM III utilisée précédemment. Ce capteur est placé sur un chariot de translation motorisé avec une course maximale d’un mètre.

Le faisceau incident est focalisé par une lentille de 40 mm de focale. La forme du faisceau varie peu en fonction de la puissance de pompe comme on peut le voir Figure 4.25. Le  $M^2$  mesuré est de 1,2 suivant l'axe horizontal et de 1,21 suivant l'axe vertical, cf. Figure 4.26 .

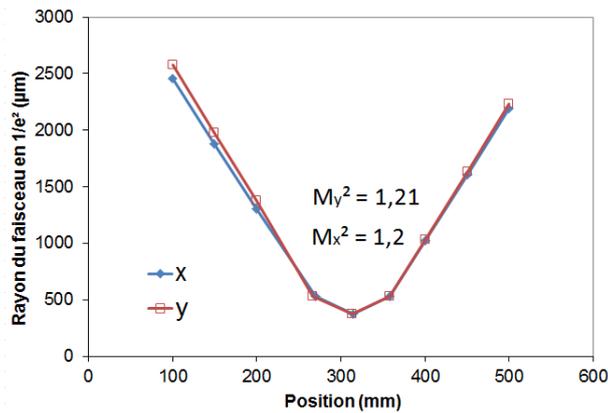


Figure 4.26 : Mesure du  $M^2$ , rayon du faisceau en fonction sa position

#### 4.3.4.4. Cohérence de la source

Un des risques de notre source laser est l'élargissement spectral de l'impulsion par des effets non linéaire ou l'amplification d'ASE autour de 2050 nm. Ces phénomènes auraient pour conséquence de dégrader la cohérence de la source laser.

Afin de s'assurer de la cohérence du faisceau en sortie du troisième étage, nous avons fait interférer entre eux des faisceaux issus de différents endroits de la source laser, en particulier avec un faisceau issu de l'oscillateur maître dont la cohérence et la finesse spectrale servent de référence. Il s'agit d'auto-hétérodynage cf. (Bourdon, et al., 2011). Pour cela nous disposons de deux coupleurs fibrés à maintien de polarisation à 2 µm, de 95/5 % et 80/20 % de couplage. Le premier coupleur est inséré pour extraire 5 % du signal amplifié au début de l'amplificateur de manière à ne pas perturber le fonctionnement de la source.

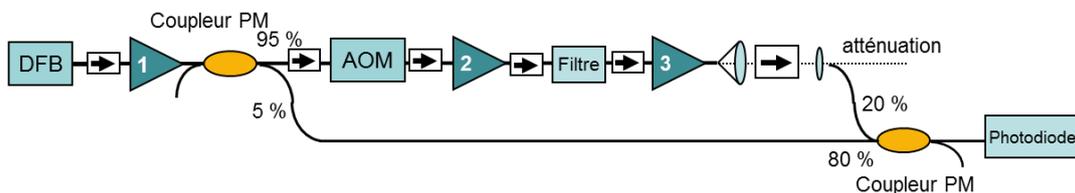


Figure 4.27 : Schéma du montage d'interférence entre les sorties des 1<sup>er</sup> et 3<sup>ème</sup> étages

Ce faisceau est injecté dans le coupleur 80/20 de manière à coupler 80 % de la puissance dans la fibre de sortie. L'autre fibre d'entrée du coupleur 80/20 % est connectée à un autre endroit de la source. Prenons par exemple l'interférence entre la sortie du premier étage

d'amplification avant le MAO et la sortie du troisième étage d'amplification, voir le schéma du montage Figure 4.27.

La sortie du premier étage est continue, la puissance extraite est de l'ordre de 50 mW, la sortie du troisième étage est impulsionnelle, sa puissance crête est de l'ordre de la centaine de watt. Il est nécessaire d'atténuer la puissance en sortie du troisième étage pour que les puissances qui interfèrent soient du même ordre. Chaque voie est analysée séparément dans un premier temps. L'équilibrage des puissances entre les deux voies est réalisé en ajoutant des pertes avec un atténuateur variable sur la voie la plus puissante.

Si l'on considère  $E_1$  le signal issu du premier étage  $E_1 = \frac{\sqrt{P}}{2} \exp(i\omega t + i\Omega + \phi)$  et le signal  $E_2 = \sqrt{f(t)} \exp(i\omega t + i\Omega + \phi)$  issu du troisième étage avec  $P$  la puissance du signal issu du premier étage,  $\omega$  la phase de  $E_1$ ,  $f(t)$  la forme temporelle en puissance de  $E_2$ ,  $\Omega$  la fréquence de modulation du MAO de 70 MHz et  $\phi$  un déphasage fixe. On se place dans le cas où il n'y pas de perte de cohérence entre les deux faisceaux. La forme de la figure d'interférence s'écrit alors :

$$|E_1 + E_2|^2 = \frac{P}{4} + f(t) + \sqrt{Pf(t)} \cos(\Omega t + \phi) \quad (4.2)$$

Au maximum de l'impulsion pour  $f(t) = \frac{P}{4}$ , on a  $|E_1 + E_2|^2 = \frac{P}{2} + \frac{P}{2} \cos(\Omega t + \phi)$ . Durant les impulsions, la figure doit être modulée à la fréquence  $\Omega$  avec une amplitude maximale de  $P$ . Se référer à l'Annexe A pour plus de détail sur le calcul d'interférence. La figure observée est présentée Figure 4.28. L'impulsion a une puissance crête égale à la puissance du signal continu avec lequel elle interfère.

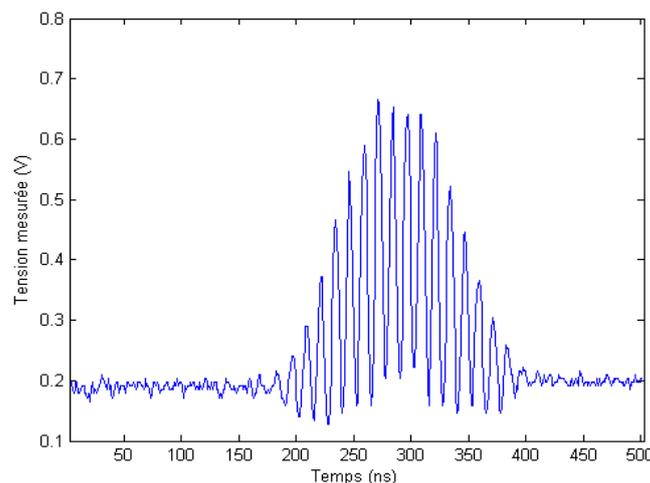


Figure 4.28 : figure d'interférence mesurée en faisant interférer des faisceaux issus des 1<sup>er</sup> et 3<sup>ème</sup> étages d'amplification.

Les modulations présentées Figure 4.28 n'ont pas une amplitude de  $P = 0,8$  mais de 0,66. En effet la modulation induite de 70 MHz par le MAO est proche de la fréquence de coupure à -3 dB de la photodiode utilisée. Cette mesure est réalisée avec la photodiode à 2  $\mu\text{m}$  la plus

rapide dont nous disposons avec une fréquence de coupure à -3 dB de 80 MHz. Ces modulations atténuées se retrouvent sur les autres mesures de d'interférence. La Figure 4.29 présente le récapitulatif des mesures de cohérences réalisées avec les origines des faisceaux qui interfèrent.

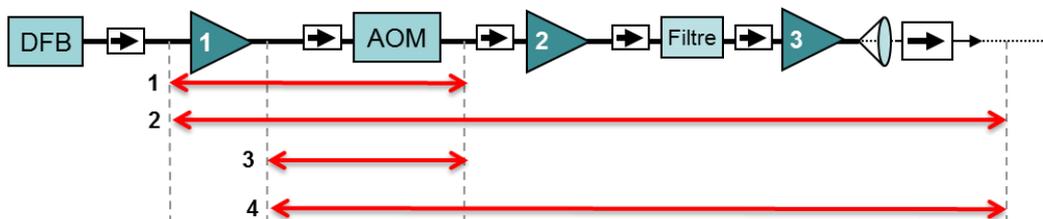


Figure 4.29 : Schéma récapitulatif des figures d'interférences réalisées.

Les différentes figures obtenues sont présentées Figure 4.30. Toutes ces figures ont été réalisées avec des faisceaux ayant des puissances très proches. On retrouve dans tous les cas la modulation de 70 MHz du MAO et une amplitude maximale de modulation environ égale à deux fois la puissance d'un des faisceaux. A noter que la Figure 4.30 (b) a été réalisée en faisant interférer un faisceau issu de la l'injecteur et un faisceau issu de la sortie du MAO avec une modulation continue et non pas impulsionnelle.

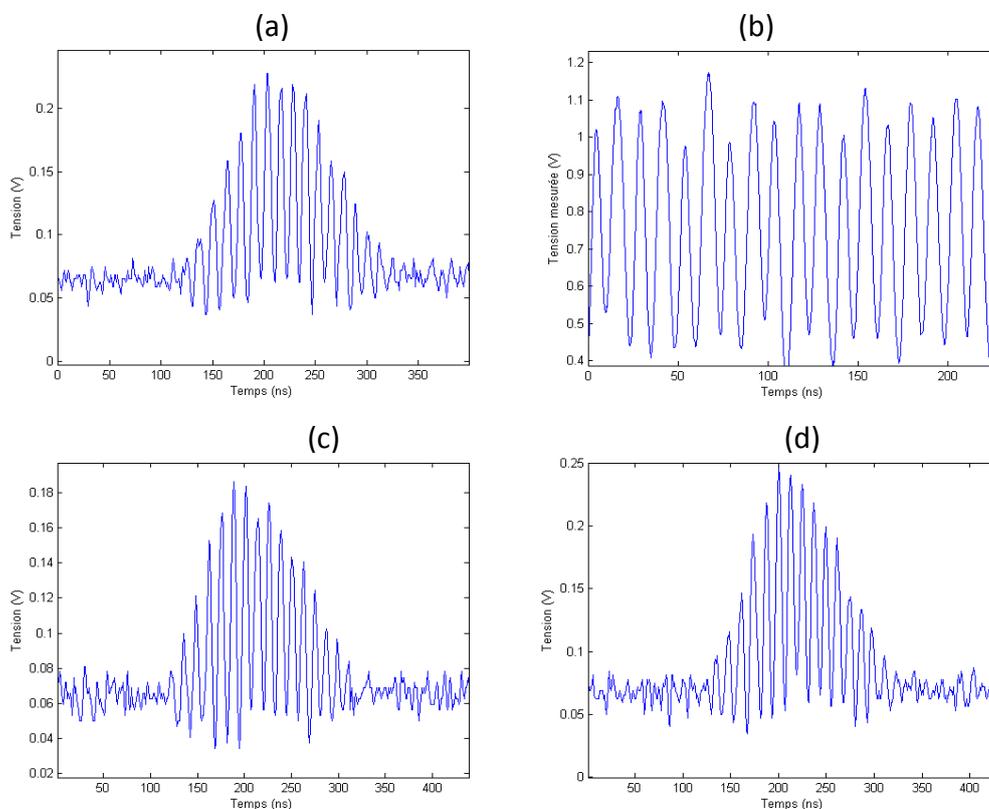


Figure 4.30 : Figures d'interférence entre différents faisceaux de la source laser. Figure d'interférences impulsionnelle entre l'injecteur et la sortie du MAO (a), entre

l'injecteur et le MAO en continu (b), entre le l'injecteur et le 3ème étage (c), entre le 1er étage et le MAO (d).

La finesse spectrale de l'injecteur est préservée tout le long des différents amplificateurs de la source laser. Le faisceau en sortie de la source est cohérent à plus de 84 %, la précision de la mesure étant limitée par la bande passante de la photodiode.

#### 4.3.4.5. Mesure de la polarisation du faisceau

Toutes les fibres utilisées sont à maintien de polarisation (PM). Si le montage était parfait, l'oscillateur maître qui est linéairement polarisé suffirait à assurer une polarisation linéaire de la source en sortie. Mais chaque soudure entre les fibres optiques amène une erreur d'alignement en polarisation. Ces erreurs s'accumulent et dégradent la polarisation. Pour éviter cela, les isolateurs et circulateurs utilisés sont polarisants. C'est aussi le cas de l'isolateur de sortie du troisième étage. L'utilisation de composants polarisants présente un autre avantage, l'ASE générée n'est pas polarisée, donc un isolateur polarisant permet de filtrer 50 % de l'ASE passant à travers lui. Nous voulons néanmoins vérifier que la polarisation est bien linéaire en sortie du troisième étage d'amplification.

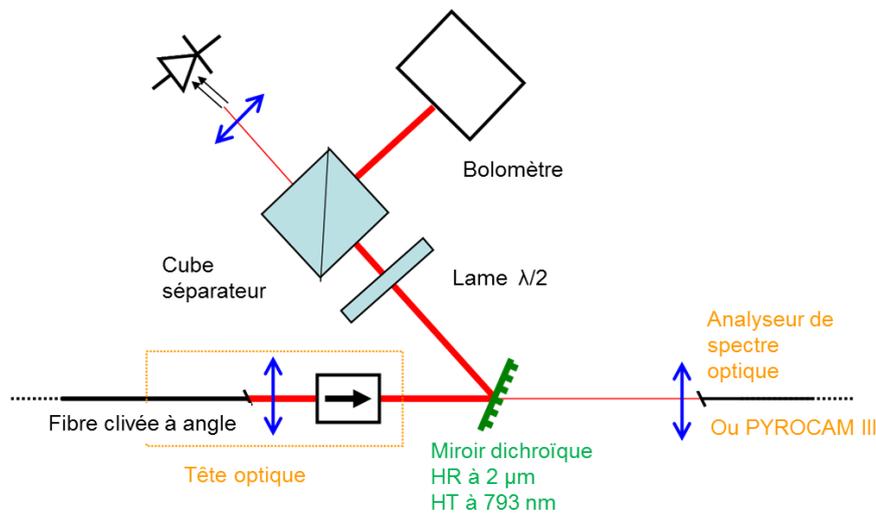


Figure 4.31 : Schéma du banc de mesure modifié pour la mesure de polarisation en sortie du 3ème étage.

Pour mesurer la polarisation en sortie du troisième étage nous disposons d'une lame d'onde de  $\lambda/2$  à 2  $\mu\text{m}$  associée à un cube séparateur de polarisation à 2  $\mu\text{m}$ , comme présenté Figure 4.31. En faisant tourner la lame d'onde, on peut mesurer le rapport entre le maximum et le minimum de transmission. La valeur mesurée est de 19 dB d'extinction, avec ou sans l'isolateur de la tête optique. L'isolateur est d'ailleurs polarisant avec un taux d'extinction de 17 dB. Notre mesure est limitée par la sensibilité des détecteurs et la précision de rotation de la lame d'onde.

#### 4.4. Conclusion du chapitre

Nous avons présenté dans ce chapitre la réalisation d'une source impulsionnelle monofréquence linéairement polarisée de plus de 500 W crête pour des impulsions de 100 ns à 20 kHz. La source laser présente une architecture MOPA avec trois étages d'amplification. Tous les amplificateurs sont pompés dans la gaine par des diodes laser multimodes à 793 nm. L'oscillateur maître émet 3,5 mW continu après isolation, monofréquence à 2050 nm. Il est amplifié dans un premier étage monomode continu avec un gain de 25 dB avant d'être modulé par un modulateur acousto-optique. L'efficacité optique-optique de ce premier étage est de 11 %. Après modulation, les impulsions de 110 ns à 20 kHz sont amplifiées avec un gain de 23 dB dans le deuxième étage monomode. La forte proportion d'ASE nécessite de filtrer la sortie du deuxième étage. Le filtre permet de d'atténuer de 40 dB l'ASE transmise au troisième étage. Les impulsions de 110 ns à 20 kHz en sortie du filtre ont une puissance crête de 35 W. L'efficacité optique-optique du deuxième étage est de 0,9 %. Les impulsions sont amplifiées par le troisième étage d'amplification avec un gain de 12 dB. Le troisième étage d'amplification est réalisé avec une fibre LMA légèrement multimode. Les soudures sont réalisées de manière à exciter uniquement le mode fondamental de la fibre. La qualité de faisceau est ainsi préservée avec un  $M^2$  de 1,2. Les impulsions en sortie du troisième étage ont des formes pseudo-gaussiennes avec des puissances crêtes de 550 W. La puissance est limitée par un effet non-linéaire, la diffusion Brillouin stimulée (SBS). L'efficacité optique-optique du troisième étage est de 6 %. En sortie du troisième étage, le faisceau laser a gardé sa cohérence et une bonne qualité spatiale avec un  $M^2$  proche de 1. Le Tableau 4.4 récapitule les performances des différents étages d'amplification pour des impulsions de 100 ns à 20 kHz. En comparant les performances en termes d'efficacité, il est évident que le deuxième étage d'amplification est sous efficace.

Tableau 4.4 : Récapitulatif des performances des étages d'amplifications pour des impulsions de 100 ns à 20 kHz.

Etage	Gain (dB)	Puissance crête max (W)	Efficacité optique-optique (%)	Efficacité différentielle (%)	Durée d'impulsions (ns)	Energie par impulsions ( $\mu$ J)
1 <sup>er</sup>	25	0,35 (après MAO)	11	14	120 (après MAO)	0,04 (après MAO)
2 <sup>ème</sup>	23	35 (après filtre)	0,9	1,5	110	3,9 (après filtre)
3 <sup>ème</sup>	12	550	6	12	100	55

Dans le but d'améliorer l'efficacité du deuxième étage d'amplification plusieurs pistes sont envisageables.

- La fibre de 10/130  $\mu\text{m}$  peut être remplacée par une fibre de 6/130  $\mu\text{m}$  pour augmenter la saturation de la fibre d'un facteur 2,7. Mais cela implique de baisser le seuil des effets non linéaire au risque d'être limité en puissance crête.
- Augmenter la puissance des impulsions injectées dans le deuxième étage d'amplification. Une solution serait d'ajouter un étage d'amplification d'une dizaine de dB de gain. Mais cela nécessite plus de matériel, ajoute en complexité et reste à développer un amplificateur avec une efficacité correcte.

Cette source en l'état a atteint son premier objectif qui est de générer des impulsions de plus de 500 W crête avec une durée d'impulsion entre 100 ns et 1  $\mu\text{s}$  pour une fréquence de répétition de 20 kHz tout en restant linéairement polarisé, monofréquence à 2050 nm et avec un faisceau de bonne qualité ( $M^2$  proche de 1).

Les simulations tendent à montrer que l'énergie des impulsions de 550 W est inférieure au maximum d'énergie extractible du troisième étage d'amplification, qui est autour de 2,4 kW pour des impulsions de 100 ns à 20 kHz d'après simulation. Le second objectif est d'amplifier la puissance crête des impulsions jusqu'à 1 kW. Cela nécessite de repousser le seuil de la diffusion Brillouin stimulée (SBS). D'où l'étude de la SBS et des moyens existant pour repousser le seuil de la SBS et leur application sur la source laser, qui sont l'objet du chapitre suivant.

## **Chapitre 5 - Réalisation d'une source laser 1 kW non limitée par l'effet Brillouin**

### **5.1. Introduction au chapitre**

Au chapitre précédent, nous avons vu que la puissance de la source laser est limitée par un effet non linéaire, la diffusion Brillouin stimulée (SBS pour Stimulated Brillouin Scattering) ou plus couramment appelée l'effet Brillouin. Cet effet non linéaire est un effet à seuil. Lorsqu'on atteint la puissance seuil, il y a un accroissement significatif de la lumière rétro diffusée. La puissance seuil est inversement proportionnelle à la longueur effective de la fibre dopée et proportionnelle à l'aire du mode dans la fibre.

Plusieurs questions se posent à propos de la SBS. Comment prévoir la puissance seuil ? Peut-on prévoir ce seuil avec le modèle déjà développé ? Comment augmenter le seuil Brillouin ?

Pour répondre à ces questions nous allons rappeler dans un premier temps la théorie de la diffusion Brillouin spontanée et stimulée. Grâce à cette théorie, nous présentons un modèle à éléments localisés pour la détermination du seuil Brillouin dans les amplificateurs. A l'aide de ce modèle et de mesures expérimentales, nous présentons un modèle pour estimer le gain Brillouin des fibres dopée  $\text{Tm}^{3+}$ . Nous présentons ensuite une étude bibliographique des systèmes de limitation de la SBS dans les fibres optiques. Et finalement nous nous intéresserons à la mise en œuvre d'un de ces systèmes sur notre source laser à fibre.

### **5.2. La diffusion Brillouin dans les fibres optiques passives**

Le phénomène de diffusion Brillouin a été observé pour la première fois en 1964 (Chiao, et al., 1964)(Garmire, et al., 1964). Cet effet se manifeste par la diffusion (rétrodiffusion dans le cas des fibres optiques) d'une onde appelée onde de Stokes dont la fréquence est décalée vers les basses fréquences d'une quantité déterminée par rapport à la fréquence du signal incident. Il s'agit du décalage de Stokes.

#### **5.2.1. Diffusion Brillouin spontanée**

La diffusion Brillouin spontanée est un effet qui apparait dans tous les matériaux où se propage une onde lumineuse. La diffusion est causée par une vibration acoustique du milieu de propagation. Cette onde acoustique peut être d'origine extérieure ou générée par la vibration d'origine thermique des molécules.

Une onde acoustique est une onde de pression qui génère des variations de densité dans la fibre. L'onde acoustique qui se propage suivant un vecteur  $\pm \mathbf{k}_A$  avec une pulsation  $\Omega$ , diffuse l'onde lumineuse incidente de vecteur  $\mathbf{k}_i$  et de pulsation  $\omega_i$  suivant le vecteur  $\mathbf{k}_s$  avec la pulsation  $\omega_s$ , cf. Figure 5.1. L'angle entre les deux ondes est  $\theta$ . Le vecteur positif  $+\mathbf{k}_A$  définissant la configuration Stokes, le négatif la configuration anti-Stokes.

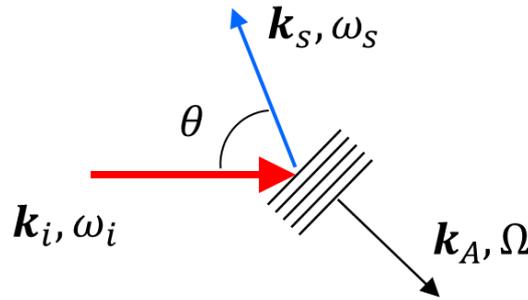


Figure 5.1 : Principe de la diffusion Brillouin en configuration Stokes.

Le vecteur d'onde de l'onde acoustique vérifie  $\pm \mathbf{k}_A = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_S$  avec  $\mathbf{k}_i$  et  $\mathbf{k}_S$  les vecteurs d'onde des ondes incidentes et Stokes, respectivement. La pulsation de l'onde acoustique respecte la relation de dispersion classique, équation 5.1.

$$\Omega = v_A |\mathbf{k}_A| \approx 2v_A |\mathbf{k}_i| \sin(\theta/2) \quad (5.1)$$

L'onde acoustique se propage à la vitesse  $v_A$ . Elle génère un réseau d'indice dans le milieu qui diffuse l'onde lumineuse. L'onde lumineuse diffusée, ou onde Stokes, est décalée en fréquence par l'effet Doppler associé au réseau qui se propage à la vitesse  $v_A$ .

La pulsation de l'onde acoustique  $\Omega$  suit  $\Omega = \omega_i - \omega_S$  avec  $\omega_i$  et  $\omega_S$  les pulsations des ondes incidentes et Stokes, respectivement.

Dans une fibre optique, seules deux directions sont possibles  $\theta = 0$  et  $\theta = \pi$ . La fréquence de l'onde acoustique est nulle dans le premier cas donc l'onde Stokes est nécessairement contre-propagative à l'onde incidente dans les fibres optiques monomodes. La fréquence du décalage de Stokes est donnée par l'équation 5.2.

$$\Delta f_{B0} = \frac{\Omega_A}{2\pi} = 2n_{eff} \frac{v_A}{\lambda_i} \quad (5.2)$$

D'après  $\mathbf{k}_i = 2\pi n_{eff} / \lambda_i$ , avec  $n_{eff}$  l'indice optique effectif du mode optique et  $\lambda_i$  la longueur d'onde de l'onde lumineuse incidente.

La diffusion Brillouin spontanée peut être utilisée pour mesurer les déformations et les variations de température dans des structures comme des ailes d'avions ou des bâtiments, par exemple, dans lesquels des réseaux de fibre ont été intégrés (Thevenaz, 2006). Avec des impulsions sonde à une fréquence déterminée, en mesurant la fréquence de l'onde Stokes et son temps de parcours il est possible de remonter à la mesure (température ou déformation) et à sa position dans la fibre.

### 5.2.2. Diffusion Brillouin stimulée

La diffusion Brillouin stimulée (SBS) obéit aux mêmes principes que la diffusion Brillouin spontanée. Une onde lumineuse incidente est diffusée par une onde acoustique ce qui génère une onde Stokes. La différence vient de l'origine de l'onde acoustique. L'onde lumineuse incidente et l'onde Stokes se couplent à une onde acoustique par électrostriction, en configuration Stokes uniquement (Boyd, 2003). L'amplitude de l'onde acoustique est liée à

l'intensité de l'onde incidente. L'intensité de l'onde Stokes est liée à l'intensité de l'onde incidente et à l'amplitude de l'onde acoustique.

La SBS respecte les équations 5.1 et 5.2. Pour une vitesse de l'onde acoustique dans la fibre de 5960 m/s, un indice optique de 1,45 et une longueur d'onde incidente de 2050 nm, le décalage en fréquence est théoriquement de 8,4 GHz.

La croissance de l'intensité de l'onde de Stokes le long de la fibre est exponentielle. Elle se caractérise par un gain Brillouin  $g_B$  et  $\nu_B$  la pulsation à mi-hauteur. Le gain Brillouin est généralement décrit par un spectre de forme Lorentzienne, définit équation 5.3.

$$g_B(f) = g_p \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(f-f_i+\Delta f_{B0})^2+(\Gamma_B/2)^2} \quad (5.3)$$

avec  $\Gamma_B = 2\pi\nu_B$

D'après l'équation 5.3, le gain est maximum pour une fréquence  $f = f_i - \Delta f_{B0}$ . La valeur maximale du gain Brillouin,  $g_p$ , est définie par l'équation 5.4 d'après (Smith, 1972) :

$$g_p = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c \lambda_i^2 \rho v_A \Gamma_B} \quad (5.4)$$

Avec  $p_{12}$  le coefficient élasto-optique longitudinal de Pockels,  $\rho$  la densité du matériau. La valeur classique du gain Brillouin dans la silice est  $g_B = 5.10^{-11}$  m/W (Nikles, et al., 1997). Ce gain est lié au matériau indépendamment du guide d'onde.

En pratique, le gain Brillouin effectif  $g_{B_{eff}}$  est utilisé. Le gain Brillouin effectif est défini comme  $g_{B_{eff}} = \Gamma_A g_B$  pour une fibre classique à faible biréfringence et  $g_{B_{eff}} = \frac{3}{2}\Gamma_A g_B$  pour une fibre à maintien de polarisation et un signal linéairement polarisé, avec  $\Gamma_A$  le facteur de recouvrement entre l'onde optique et l'onde acoustique. Pour une fibre classique, le mode acoustique fondamental est supposé largement majoritaire. Le facteur  $\frac{3}{2}$  tient compte de la prise en compte d'une polarisation contre un facteur  $\frac{2}{3}$  pour une polarisation aléatoire (van Deventer et al. 2002). Nous utiliserons par la suite uniquement le gain Brillouin effectif pour un signal linéairement polarisé.

Les ondes optiques et acoustiques sont dépendantes des profils d'indice optiques et des vitesses de propagation de l'onde acoustique qui sont liés aux dopants et à la géométrie de la fibre (Kobyakov et al., 2010 ; Canat et al., 2008). Chaque fibre étant différente, avec des inhomogénéités de dopants, des variations de forme du cœur ou de la gaine, chaque fibre possède une fréquence de décalage différente.

L'équation 5.3, l'équation du gain Brillouin n'est valable que pour un signal incident cohérent continu ou avec des impulsions plus longues que le temps de vie des phonons ( $\sim 10$  ns). Pour des impulsions de durée inférieure le gain Brillouin est réduit.

Nous ne nous intéresserons qu'à une onde lumineuse incidente avec une largeur spectrale  $\Delta f_i$  inférieure à la fréquence de décalage de l'onde Stokes,  $\Delta f_i < \Delta f_{B0}$ . En pratique, on définit la longueur de cohérence du laser  $L_{coh} = c/(n_{eff} \Delta f_i)$ . Si la longueur de cohérence est

inférieure à la longueur d'interaction  $L_{eff}$  entre l'onde incidente et la fibre, le gain Brillouin est réduit.

### **Equations d'intensité couplées**

On peut décrire la propagation de l'onde incidente et de l'onde de Stokes en régime statique ou quasi statique (pour des variations supérieures au temps de vie des phonons) par l'ensemble d'équations 5.5 et 5.6 (Agraval, 2001).

$$\frac{dI_i}{dz} = -g_{B_{eff}} I_i I_S - \alpha I_i \quad (5.5)$$

$$-\frac{dI_S}{dz} = g_{B_{eff}} I_i I_S - \alpha I_S \quad (5.6)$$

Avec  $I_i$  et  $I_S$  les intensités de l'onde incidente et de l'onde de Stokes, respectivement et  $\alpha$  les pertes intrinsèques de la fibre, en supposant que les deux ondes voient les mêmes pertes et en se plaçant dans une fibre passive.

Si on suppose les pertes nulles, il y a bien conservation de l'énergie le long de la fibre,  $\frac{d}{dz}(I_i - I_S) = 0$ .

### **Le seuil Brillouin dans une fibre passive**

Pour estimer le seuil Brillouin dans une fibre passive de longueur  $L$ , supposons que les pertes d'intensité de l'onde incidente due au SBS sont négligeables, cela permet de décrire l'évolution de l'intensité incidente comme  $I_i(z) = I_i(0)e^{-\alpha z}$ .

En utilisant cette expression dans l'équation 5.5 et en intégrant sur la longueur de fibre dans l'équation, on obtient l'expression de  $I_S(0)$  :

$$I_S(0) = I_S(L) \exp\left(\frac{g_{B_{eff}} P_0 \frac{(1-\exp(-\alpha L))}{\alpha}}{A_{eff}} - \alpha L\right) \quad (5.7)$$

Avec la puissance injectée dans la fibre de l'onde incidente  $P_0 = I_i(0) A_{eff}$  et  $A_{eff}$  l'aire du mode optique dans la fibre, cf. Chapitre 3.

Le terme en  $\frac{1-\exp(-\alpha L)}{\alpha}$  est la longueur effective  $L_{eff}$  d'interaction de  $I_i$  avec l'onde acoustique le long de la fibre. La formule générale de la longueur effective et sa valeur pour une fibre passive est donnée par l'équation 5.8.

$$L_{eff} = \frac{1}{\max(I_i)} \int_0^L I_i(z) dz = \frac{(1-\exp(-\alpha L))}{\alpha} \quad (5.8)$$

Pour quantifier la SBS on utilise la réflectivité de la fibre  $R_{SBS}$  qui est défini comme le rapport entre l'onde de Stokes et l'onde incidente au début de la fibre, équation 5.9.

$$R_{SBS} = \frac{I_S(0)}{I_i(0)} \quad (5.9)$$

Soit en supposant toujours que les pertes d'intensité de l'onde incidente due au SBS sont négligeables,  $R_{SBS}$  peut être défini en fonction de la puissance incidente en faisant intervenir l'équation 5.7 (Boyd, et al., 1990).

$$R_{SBS} = \Gamma_A \beta L_{eff} \frac{\exp(G_{SBS})}{\sqrt{\pi} G_{SBS}^{3/2}} \quad (5.10)$$

Avec  $\beta$  un coefficient phénoménologique de rétrodiffusion de Stokes et  $G_{SBS} = \frac{g_{Beff}}{A_{eff}} P_i(L) L_{eff}$  le gain Brillouin total le long de la fibre.  $\Gamma_A \beta \approx 10^{-9} \text{ m}^{-1}$ , cf. (Canat, 2006).

Pour définir un seuil à la SBS, nous fixons arbitrairement que le seuil Brillouin est atteint lorsque  $P_S(0) = 0,1 P_i(0)$  Soit une réflectivité de 10 % de l'onde incidente. En pratique la valeur de réflectivité définie pour le seuil importe peu, la croissance de la réflectivité est exponentielle suivant  $P_i$ . Les valeurs de la puissance seuil pour  $R_{SBS}^{seuil} = 0,1$  ou  $R_{SBS}^{seuil} = 0,5$  vont être proches. Par exemple pour un amplificateur de 3,4 m de fibre dopée de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur qui amplifie des impulsions de 1  $\mu\text{s}$  et 300 mW de puissance crête à 1997 nm, le seuil théorique est de 95 W pour une réflectivité de 10 % contre 118 W pour une réflectivité de 50 %.

La puissance seuil Brillouin peut être approximée en développant l'équation 5.10 à  $P_i(0) = P_{seuil}$ , toujours dans une fibre passive de dimension classique, pour obtenir la relation classique de Smith (Smith, 1972), équation 5.11.

$$\frac{g_{Beff}}{A_{eff}} P_{seuil} L_{eff} \approx 21 \quad (5.11)$$

### 5.3.La diffusion Brillouin dans les fibres actives

La théorie de la diffusion Brillouin stimulée, nous permet d'approximer la valeur du seuil Brillouin dans les fibres passives. On souhaite estimer le seuil Brillouin dans des fibres actives par un modèle quasi analytique, à partir de la distribution spatiale de la puissance signal obtenue par le modèle numérique.

#### 5.3.1. Modèle à éléments localisés

Un modèle à éléments localisés est une technique de simulation où l'on sépare deux phénomènes physiques distribués, dans le but d'en simplifier le calcul de l'un des deux. Dans notre cas, nous souhaitons séparer l'amplification d'un faisceau dans une fibre active de sa propagation dans cette fibre.

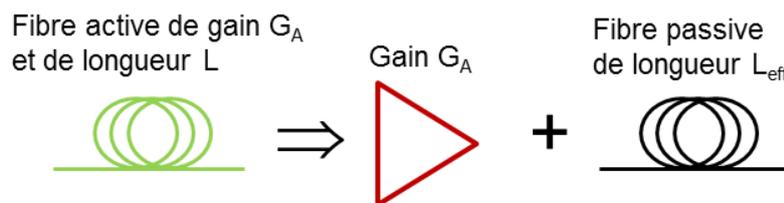


Figure 5.2 : Schéma de principe d'un modèle à éléments localisés d'amplificateur.

$$\text{Avec } L_{eff} = \frac{1}{\max(I_i)} \int_0^L I_i(z) dz = \frac{1}{\max(P_i)} \int_0^L P_i(z) dz$$

Les équations du paragraphe précédent sont valables pour des fibres passives. Il serait difficile de réécrire ces équations pour une fibre active. La distribution du gain dans une fibre active est complexe. Elle change suivant les techniques de pompage par exemple. Une technique pour estimer le seuil Brillouin dans les amplificateurs est de faire appel à un modèle à éléments localisés (Meleshkevich, et al., 2005). Un amplificateur peut être remplacé par un modèle à éléments localisés. Ce modèle consiste à remplacer la fibre active de l'amplificateur de longueur  $L$  et de gain total  $G_A$  par un système de deux éléments, une fibre passive de longueur  $L_{eff}$  et un gain localisé  $G_A$  comme présenté Figure 5.2.

En supposant que l'amplificateur reste dans l'approximation du chapitre précédent où la puissance de Stokes est négligeable devant la puissance incidente. L'équation 5.11 peut être réécrite pour le modèle à élément localisé, équation 5.12.

$$R_{SBS} = G_A \Gamma_A \beta L_{eff} \frac{\exp(G_{SBS})}{\sqrt{\pi} G_{SBS}^{3/2}} \quad (5.12)$$

En développant l'équation 5.12, on a :

$$G_{SBS} - \frac{3}{2} \ln(G_{SBS}) + \ln(G_A) = \ln\left(\frac{R_{SBS} \sqrt{\pi}}{\Gamma_A \beta L_{eff}}\right)$$

D'où on obtient l'approximation de Smith modifiée pour  $P_i(L) = P_{seuil}$ , équation 5.13 :

$$\begin{aligned} G_{SBS} + \ln(G_A) &\approx 21 \\ \Rightarrow \frac{g_B}{A_{eff}} P_{seuil} L_{eff} &\approx 21 - \ln(G_A) \end{aligned} \quad (5.13)$$

Le modèle à éléments localisés nous permet d'approximer le seuil Brillouin dans les amplificateurs. Par contre l'équation 5.13 nécessite de connaître la longueur effective dans un amplificateur et le gain Brillouin effectif dans la fibre dopée. La longueur effective ne peut plus être connue de manière analytique, la répartition du gain dans la fibre active de l'amplificateur n'étant pas connue, et nous avons vu au chapitre précédent que les dopants modifient de nombreux paramètres de l'équation 5.4 qui définissent la valeur du gain Brillouin effectif, comme l'indice optique ou la vitesse de l'onde acoustique.

### 5.3.2. Estimation du gain Brillouin dans les fibres en silice dopée Thulium

Le modèle d'amplificateur que nous avons développé au Chapitre 3 s'avère très utile dans le cas du calcul de la longueur effective. En effet, voir Chapitre 3, le modèle donne accès à la répartition de la puissance de signal incidente le long de la fibre et en fonction du temps  $P_i(z, t)$ . Dans le cas du modèle, la fibre n'est pas continue mais composée d'un ensemble de segments de longueur  $\Delta z$ . L'expression de la longueur effective dans le modèle s'exprime suivant l'équation 5.14 :

$$L_{eff}(t) = \frac{\Delta z}{\max(P_i)} \sum_{j=1}^K P_i(j, t) \quad (5.14)$$

Pour estimer la valeur du gain Brillouin dans la fibre dopée, nous voulons utiliser l'équation 5.13, en utilisant simulation et expérimentation. La simulation donne accès à la longueur effective via l'équation 5.13 et l'expérience nous donne la puissance seuil.

Pour cela nous avons réalisé un montage expérimental d'amplificateur impulsionnel à 1997 nm. Cet amplificateur comprend 3,7 m de fibre dopée  $Tm^{3+}$  de 10  $\mu m$  (PM 2) pompées dans la gaine à 793 nm co-propagativement. Les impulsions à amplifier ont une forme carrées et ont une durée de 1  $\mu s$  et 300 mW de puissance crête. Nous avons mesuré un seuil Brillouin de 95 W correspondant à un gain total  $G_A = 25$  dB, voir la Figure 5.3, l'impulsion du milieu à une puissance crête de 95 W.

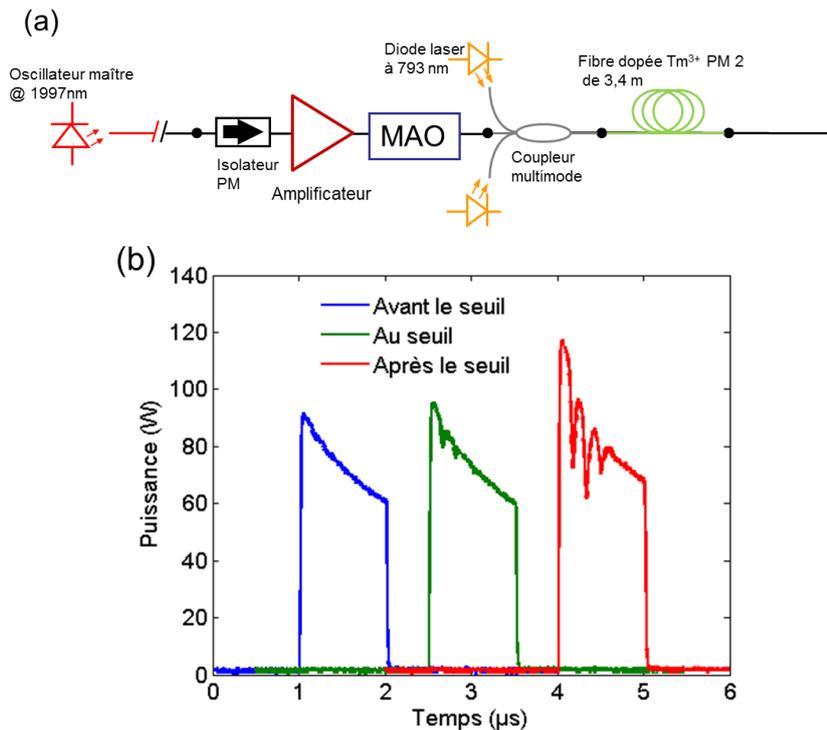


Figure 5.3 : Estimation du gain Brillouin dans une fibre dopée  $Tm^{3+}$ . (a) Schéma du montage expérimental. (b) Impulsions mesurées autour du seuil Brillouin.

La profondeur des trous qui apparaissent dans l'impulsion atteint en moyenne la valeur de  $R_{SBS}$ , soit 10 % de la puissance crête de l'impulsion. En modélisant cette expérience, nous calculons une longueur effective de 1,4 m. Avec une aire effective de mode  $A_{eff} = 89 \mu m^2$  d'après la formule de Marcuse (Marcuse, 1991). Le gain Brillouin obtenu pour cette fibre dopée est  $g_{Beff} = 1,2 \cdot 10^{-11}$  m/W. Cette valeur estimée est inférieure à la valeur du gain Brillouin dans les fibres passives autour de  $2 \cdot 10^{-11}$  m/W, ce qui est cohérent avec l'action des dopants comme l'aluminium qui est largement utilisé pour augmenter la solubilité du thulium dans la silice (Dragic, et al., 2013).

### 5.3.3. Application au montage expérimental

Nous avons intégré ce système d'estimation du seuil Brillouin dans le modèle numérique. Le modèle calcul seuil Brillouin dans la fibre dopée à partir du gain Brillouin estimé.

Nous appliquons ce modèle au troisième étage d'amplification de la source laser impulsionnelle développée. Pour rappel du chapitre 4, le troisième étage comprend 4,5 m de

fibres dopées  $Tm^{3+}$  PM 3. Les impulsions injectées sont gaussiennes avec une puissance crête de 35 W. L'amplificateur est pompé co-propagativement dans la gaine par des diodes à 793 nm. La puissance seuil est atteinte expérimentalement pour 535 W crête, cf. Figure 4.23. Le résultat de simulation de ce système est présenté Figure 5.4, avec la puissance crête de signal en fonction de la longueur de fibre dopée et le seuil Brillouin estimé en fonction de la longueur de la fibre, le seuil Brillouin dépendant de la longueur effective qui est calculé d'après la puissance crête le long de la fibre.

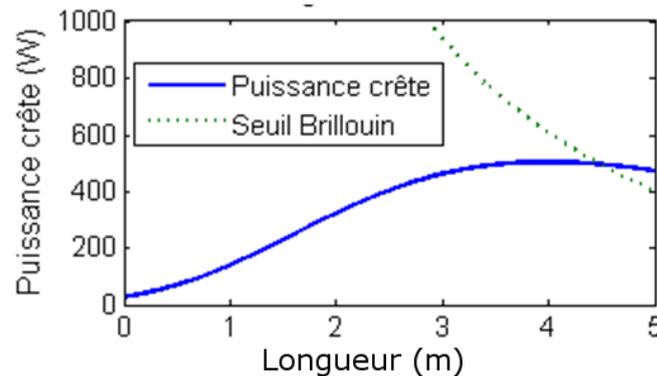


Figure 5.4 : Résultats de simulation du troisième étage d'amplification au seuil Brillouin.

Le seuil Brillouin obtenu par simulation est de 530 W pour 4,5 m de fibre dopée. On voit que pour une fibre de 5 m, il aurait été autour de 400 W. Une fibre de 5 m n'aurait pas pu atteindre la puissance crête simulée. Néanmoins le modèle a des limites comme nous l'avons vu au chapitre 3. De plus la mesure du seuil Brillouin est approximative. La profondeur des manques observés dans les impulsions varie entre chaque impulsion. C'est pour cela que la valeur du gain effectif mesuré, ainsi que le seuil Brillouin ne sont que des estimations.

Mais le modèle est donc désormais capable d'estimer le seuil Brillouin des amplificateurs.

## 5.4. Techniques de réduction de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques

La diffusion Brillouin stimulée n'est évidemment pas limitée aux seules fibres dopées thulium. C'est un problème classique des amplificateurs à fibres. De nombreux travaux sur la réduction du SBS ont été réalisés pour les amplificateurs télécom à fibre dopée Yb, Er et Er/Yb autour de 1  $\mu$ m et 1,5  $\mu$ m. Plusieurs techniques différentes de réduction de la SBS existent dans la littérature. Nous allons détailler ici celles qui peuvent s'appliquer dans notre cas particulier d'amplificateur impulsif monofréquence où nous ne pouvons pas augmenter la largeur spectrale ni réduire la durée des impulsions.

### 5.4.1. Minimisation de l'interaction acousto-optique

Nous avons vu au paragraphe 2 que les propriétés acoustiques de la fibre influent sur la SBS. L'onde acoustique générée par l'onde lumineuse à l'origine de la SBS se propage dans la fibre

dopée en suivant de modes longitudinaux comme les ondes lumineuses avec les modes  $LP_{lm}$ , voir chapitre 1. Canat et al. ont montré que les fibres dopées, Er/Yb en l'occurrence, génèrent la SBS sur une fréquence acoustique plus faible et un spectre de gain Brillouin plus large que les fibres passives dopées germanium telles que la SMF 28 (Canat, et al., 2008). Les dopants et co-dopants du cœur de la fibre modifient le profil d'indice mais aussi le profil de vitesse acoustique. Cela a pour effet d'influer sur les modes de propagation de l'onde acoustique. En effet l'onde acoustique se propage dans la fibre suivant des modes comme les ondes lumineuses, voir annexe 1. Par exemple, le spectre de gain Brillouin mesuré par Canat et al. présente une structure particulière avec trois pics comme on peut le voir Figure 5.5. Chacun de ces pics correspond à l'interaction entre l'onde lumineuse et un mode acoustique particulier. Ces modes acoustiques ainsi que le profil de vélocité et le mode fondamental  $LP_{01}$  sont présentés Figure 5.6.

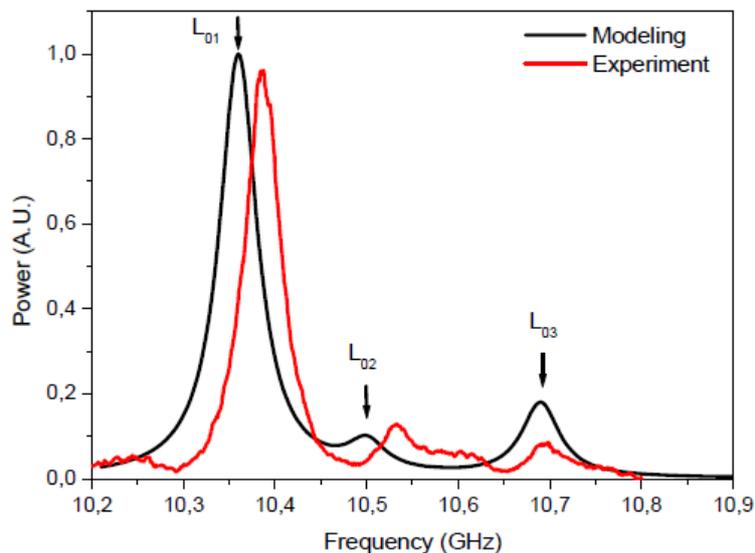


Figure 5.5 : Spectres de gain Brillouin mesuré et modélisé d'après (Canat, et al., 2008) dans des fibres Er/Yb à 1550 nm. Le mode acoustique à l'origine de chaque pic est précisé.

Sur la Figure 5.5, c'est le mode acoustique  $L_{01}$  dont le recouvrement avec le mode optique  $LP_{01}$  est le plus important, c'est aussi le mode qui génère le pic le plus fort, largement majoritaire face à l'interaction de l'onde optique avec les autres modes acoustiques, cf. Figure 5.6. Cette différence s'explique par une différence d'intensité entre les modes acoustiques mais aussi par une différence de recouvrement entre les modes acoustiques et le mode optique  $LP_{01}$ .

Une idée pour réduire la SBS dans les fibres dopées serait de modifier la répartition de dopant pour favoriser des modes acoustiques ayant un faible recouvrement avec le mode optique, voire de créer une fibre qui ne guide pas les modes acoustiques qui recouvrent le cœur de la fibre. Plusieurs travaux étudient cette technique, tel (Poulton, et al., 2013), (Dragic, 2009), (Li, et al., 2006), (Mermelstein, et al., 2008) and (Gray, et al., 2009). L'adaptation du profil du mode acoustique permet d'augmenter le seuil Brillouin jusqu'à 11,2 dB (Mermelstein, et al., 2008) dans une fibre LMA en favorisant le mode acoustique présenté Figure 5.7.

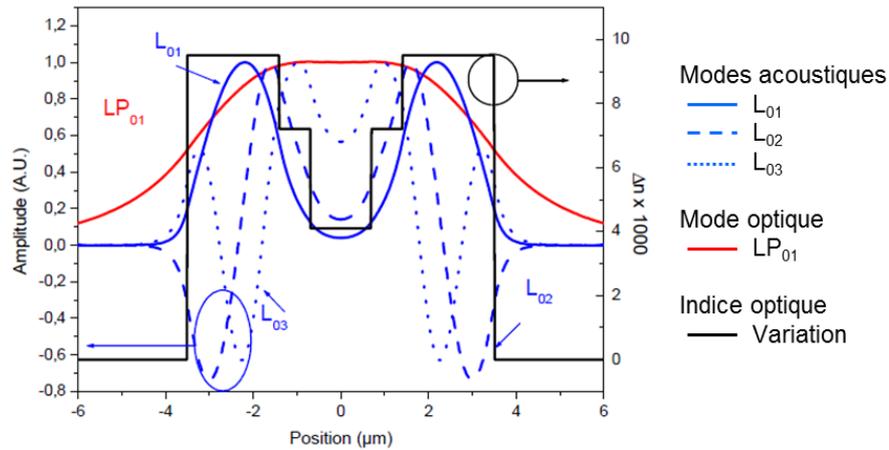


Figure 5.6 : Amplitudes des trois modes acoustiques  $L_{01}$ ,  $L_{02}$  et  $L_{03}$  ainsi que du mode fondamental  $LP_{01}$  et du profil d'indice dans la fibre dopée (Canat, et al., 2008)

Néanmoins cette technique nécessite de doper la fibre avec un dopant d'indice (Ge, Al, P, B) pour modifier l'indice optique du cœur. Cela est difficile à réaliser avec des fibres dopées avec des terres rares. En effet les terres rares sont sensibles aux co-dopants et la technique de fabrication usuelle (dépôt en phase liquide) complexifie la réalisation d'un gradient d'indice dans le cœur. Il n'existe pas pour l'instant de fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  commerciales utilisant cette technique.

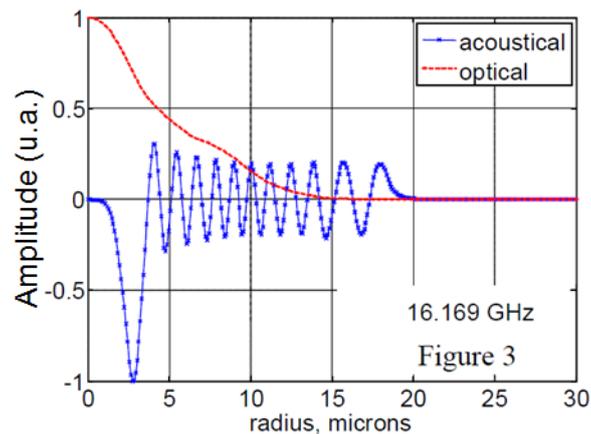


Figure 5.7 : Modes optiques et acoustique dans une fibre LMA qui permet d'augmenter le seuil Brillouin de 11,2 dB (Mermelstein, et al., 2008)

#### 5.4.2. Gradient thermique

La température modifie la densité des matériaux et de la silice en particulier. Or une modification de densité modifie aussi la vitesse de propagation des ondes acoustiques et donc influe sur la fréquence du maximum de gain Brillouin. La SBS peut ainsi être utilisée pour

réaliser des capteurs de températures fibrés (Nikles, et al., 1997). L'équation 5.3 peut être modifiée pour intégrer les variations de température de la manière suivante, équation 5.15.

$$g_B(f, \Delta T) = g_p \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(f - f_i + \Delta f_{B0}(1 + C_T \Delta T))^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (5.15)$$

Avec  $\Delta T$  la variation de température et  $C_T$  le coefficient de variation associé qui est autour de  $6.10^{-5} \text{ K}^{-1}$  à 1060 nm dans la silice (Kovalev, et al., 2006). Augmenter la température de la fibre ne fait varier que de manière marginale la valeur maximale de  $g_B$ , comme le montre l'équation 5.15. Ce qui est plus intéressant c'est que cela fait varier la valeur du décalage de Stokes  $\Delta f_{B0}$ . Si l'on fait varier la température le long de la fibre cela va avoir un impact sur la distribution du gain Brillouin, comme on peut le voir Figure 5.8. Si le décalage de Stokes est supérieur à la largeur spectrale du gain Brillouin  $\Gamma_B \approx 40 \text{ MHz}$  dans la silice, le spectre de l'onde Stokes s'élargit mais son intensité maximale diminue.

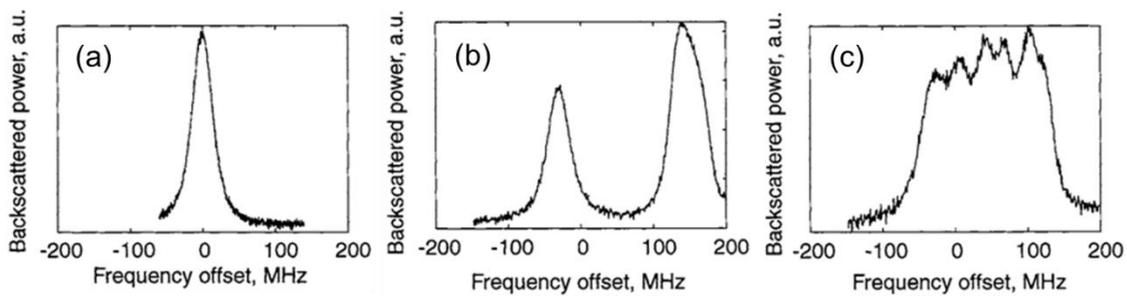


Figure 5.8 : Différents spectres de l'onde de Stokes, (a) sans gradient de température, (b) avec un saut de température (type III), (c) avec un gradient continu de température (type II) comme présenté Figure 5.9. D'après (Hansryd, et al., 2001).

Prenons un cas simple, une distribution de température de type III d'après la Figure 5.8, c'est-à-dire une variation en créneau de la température  $T$  à la moitié de la fibre. Soit pour une fibre de longueur  $L$ ,  $T=T_0$  pour  $z$  compris entre 0 et  $L/2$  et  $T=T_1$  pour  $z$  compris entre  $L/2$  et  $L$ . Chaque partie de la fibre se comporte indépendamment en ce qui concerne la SBS. Le spectre de l'onde de Stokes présente deux pics bien séparés Figure 5.8 (b) et le seuil Brillouin est augmenté d'un facteur 2 (3 dB) cf. Figure 5.9.

La technique de gradient thermique est valable pour les fibres passives comme pour les fibres actives. Hansryd et al. ont étudié le gradient thermique pour des fibres passives (Hansryd, et al., 2001). Il était nécessaire dans leur cas de créer des gradients thermiques avec un dispositif assez complexe de fours et d'étuves. Dans le cas des amplificateurs, l'efficacité quantique de la pompe liée à sa déplétion le long de la fibre auto induit un gradient thermique. Ce gradient thermique induit par la pompe suit la décroissance de la pompe. Il est donc plus ou moins linéaire et exponentiel le long de la fibre. Par exemple Jeong et al. estiment avoir augmenté le seuil de 7 dB dans une fibre LMA, double gaine, dopée  $\text{Yb}^{3+}$ , pompée contra-propagativement à 975 nm dans la gaine grâce à ce gradient thermique induit.

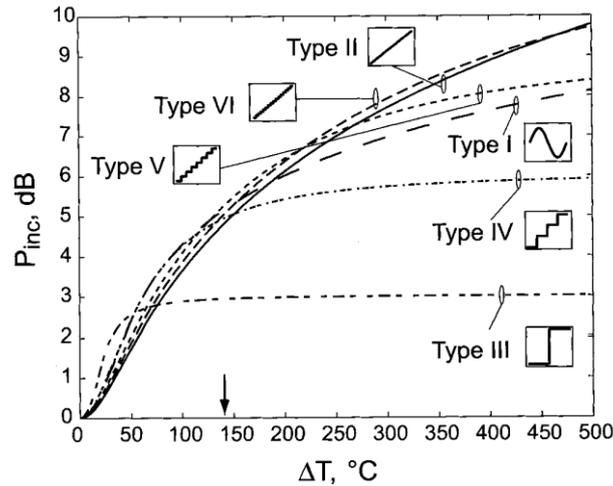


Figure 5.9 : Augmentation du seuil Brillouin en fonction du gradient de température et de sa distribution. D'après (Hansryd, et al., 2001).

Dans le cas d'une source Thulium, on peut citer le travail de Goodno et al. (Goodno, et al., 2009) où le seuil Brillouin d'une fibre LMA dopée  $Tm^{3+}$  pompée co et contra-propagativement à 793 nm dans la gaine est augmenté d'un facteur 4,6 dB. Néanmoins dans les deux exemples cités il s'agissait de MOPAs continus de forte puissance, respectivement 511 W et 608 W. Les puissances de pompe nécessaires sont à l'avenant avec 1,4 kW de pompe dans le cas de Goodno et al. et 700 W dans le cas de Jeong et al. qui génère des gradients de température d'au moins 100 °C dans les deux cas.

Cette technique de limitation de la SBS est efficace dans le cas de sources laser continue de forte puissance. En impulsionnel, les puissances de pompe sont beaucoup plus faibles, 30 W au maximum dans notre cas et le gradient thermique en résultant n'est pas assez élevé pour induire un élargissement du spectre de gain Brillouin suffisant pour augmenter significativement le seuil Brillouin. Une solution serait de créer un gradient thermique de manière externe à la fibre. Ce système serait assez complexe et de plus quel que soit la technique utilisée pour créer le gradient thermique, nous avons vu au chapitre 2 que l'augmentation de la température réduisait l'efficacité des amplificateurs à fibre dopée  $Tm^{3+}$ . Il est donc préférable d'utiliser une autre technique dans notre cas.

### 5.4.3. Contraintes mécaniques

Un moyen de provoquer des variations de densité similaire à celles créées par un gradient de température est de générer un gradient d'élongation de la fibre optique. Comme dans le cas d'une fibre qui subit un gradient thermique, un étirement de fibre crée une variation de densité et donc une variation de vitesse de propagation de l'onde acoustique. Cela modifie l'expression du gain Brillouin que l'on peut écrire équation 5.16 dans une forme identique à celle de l'équation 5.15.

$$g_B(f, \Delta\epsilon) = g_p \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(f - f_i + \Delta f_{B0}(1 + C_m\epsilon))^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (5.16)$$

Avec  $\epsilon$  l'élongation de la fibre définie comme  $\epsilon = \frac{\Delta L}{L}$ ,  $\Delta L$  étant l'allongement de la fibre et  $C_m$  le coefficient de variation associé.  $C_m = 4,6$  à 1550 nm dans la silice (Engelbrecht, et al., 2005).

Comme dans le cas des gradients thermiques, augmenter l'élongation de la fibre ne fait varier que de manière marginale la valeur du gain Brillouin. L'objectif est de moduler l'élongation le long de la fibre pour modifier la distribution du gain Brillouin. Prenons par exemple une modulation sinusoïdale de l'élongation le long de la fibre obtenue en enroulant une fibre optique autour d'un câble et lui-même enroulé autour d'un autre câble, cf.

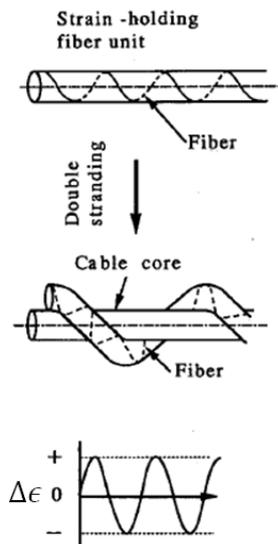


Figure 5.10 (Yoshizawa, et al., 1993). Si le décalage de Stokes généré est supérieur à la largeur spectrale du gain Brillouin  $\Gamma_B \approx 50$  MHz dans la silice, l'onde de Stokes n'est plus amplifiée sur toute la longueur de la fibre.

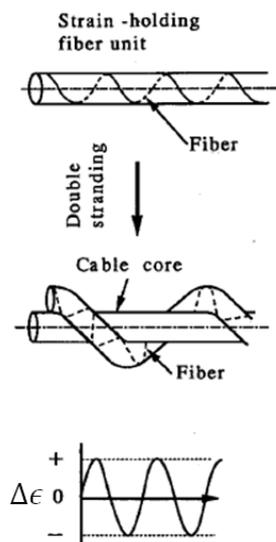


Figure 5.10 : Contraintes mécaniques imposées à la fibre pour créer une modulation sinusoïdale de la fibre. D'après (Yoshizawa, et al., 1993).

Avec une élongation de 0,8 %, Yoshizawa et al. arrivent à augmenter le seuil Brillouin de leur fibre passive de 9 dB en étalant le spectre de l'onde de Stokes sur 800 MHz, voir

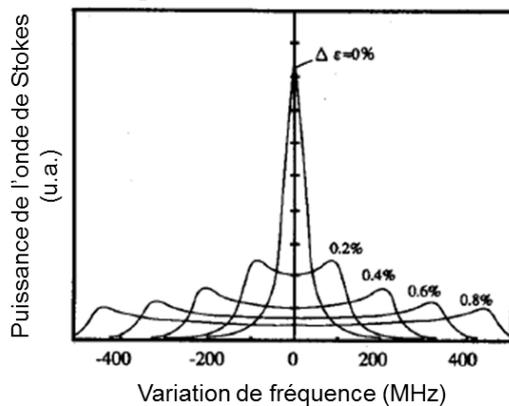


Figure 5.11.

On peut imaginer d'après cette technique des formes de gradient d'élongation similaires aux gradients thermiques présentés Figure 5.9 au paragraphe précédent. Par exemple Engelbrecht et al. ont atteint 15 dB d'augmentation du seuil Brillouin dans une fibre passive (Engelbrecht, et al., 2009).

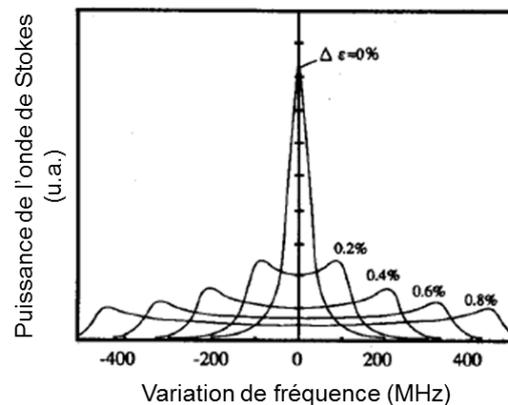


Figure 5.11 : Spectres de l'onde de Stokes pour différentes variation d'élongation. D'après (Yoshizawa, et al., 1993)

La difficulté de cette technique de réduction de la SBS est la réalisation et le contrôle des contraintes mécaniques imposées à la fibre. Pour réaliser atteindre une telle augmentation du seuil Brillouin Engelbrecht et al. ont dû développer un système d'enroulement de fibre très élaboré avec un contrôle de tension présenté Figure 5.12 qui permet de créer différents gradients d'élongation dans la fibre. Le gradient de contrainte le plus efficace d'après Engelbrecht et al. est un gradient triangulaire où l'élongation le long de la fibre augmente linéairement jusqu'au milieu de la fibre et décroît linéairement jusqu'à la fin de la fibre passive.

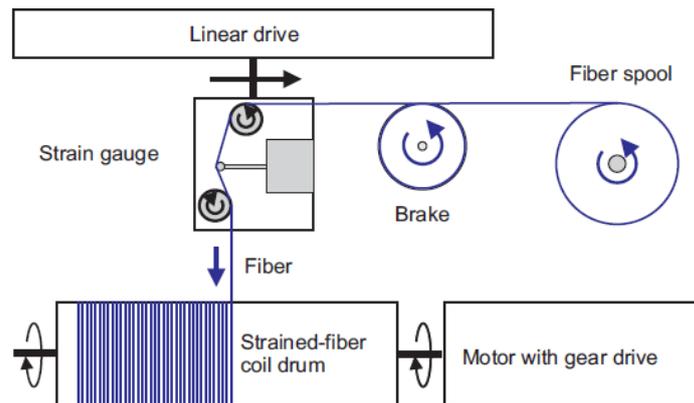


Figure 5.12 : Schéma du système d'enroulement de la fibre passive avec contrainte mécanique. D'après (Engelbrecht, et al., 2009).

La création d'un gradient d'élongation dans la fibre dopée ne génère pas de pertes supplémentaires dans la fibre, cela n'altère pas l'efficacité de l'amplificateur et il peut s'adapter à tout type de fibre. C'est le système que nous avons retenu pour notre source impulsionnelle à 2050 nm. Par contre les systèmes qui appliquent des contraintes mécaniques présentées dans ce paragraphe sont encombrants, peu pratique et onéreux à mettre en place. Et de plus l'amplitude des contraintes appliquées à la fibre doit rester limitée pour préserver la durée de vie de la fibre.

## 5.5. Réalisation d'une source kilowatt avec réduction de l'effet Brillouin

### 5.5.1. Dispositif expérimental

Pour réduire la SBS dans notre amplificateur, nous avons choisis de réaliser un gradient d'élongation dans la fibre active du troisième étage d'amplification. La fibre en question est une fibre LMA. L'Onera a développé et breveté un dispositif simple qui permet d'imposer un gradient d'élongation triangulaire à la fibre. La forme du gradient d'élongation est présentée Figure 5.13. Le maximum d'élongation  $\epsilon_{\max}$  est variable. Nous le fixons à 0,5 % de manière à ménager la durée de vie de la fibre.

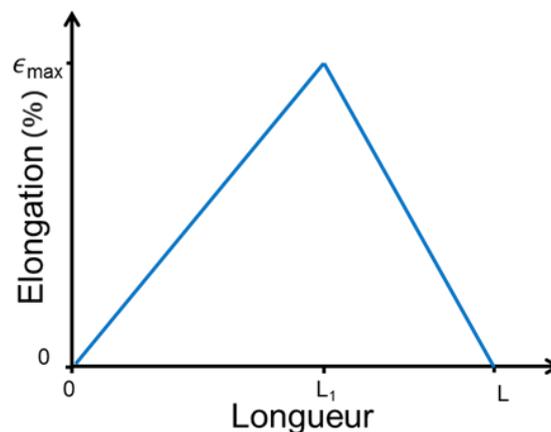


Figure 5.13 : Forme du gradient d'élongation

La position du maximum d'élongation  $L_1$  n'est pas forcément fixée au milieu de la fibre. L'intégrale de puissance de signal le long de la fibre doit être égale de part et d'autre de  $L_1$ . Dans des fibres passives relativement courtes, de manière à négliger les pertes,  $L_1$  est situé au milieu comme c'est le cas pour la fibre passive d'Engelbrecht et al. au paragraphe précédent. Empiriquement, nous avons défini la position du maximum d'élongation.

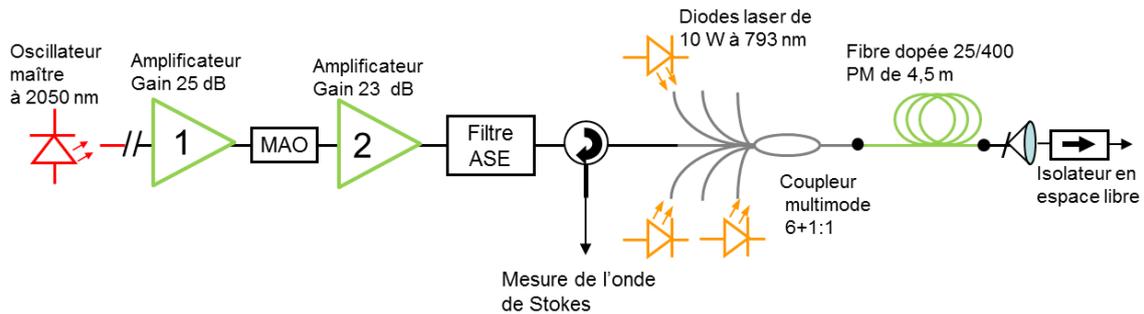


Figure 5.14 : Schéma du montage expérimental avec circulateur pour mesure l'onde de Stokes.

Le maximum d'élongation  $L_1$  doit se situer aux  $2/3$  de la fibre dopée soit à 3 m du début de la fibre dopée. C'est cette position qui permet une augmentation du seuil Brillouin pour le maximum de contrainte le plus faible. L'architecture de la source est la même que présentée au chapitre 4 à un détail près, l'ajout d'un circulateur entre le filtre et l'entrée du coupleur de pompe multimode du troisième étage, voir Figure 5.14. Ce circulateur permet de récupérer l'onde de Stokes.

### 5.5.2. Mesure du spectre des impulsions contra-propagatives

Dans un premier temps étudions le spectre de l'onde Stokes avec  $\epsilon_{max}$  fixé à 0. Le circulateur utilisé pour la mesure de l'onde de Stokes présente une erreur de diaphonie entre la voie 1 et la voie 3. Une fraction du signal d'entrée voie 1 se retrouve dans le spectre mesuré en sortie voie 3 (-50 dB environ). Le spectre de cette onde incidente a une puissance constante, le signal injecté dans le troisième étage a une puissance moyenne constante. Le signal injecté dans le troisième étage est composé d'impulsions pseudo gaussiennes de 110 ns de largeur à mi-hauteur et de 35 W de puissance crête. La croissance de la puissance rétrodiffusée est exponentielle suivant la puissance de pompe. La longueur d'onde de l'onde de Stokes est stable avec un décalage de Stokes mesuré de 8,1 GHz avec une précision de 0,1 GHz. Cette valeur est très proche de la valeur théorique de 8,4 GHz calculée au paragraphe 5.2.2.

Le spectre observé Figure 5.15 (a) présente les spectres mesurés voie 3 du circulateur en fonction de la puissance de pompe du troisième étage d'amplification. Le pic de l'onde incidente est constant alors que le pic de l'onde de Stokes croît de manière exponentielle. La résolution est limitée par l'analyseur de spectre optique à 50 pm.

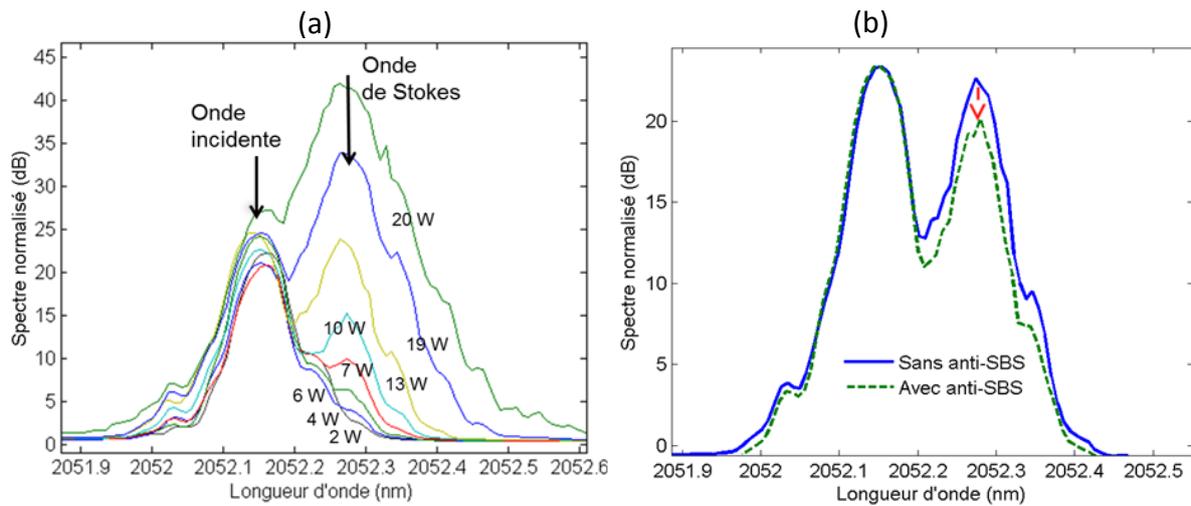


Figure 5.15 : Spectre mesuré en sortie du circulateur. (a) en fonction de la puissance de pompe sans dispositif de réduction de la SBS. (b) avec et sans dispositif de réduction de la SBS au seuil Brillouin.

Lorsque l'on augmente l'élongation de la fibre le pic Brillouin diminue, jusqu'à diminuer de 4 dB pour  $\epsilon_{max} = 0,5 \%$ , voir Figure 5.15 (b). Nous n'observons pas d'élargissement notable du spectre de l'onde de Stokes. En effet un élargissement de 100 MHz correspond à un élargissement de 1 pm, soit largement en dessous de la résolution de l'analyseur de spectre qui est de 50 pm.

### 5.5.3. Performances de la source

La puissance de l'onde Stokes a été réduite de 4 dB, le seuil Brillouin devrait avoir été repoussé au maximum de 4 dB et devrait permettre d'atteindre une puissance crête de 1,3 kW.

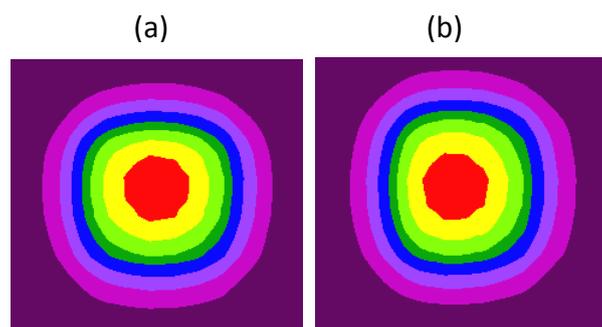


Figure 5.16 : Faisceau observé par le banc de mesure du  $M^2$  pour 500 (a) et 1 kW crête (b), voir paragraphe 4.3.4.3.

Expérimentalement, ce n'est pas le cas. La source atteint de nouveau le seuil Brillouin pour 1050 W avec le dispositif d'élongation de la fibre dopée. En fait il apparaît que le seuil Brillouin est atteint dans la fibre LMA passive du collimateur de sortie du troisième étage d'amplification. Cette fibre a un cœur de 25  $\mu\text{m}$  de diamètre avec une ouverture numérique de 0,09 et une longueur de 50 cm. Si on utilise l'équation 5.11 pour les fibres passives

avec  $g_{B_{eff}} = 2.10^{-11}$  m/W,  $L_{eff} = 0,5$  m et  $A_{eff} = 452 \mu\text{m}^2$ , la puissance seuil théorique calculée dans cette fibre est de 950 W, ce qui est cohérent avec la puissance seuil atteinte expérimentalement.

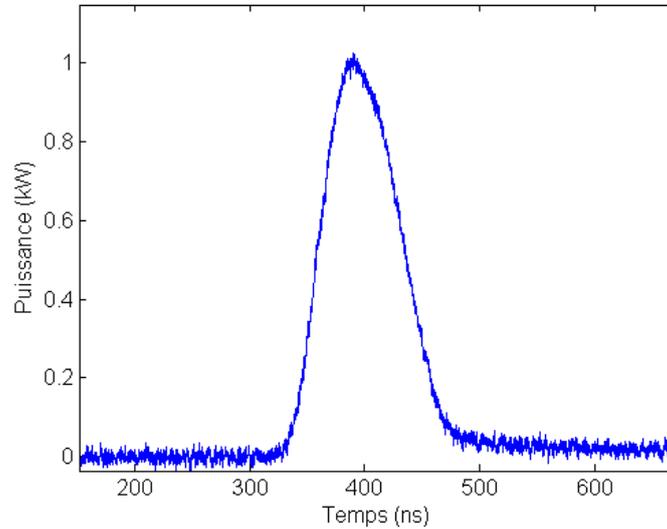


Figure 5.17 : Impulsion de 100 ns et 1 kW crête. L'énergie totale de cette impulsion est de 103  $\mu\text{J}$ .

Si on augmente temporairement l'élongation maximale de la fibre dopée la puissance seuil Brillouin d'augmente pas. Ce qui prouve que nous ne sommes pas limités par le dispositif de réduction de la SBS. La longueur de la fibre passive en sortie est fixée par convenance expérimentale. La longueur de cette fibre peut être ramenée si besoin à une longueur de 20 cm. Le dispositif de réduction de la SBS n'a aucun effet notable sur la qualité du faisceau avec un  $M^2$  de 1.2, cf. Figure 5.16. La forme des impulsions est elle aussi inchangée, les impulsions de 1kW de puissance crête et de 100 ns à mi-hauteur sont toujours pseudo gaussiennes et ne présentent pas de déformations due à la SBS, comme on peut le voir Figure 5.17.

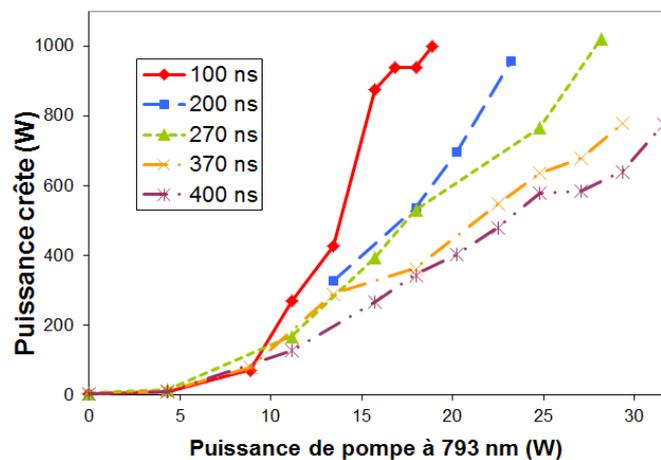


Figure 5.18 : Puissances crêtes en fonction de la puissance de pompe pour différentes durées d'impulsions.

La puissance des impulsions est limitée par la SBS dans la fibre passive de sortie mais pas leurs énergies. Une solution pour augmenter l'énergie des impulsions est d'augmenter la durée des impulsions. La Figure 5.18 présente la puissance crête des impulsions en fonction de la puissance de pompe pour différentes durées équivalentes d'impulsion. Quelle que soit la durée d'impulsion la limite Brillouin reste la même, c'est le cas pour les impulsions de 100, 200 et 270 nm. Ce qui correspond à des énergies respectives de 100, 200 et 270  $\mu\text{J}$ . Pour des impulsions plus longues 370 et 400 ns, la puissance est limitée par la puissance moyenne et donc par la puissance de pompe disponible et non plus par la SBS. La puissance crête maximale atteinte avec une impulsion de 400 ns est de 775 W, soit une énergie par impulsion de 310  $\mu\text{J}$ . En augmentant la puissance de pompe, il est théoriquement possible d'atteindre des puissances crête de 1 kW pour des impulsions de 400 ns, soit une énergie par impulsions de 400  $\mu\text{J}$ . En augmentant la durée d'impulsion, la puissance moyenne augmente et l'efficacité du système aussi, pour atteindre 24 % d'efficacité pour des impulsions de 400 ns. Les caractéristiques des impulsions en sortie de la source laser sont résumées dans le Tableau 5.1 : Caractéristiques des impulsions en sortie de la source laser. Tableau 5.1.

Tableau 5.1 : Caractéristiques des impulsions en sortie de la source laser.

<b>Durée d'impulsions (ns)</b>	<b>Puissance crête(W)</b>	<b>Puissance moyenne (W)</b>	<b>Puissance de pompe (W)</b>	<b>Efficacité (%)</b>
100	1000	2	20	10
200	960	3,8	23	16
270	1020	5	28	18
370	780	5,4	29	18
400	780	5,8	32	25

Le spectre optique en sortie du troisième étage varie très peu suivant les durées d'impulsions. La proportion d'ASE en sortie du troisième étage est en dessous de 0,5 %, comme on peut le voir Figure 5.19. On remarque en particulier un élargissement de 1 nm à la base du pic de signal. Il s'agit de la bande passante du filtre entre le deuxième et le troisième étage, ce qui limite l'OSNR à 35 dB. On peut aussi noter deux bosses de part et d'autre du pic de signal à environ deux tiers de sa hauteur. Il s'agit d'artéfacts de mesure de l'oscilloscope liés au pas de numérisation.

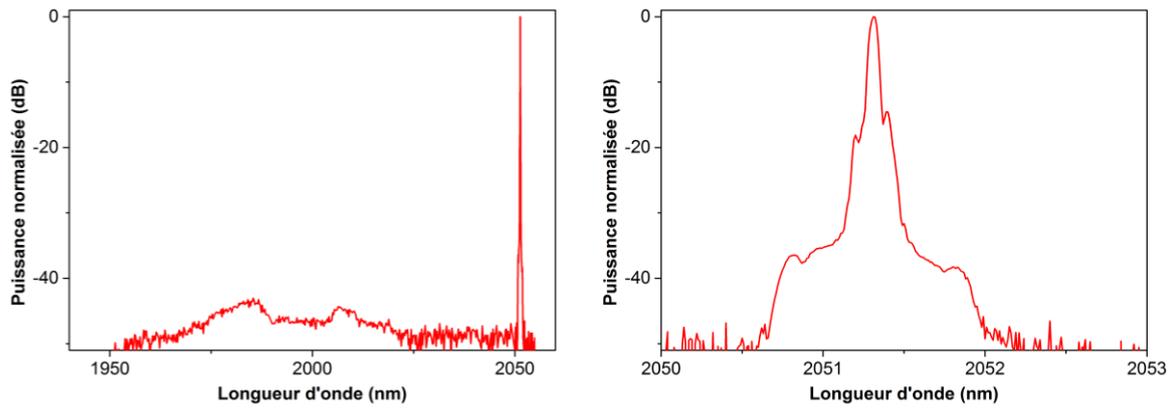


Figure 5.19 : Spectre du signal en sortie du troisième étage d'amplification pour une puissance crête de 1 kW et 100 ns de durée d'impulsion.

#### 5.5.4. Du dispositif expérimental au prototype

L'objectif final de cette thèse est de démontrer la faisabilité d'une source laser impulsionnelle, monofréquence, polarisée, avec un  $M^2$  proche de 1, à 2050 nm. Cette source n'est pas une fin en soi et il faut bien entendu que cette source soit transportable et qu'elle assure la protection des utilisateurs.

Pour assurer la sécurité de la source et des utilisateurs nous avons décidé d'intégrer l'ensemble des composants optiques dans un même boîtier d'où seul sort la tête optique et sa fibre optique. Les faisceaux de pompe à 793 nm sont les plus dangereux, la longueur d'onde du signal étant à sécurité oculaire. La Figure 5.20 est une photographie du premier étage d'amplification en fonctionnement. La lumière que l'on aperçoit provient de « fuites » de pompe. La tête optique est composée d'un collimateur fibré et d'un isolateur en espace libre, le tout monté dans une structure métallique et protégé par un couvercle en plexiglas.

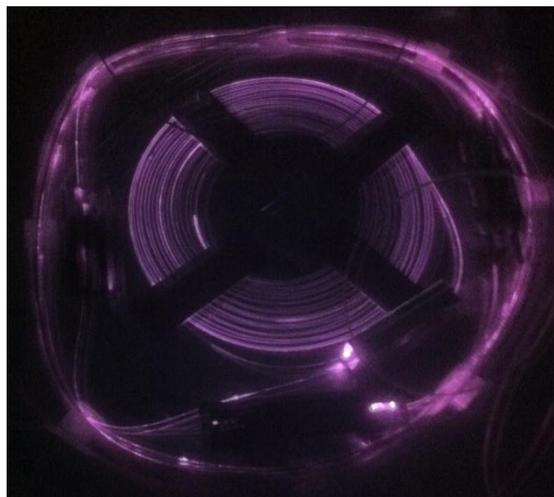


Figure 5.20 : Photographie du premier étage d'amplification en fonctionnement. Le capteur CCD utilisé est sensible à 793 nm, cela nous permet de voir les « fuites » de pompe.

Ce système est un prototype, nous utilisons des alimentations électriques et des contrôleurs de laboratoire. Ce qui fait que l'ensemble reste relativement volumineux à la vue de ce qu'est capable de réaliser Keopsys, cf. Figure 5.21. Néanmoins il est parfaitement transportable.

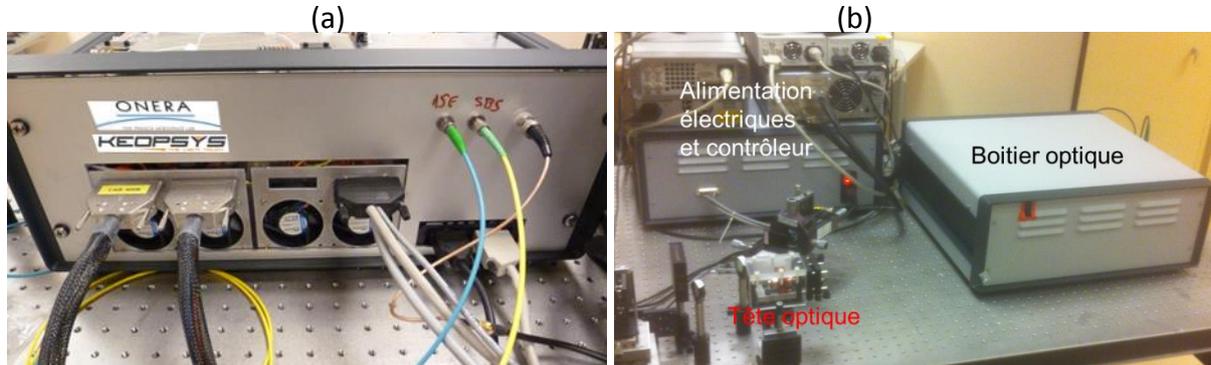


Figure 5.21 : Photographies du boîtier optique. (a) face arrière avec les connecteurs électriques et deux fibres optiques qui permettent de mesurer l'ASE du deuxième étage et le spectre de l'onde de Stokes dans le 3<sup>ème</sup> étage. (b) Face avant du boîtier optique avec la tête optique et les boîtiers d'alimentation électrique et de contrôle du boîtier optique.

Ce résultat est une étape essentielle vers une industrialisation d'une gamme de laser et amplificateur à 2  $\mu\text{m}$ .

## 5.6. Conclusion au chapitre

L'étude de la diffusion Brillouin stimulée et l'état de l'art des systèmes de réduction de la SBS, nous ont permis de repousser le seuil Brillouin de 4 dB. Le système que nous avons mis en œuvre crée un gradient d'élongation dans la fibre dopée du troisième étage d'amplification qui vient élargir le spectre du gain Brillouin suffisamment pour limiter l'accumulation et l'amplification des ondes de Stokes le long de la fibre.

La source laser atteint désormais une puissance crête de 1 kW. La durée des impulsions peut être modifiée pour augmenter l'énergie par impulsions jusqu'à 310  $\mu\text{J}$ . La proportion d'ASE reste en dessous du seuil de détection avec un OSNR de 35 dB. Le système de diminution de la SBS n'a eu aucun impact négatif sur les performances de la source.

L'ensemble de la source laser a été disposé dans un boîtier, plus proches de solutions industrielles, de manière à pouvoir la transporter, la protéger et protéger les utilisateurs de rayonnements laser non désirés.

Le système a de plus été utilisé par une autre équipe de l'Onera pour réaliser le premier OPO à base de ZGP oscillant en bande III et pompé par laser à fibre (Clément, et al., 2014).



## Chapitre 6 - Conclusion générale

L'objectif de notre travail était le développement d'une source laser impulsionnelle, monofréquence, autour de 2050 nm, linéairement polarisée de forte puissance pour le pompage d'OPO émettant dans la bande III, afin de réaliser une source laser cohérente pour la spectroscopie entre 6  $\mu\text{m}$  et 12  $\mu\text{m}$ . Les caractéristiques de la source laser sont aussi adaptées à la réalisation de lidars anémométriques, la transmission atmosphérique autour de 2050 nm est similaire à celle autour de 1550 nm, longueur d'onde utilisée par la plupart des lidars anémométriques aujourd'hui. De plus cette longueur d'onde est également à sécurité oculaire, caractéristique indispensable à un instrument destiné au terrain.

En premier lieu, nous avons fait un état de l'art des sources laser autour de 2  $\mu\text{m}$  avec différentes architectures des sources laser à fibre et les dernières avancées techniques. L'architecture la mieux adaptée aux caractéristiques de notre source laser est la structure à oscillateur maître amplifié en puissance (MOPA). Cette technique permet de dissocier l'oscillateur qui fixe la longueur d'onde et la largeur spectrale, le modulateur qui forme l'impulsion et les amplificateurs qui permettent d'augmenter la puissance des impulsions. Cette architecture nous permet d'avoir une source monofréquence avec des impulsions modulables et pouvant atteindre des puissances élevées.

Nous nous sommes ensuite intéressés la spectroscopie de l'ion  $\text{Tm}^{3+}$  dans la silice. La spectroscopie du  $\text{Tm}^{3+}$  est très riche, il peut être excité par de nombreuses longueurs d'onde. Le pompage à 793 nm en particulier fait appel à un effet de relaxation croisée qui permet d'augmenter le rendement quantique de la pompe d'un facteur deux. Nous nous sommes aussi intéressés au pompage cœur de fibres fortement dopées autour de 1550 nm. Notre but était de réaliser des amplificateurs avec une fibre dopée courte pour diminuer l'effet Brillouin. Pour cela nous avons étudié expérimentalement les effets de la pompe autour de 1560 nm sur les fibres dopées  $\text{Tm}^{3+}$ . Il apparait que la pompe autour de 1550 nm excite les niveaux d'énergie supérieurs du  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $^1\text{D}_2$  et  $^1\text{G}_4$ , ce qui a pour conséquence une perte d'efficacité de ce pompage. Cette perte d'efficacité est d'ailleurs croissante avec la température de la fibre et atteint 44 % pour une augmentation de la température extérieure de la fibre dopée de 40° C. Nous avons aussi observé ce que nous supposons être du photo-noircissement. Ces différents effets font que cette technique de pompage n'est pas adaptée à notre source.

La troisième partie a été consacrée au développement d'un modèle d'amplificateur à fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  adaptée aux régimes continu et impulsionnel. Ce modèle est fondé sur un ensemble d'équations décrivant les échanges énergétiques entre les ions  $\text{Tm}^{3+}$  dans la fibre. Nous avons validé le modèle sur des résultats expérimentaux en régime continu et impulsionnel avec des impulsions de quelques centaines de nanosecondes à la microseconde. Le modèle a néanmoins certaines limites, notamment pour la modélisation d'amplificateurs pompés cœur autour de 1550 nm. De plus il est très dépendant de paramètres comme les sections efficaces des fibres dopées. Ce modèle nous a permis de d'étudier la technique de pompe la mieux adaptée à l'amplification du signal à 2050. Il apparait que le meilleur compromis entre efficacité, encombrement et coût est le pompage gaine à 793 nm par des diodes laser fibrées.

Ensuite nous avons entamés la réalisation de la source laser impulsionnelle. La réalisation commence par le choix et le dimensionnement de la source. L'architecture retenue comprend un premier amplificateur continu de 1 W de puissance en sortie qui utilise une fibre dopée monomode. Cet amplificateur est modulé et passe successivement dans deux amplificateurs impulsionnels. La puissance crête du signal atteint 35 W en sortie du deuxième étage d'amplification et 500 W en sortie du troisième étage. La puissance est limitée par la diffusion Brillouin stimulée en sortie du troisième étage. La qualité de faisceau est excellente en sortie du troisième étage avec un  $M^2$  proche de 1.

Pour repousser le seuil de la diffusion Brillouin stimulée qui limite la puissance crête en sortie de l'amplificateur, nous nous sommes intéressés aux différentes techniques de réduction de cet effet. Une méthode de minimisation de l'interaction acousto-optique nécessite des fibres particulières dont nous ne disposons pas. Une autre technique consiste à créer un gradient thermique dans la fibre dopée. C'est cette technique qui est utilisée dans la littérature pour atteindre la puissance maximale à 2040 nm de l'état de l'art actuel. Néanmoins cette technique nécessiterai de chauffer la fibre dopée ce qui dégrade l'efficacité de l'amplificateur. Une autre technique de réduction de l'effet Brillouin consiste à créer un gradient d'élongation dans la fibre. C'est cette dernière que nous avons utilisée sur le dernier étage d'amplification de notre source laser. Cette technique nous a permis d'atteindre 1 kW de puissance crête pour de impulsions de 100 ns à 270 ns à mi-hauteur. Ce système ne dégrade pas la qualité de faisceau ni les formes des impulsions qui restent pseudo-gaussiennes. Avec ce système nous pouvons générer des impulsions monofréquences, linéairement polarisée qui atteignent 1 kW de puissance crête et une énergie par impulsions maximale de 310  $\mu$ J, lorsque le même amplificateur est limité à 530 W sans gradient d'élongation.

Les caractéristiques de la source (puissance crête, énergie par impulsion, qualité de faisceau, largeur spectrale) correspondent aux objectifs fixés. Le système a déjà été utilisé par une autre équipe de l'Onera pour réaliser le premier OPO à base de ZGP oscillant en bande III et pompé par laser à fibre.

Plusieurs pistes d'études sont envisageables pour la poursuite de ce travail. L'efficacité du deuxième étage d'amplification pourrait être améliorée. On peut imaginer utiliser un système de réduction de la diffusion Brillouin avec une fibre de diamètre de cœur inférieur et un pompage co-propagatif pour pouvoir se passer du filtre à ASE en sortie et améliorer l'efficacité de l'amplificateur. La source a été optimisée pour fonctionner à 2050 nm. Il peut aussi être intéressant d'étudier l'adaptation de la source à d'autres longueurs d'onde entre 1950 nm et 2100 nm.

## Annexe A. Guidage dans les fibres optiques

Dans sa forme la plus simple, une fibre optique est composée d'un cœur central de verre de rayon  $a$  avec un indice de réfraction  $n_1$  entouré par la gaine, une couche de verre de rayon  $b$  avec un indice de réfraction  $n_2$ , légèrement inférieur à  $n_1$  de 0,1 %. Ce type de fibre est appelé fibre à saut d'indice car l'indice optique change brutalement à l'interface cœur/gaine. Les faisceaux lumineux qui se propagent dans cœur de la fibre obéissent à la loi de Snell-Descartes. Pour qu'un faisceau se propage dans le cœur de la fibre optique, voir Figure 1.11, il faut que l'angle qu'il fait avec l'interface cœur/gaine soit suffisamment faible pour obéir aux conditions de réflexion totale interne. Cela revient à ce que le faisceau pénètre dans le cœur de la fibre avec un angle inférieur à  $\arctan(\sqrt{n_1^2 - n_2^2})$ . On définit ainsi l'ouverture numérique (ON) comme la tangente de cet angle limite. Soit  $ON = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ . Il s'agit de l'approche géométrique de la propagation dans la fibre optique.

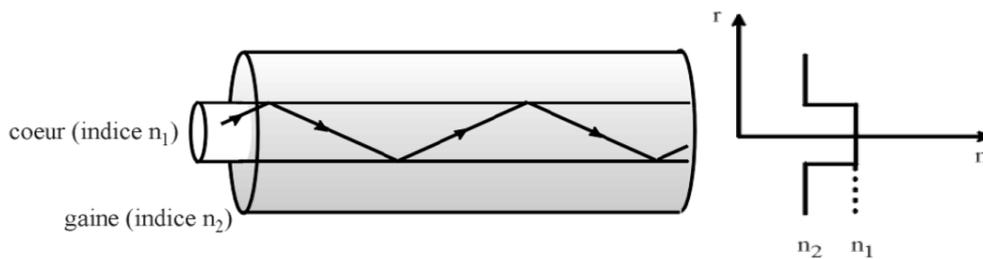


Figure A.1 : Propagation d'un faisceau laser dans une fibre à saut d'indice. À droite, profil radial de l'indice de réfraction.

Il existe une autre approche de la propagation dans les fibres optiques, l'approche ondulatoire. Les faisceaux lumineux sont des champs électromagnétiques et comme tout champ électromagnétique, ils obéissent aux équations de Maxwell. Avec  $E$  et  $H$  les vecteurs de champs électrique et magnétique respectivement, en  $\vec{r}$ , à l'instant  $t$ , oscillant à la fréquence  $\omega = 2\pi c/\lambda$ . Avec  $\epsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide et  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide. Avec  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $\mu_0\epsilon_0 = 1/c^2$ .

La résolution des équations de Maxwell dans le cadre d'une fibre optique permet d'obtenir l'équation d'onde pour le champ électrique, équation (A.1).

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) E_z = 0 \quad (\text{A.1})$$

D'où on extrait la composante radiale :

$$\frac{d^2 R}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dR}{d\rho} \left( n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{q^2}{\rho^2} \right) R = 0 \quad (\text{A.2})$$

L'équation (1.2) est l'équation différentielle qui a pour solution une fonction de Bessel de la première espèce  $F(\rho) = J_q(u\rho)$  avec  $u = (n^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2}$  et  $n = n_1$  pour  $\rho \leq a$  et une

fonction de Bessel de la seconde espèce  $F(\rho) = K_q(v\rho)$  pour  $\rho > a$  avec  $v = (\beta^2 - n^2 k_0^2)^{1/2}$  et  $n = n_2$ .

La continuité de ces deux champs en  $\rho = a$  amène à une équation aux valeurs propres (voir (Marcuse, 1991; Snyder, et al., 1983; Buck, 1995) pour plus de détail) :

$$\left[ \frac{J'_q(ua)}{uJ_q(ua)} + \frac{K'_q(va)}{vK_q(va)} \right] \left[ \frac{J'_q(ua)}{uJ_q(ua)} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{K'_q(va)}{vK_q(va)} \right] = q^2 \left( \frac{1}{u^2} + \frac{1}{v^2} \right) \left( \frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{1}{u^2} + \frac{1}{v^2} \right) \quad (\text{A.3})$$

Où le prime marque la dérivée suivant  $\rho$ . L'équation (A.7) permet de déterminer la constante de propagation  $\beta$  en fonction de la valeur du nombre azimutal  $q$ . On exprime les solutions propres de la constante de propagation par la variable  $\beta_{qm}$  avec  $q$  et  $m$  des nombres entiers.

### **Modes transverses : $q = 0$**

Lorsque le nombre azimutal est nul, c'est-à-dire lorsqu'il possède une symétrie de révolution pour la solution de modale, l'équation aux valeurs propres (A.3) se réduit à un produit nul. Nous pouvons avoir deux solutions indépendantes :

$$\left[ \frac{J'_q(ua)}{uJ_q(ua)} + \frac{K'_q(va)}{vK_q(va)} \right] = 0 \quad (\text{A.4})$$

$$\left[ \frac{J'_q(ua)}{uJ_q(ua)} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{K'_q(va)}{vK_q(va)} \right] = 0 \quad (\text{A.5})$$

L'équation (A.4) correspond aux modes transverses électriques (TE) dont la composante  $E_z$  est nulle. L'équation (A.5) correspond aux modes transverses magnétiques dont la composante  $H_z$  est nulle. On note ces modes  $TE_{0m}$  et  $TM_{0m}$  avec  $m$  le numéro de la racine de ces équations.

### **Modes transverses : $q \geq 1$**

Si le paramètre azimutal est supérieur ou égal à 1, les modes de la fibre sont dits hybrides car il existe à la fois une composante longitudinale en  $E$  et en  $H$ . Suivant la grandeur relative de ces composantes, le mode est nommé  $HE_{qm}$  ( $H_z$  prédominant) ou  $EH_{qm}$  ( $E_z$  prédominant). Comme pour les modes transverses, l'indice  $m$  correspond numéro de la racine de l'équation aux valeurs propres pour une valeur de  $m$  donnée.

### **Modes LP**

Dans les conditions de faible guidage, pour une différence d'indice entre le cœur et la gaine faible, on peut alors faire l'approximation  $n_1 \approx n_2$ . C'est le cas dans les fibres standards où la différence d'indice est de l'ordre de 0,1 %. Certains modes voient alors leurs constantes de propagation quasiment identiques. Cette dégénérescence nous amène à combiner les diverses composantes transverses pour former un mode linéairement polarisé. L'équation propre (A.3) se simplifie en :

$$\frac{uJ_{l-1}(ua)}{J_l(ua)} = -\frac{vK_{l-1}(va)}{K_l(va)} \quad (\text{A.6})$$

## Annexe A - Guidage dans les fibres optiques

Avec  $l = 1$  pour les modes TE et TM,  $l = q+1$  pour les modes EH et  $l = q-1$  pour les modes HE. On désigne les modes guidés sous le nom de modes  $LP_{lm}$  (pour linéairement polarisé). Leurs champs électriques sont représentés Figure A.2. L'indice  $l$  caractérise la périodicité angulaire. L'indice  $m$  définit la périodicité radiale.

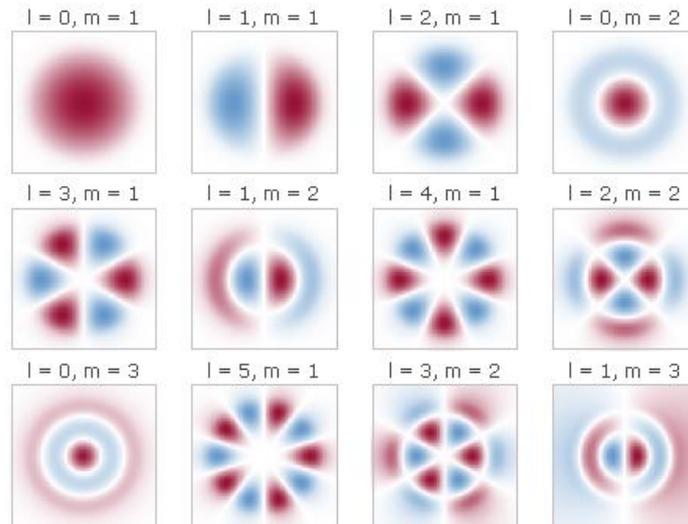


Figure A.2 : Forme des premiers modes LP. Les couleurs rouge et bleu représentent des champs électriques de signes opposés. D'après (Paschotta, 2008)

Le nombre de modes guidés par une fibre particulière est déterminé pour la condition  $v = 0$ , ce qui définit la fréquence de coupure  $u_c$  de l'équation  $u^2 + v^2 = (n_1^2 - n_2^2)k_0^2$ . On introduit la fréquence normalisée de la fibre  $V = a u_c = a k_0 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = \frac{2\pi a}{\lambda} ON$

Tableau A.1 : Fréquence de coupure des premiers modes LP en fonction de  $l$ .

l = 0		l = 1		l = 2		l = 3	
mode	$V_c$	Mode	$V_c$	Mode	$V_c$	Mode	$V_c$
LP <sub>01</sub>	0	LP <sub>11</sub>	2,405	LP <sub>21</sub>	3,832	LP <sub>31</sub>	5,136
LP <sub>02</sub>	3,832	LP <sub>12</sub>	5,520	LP <sub>22</sub>	7,016	LP <sub>32</sub>	8,417
LP <sub>03</sub>	7,016	LP <sub>13</sub>	8,654	LP <sub>23</sub>	10,174	LP <sub>33</sub>	11,620
LP <sub>04</sub>	10,174	LP <sub>14</sub>	11,792	LP <sub>24</sub>	13,324	LP <sub>34</sub>	14,796

Ainsi on peut calculer la fréquence de coupure pour chaque mode. Si  $V$  est inférieure à 2,405, la fibre est monomode, seul le mode fondamental  $LP_{01}$  peut se propager. Si  $V$  est

compris entre 2,4 et 3,8, la fibre peut guider deux modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$ . Le nombre de mode guidé  $n_M$  dans une fibre est approximé par la formule  $n_M \approx V^2/2$  pour une fibre à saut d'indice et sans tenir compte des modes dégénérés et symétriques.

Le mode fondamental est communément approximé par une enveloppe gaussienne  $E(\rho) = e^{-(2r/\omega)^2}$  dont le diamètre de mode  $\omega$  en  $\frac{1}{e}$  est donné par la formule de Marcuse, équation (A.7).

$$\omega = \sqrt{2}a(0,65 + 1,649V^{-3/2} + 2,879V^{-6}) \quad (\text{A.7})$$

Prenons par exemple 3 fibres utilisées expérimentalement, présentées Tableau 2.3. Elles sont toutes monomodes transverses, avec une fréquence réduite inférieure à 2,405. La fibre de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur a une fréquence normalisée à 2050 nm très proche de la limite. Cette même fibre n'est plus monomode à 2000 nm avec une fréquence normalisée de 2,463.

Tableau A.2 : Calcul de la fréquence réduite et du diamètre de mode pour trois fibres utilisées expérimentalement.

Diamètre du cœur ( $\mu\text{m}$ )	Ouverture numérique	Fréquence normalisée à 2050 nm	Diamètre de mode ( $\mu\text{m}$ )
6	0,22	2,023	5,3
10 (9,8)	0,16	2,403	7,6
9	0,16	2,207	7,4

## Annexe B. Calcul de l'interférence entre deux faisceaux

Interférence de deux signaux cohérents entre eux :  $E_1$  est continu, d'amplitude  $\frac{\sqrt{P}}{2}$ .  $E_2$  est impulsionnel. La forme temporelle de  $E_2$  est  $\sqrt{f(t)}$ . De plus  $E_2$  est modulée par le MAO à la fréquence  $\Omega$ . Soit  $E_1 = \frac{\sqrt{P}}{2} e^{i\omega t}$  Et  $E_2 = \sqrt{f(t)} e^{i\omega t + i\Omega t + \phi}$

### *Cas général*

L'interférence des deux signaux s'écrit comme le module de la somme des deux signaux. On suppose que les deux signaux sont déphasé de  $\phi$ , en plus de la modulation du MAO

$$\begin{aligned}
 |E_1 + E_2|^2 &= \left| \frac{\sqrt{P}}{2} (\cos(\omega t) + i \sin(\omega t)) \right. \\
 &\quad \left. + \sqrt{f(t)} (\cos(\omega t + \Omega t + \phi) + i \sin(\omega t + \Omega t + \phi)) \right|^2 \\
 &= \left( \frac{\sqrt{P}}{2} \cos(\omega t) + \sqrt{f(t)} \cos(\omega t + \Omega t + \phi) \right)^2 \\
 &\quad + \left( \frac{\sqrt{P}}{2} \sin(\omega t) + \sqrt{f(t)} \sin(\omega t + \Omega t + \phi) \right)^2 \\
 &= \frac{P}{4} + f(t) + \sqrt{Pf(t)} (\cos(\omega t) \cos(\omega t + \Omega t + \phi) + \sin(\omega t) \sin(\omega t + \Omega t + \phi))
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

$$\text{Or } \cos(A) \cos(B) = \frac{\cos(A+B) + \cos(A-B)}{2} \text{ et } \sin(a) \sin(B) = \frac{\cos(A-B) - \cos(A+B)}{2}$$

$$\text{D'où } |E_1 + E_2|^2 = \frac{P}{4} + f(t) + \sqrt{Pf(t)} \cos(\Omega t + \phi)$$

### *Entre les impulsions*

Choisissons  $t_0$  tel que  $f(t_0) = 0$ , c'est-à-dire que  $E_2$  est nul.

$$\text{On a } |E_1 + E_2|^2 = \frac{P}{4}$$

### *Pendant l'impulsion*

Choisissons  $t_1$  tel que  $f(t_1) = \max(f(t)) = \frac{P}{4}$

On a alors

$$|E_1 + E_2|^2 = \frac{P}{4} + f(t_1) + \sqrt{Pf(t_1)} \cos(\Omega t_1 + \phi) = \frac{P}{2} + \frac{P}{2} \cos(\Omega t_1 + \phi) \tag{B.2}$$

Donc suivant le déphasage  $\phi$ , la valeur de l'interférence a deux valeurs extrêmes :

$$\text{Soit } \cos(\Omega t_1 + \phi) = -1$$

$$\text{D'où } |E_1 + E_2|^2 = 0$$

$$\text{Soit } \cos(\Omega t_1 + \phi) = 1$$

$$\text{D'où } |E_1 + E_2|^2 = P$$

Ainsi pour deux signaux de même amplitude  $\frac{\sqrt{P}}{2}$ , l'un continu et l'autre impulsionnel, le signal d'interférence a une valeur maximale de  $P$  et une valeur minimale de  $0$ . Prenons par exemple deux signaux cohérent l'un impulsionnel et l'autre continu de même amplitude  $\sqrt{P} = 1$ . Le signal impulsionnel a une forme gaussienne de  $200$  ns à mi-hauteur, il est de plus modulé à  $46$  MHz. La figure d'interférence de ces deux signaux est présentée Figure 4.28. On retrouve une puissance de  $1$  W lorsque le signal impulsionnel est nul et des impulsions qui oscillent entre  $0$  et  $4$  W au maximum de l'impulsion.

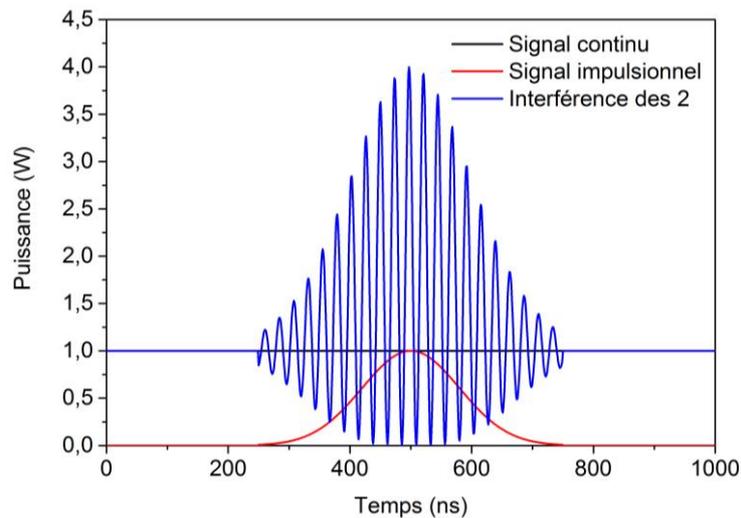


Figure B.1 : Figure d'interférence modélisée de deux signaux, continu et impulsionnel, de même amplitude maximale. Le signal impulsionnel est modulé à  $46$  MHz.

## Publications et communications de l'auteur

### Publications

**E. Lucas, L. Lombard, Y. Jaouën, S. Bordais et G. Canat,**

*1 kW peak power, 110 ns single-frequency thulium doped fiber amplifier at 2050 nm,*  
Applied Optics, Vol. 53, p. 4413-4419, (2014).

**G. Canat, W. Renard, E. Lucas, L. Lombard, J. Le Gouët, A. Durécu, P. Bourdon, S. Bordais et Y. Jaouën,**

*Eyesafe high peak power pulsed fiber lasers limited by fiber nonlinearity,*  
Optical Fiber Technology, (2014).

### Communications

**E. Lucas, L. Lombard, G. Canat, Y. Jaouën et S. Bordais,**

*Dépendance en température d'un amplificateur à fibre dopée thulium pompé à 1560 nm,*  
Journées nationales de l'optique guidée (JNOG) (2012).

**E. Lucas, L. Lombard, G. Canat, Y. Jaouën et S. Bordais,**

*Pulsed kW-peak power and integrated all fiber MOPA single-frequency source at 2050nm,*  
Proceeding of SPIE Photonics Europe, p. 91350M-91350M, (2014).

**Q. Clément, E. Lucas, J.-M. Melkonian, J.-B. Dherbecourt, M. Raybaut, G. Canat et A. Godard,**

*Nested Cavity Optical Parametric Oscillator Emitting at 8  $\mu\text{m}$  Pumped by a Pulsed Single-Frequency 2  $\mu\text{m}$  Fiber Laser,*  
Proceeding of Europhoton (2014).



## Bibliographie

**Agrawal P.G.** *Non linear fiber optics*, Academic Press (2001).

**Alhenc-Gelas Claire** *Etude de la conversion de fréquence par amplification paramétrique dans les fibres optiques transparentes dans l'infrarouge*, Institut d'optique graduate school, (2012).

**Antipenko B. M.** *Cross-relaxation schemes for pumping laser transitions*, Soviet Physics - Technical Physics, Vol. 29, p. 228-230, (1984).

**Aozasa Shinichi, Masuda Hiroji et Shimizu Makoto** *S-Band Thulium-Doped Fiber Amplifier Employing High Thulium Concentration Doping Technique*, Journal of Lightwave Technology, Vol. 24, p. 3842-3848, (2006).

**Arai Kazuo [et al.]** *Aluminum or phosphorus co-doping effects on the fluorescence and structural properties of neodymium-doped silica glass*, Journal of Applied Physics, Vol. 59, p. 3430-3436, (1986).

**Armagan G [et al.]** *Determination of Tm-Ho rate coefficients from spectroscopic measurements*, Advanced solid state lasers, éditions T. Fan and B. Chai, Vol. 20, p. 141-145 (1994).

**Barnes W.L. et Townsend J.E.** *Highly tunable and efficient diode pumped operation of Tm<sup>3+</sup> doped fibre lasers*, Electronics Letters, Vol. 26, p. 746-747, (1990).

**Barria Jessica Barrientos [et al.]** *Microsecond fiber laser pumped, single-frequency optical parametric oscillator for trace gas detection*, Optics Letters, Vol. 38, p. 2165-2167, (2013).

**Bordais Sylvain** *Etude des amplificateurs et lasers 1 μm de forte puissance à base de fibre double gaine dopée Ytterbium*, Ecole nationale supérieure de sciences appliquées et de technologies, (2003).

**Bourdon Pierre [et al.]** *Coherent combining of low-peak-power pulsed fiber amplifiers with 80-ns pulse duration*, Proceedings of SPIE, Vol. 7914, p. 79140W-79140W-7, (2011).

**Bousselet Philippe [et al.]** *+ 30 dBm output power from a cladding-pumped Yb-free EDFA for L-band applications*, Optical Amplifiers and Their Applications Conference, (2001).

**Boyd Robert W.** *Nonlinear optics*, Academic press, (2003).

**Boyd Robert W., Kazimierz Rza et Narum Paul** *Noise initiation of stimulated Brillouin scattering*, Physical Review A, Vol. 42, p. 5514-5521, (1990).

**Brice K. [et al.]** *Conception d'un nouveau modèle analytique pour laser de puissance monomode à fibre double clad, et réalisation expérimentale d'un laser de puissance à 110nm*, JNOG, (2000).

- Brierley M.C., France P.W. et Millar C.A.** *Lasing at 2  $\mu\text{m}$  and 1  $\mu\text{m}$  in a holmium doped fluoro-zirconate fibre laser*, Electronics Letters, Vol. 24, p. 539-540, (1988).
- Broer M. M., Krol D. M. et DiGiovanni D. J.** *Highly nonlinear near-resonant photodarkening in a thulium-doped aluminosilicate glass fiber*, Optics Letters, Vol. 18, p. 799-801 (1993).
- Buccoliero Daniel [et al.]** *Thulium pumped high power supercontinuum in loss-determined optimum lengths of tellurite photonic crystal fiber*, Applied Physics Letters, Vol. 97, p. 061106, (2010).
- Buck John A.** *Fundamentals of Optical Fibers*, édition Series Wiley, Pure and Applied Optics, (1995).
- Bures J., Lacroix S. et Lapierre J.** *Analyse d'un coupleur bidirectionnel à fibres optiques monomodes*, Applied Optics, Vol. 22, p. 1918-1922, (1983).
- Canat G. [et al.]** *Characteristics of the Brillouin spectra in Erbium-Ytterbium fibers*, Optics Express, Vol. 16, p. 3212-3222, (2008).
- Chiao R. Y., Townes C. H. et Stoicheff B. P.** *Stimulated Brillouin Scattering and Coherent Generation of Intense Hypersonic Waves*, Physical Review Letters, Vol. 12, p. 592-595, (1964).
- Christensen S. [et al.]** *400W monolithic high efficiency 2  $\mu\text{m}$  MOPA*, Proceeding of SPIE, Vol. 7325, p. 73250C, (2009).
- Cilip Christopher M. [et al.]** *Infrared laser thermal fusion of blood vessels: preliminary ex vivo tissue studies*, Journal of Biomedical Optics, Vol. 18, pp. 58001-58001, (2013).
- Clément Q. [et al.]** *Nested Cavity Optical Parametric Oscillator Emitting at 8  $\mu\text{m}$  Pumped by a Pulsed Single-Frequency 2  $\mu\text{m}$  Fiber Laser*, Europhoton, (2014).
- Creeden Daniel, Budni Peter A. et Ketteridge Peter A.** *Pulsed Tm-doped fiber lasers for mid-IR frequency conversion*, Proceeding of SPIE, Vol. 7195, p. 1-5, (2009).
- Desormeaux A [et al.]** *Mid-infrared high-resolution absorption spectroscopy by use of a semimonolithic entangled-cavity optical parametric oscillator*, Optics letters, Vol. 29, p. 2887-2889, (2004).
- Desurvire E. et Simpson J.R.** *Amplification of spontaneous emission in erbium-doped single-mode fibers*, Journal of Lightwave Technology, Vol. 7, p. 835-845, (1989).
- Dexter David L** *A theory of sensitized luminescence in solids*, The Journal of Chemical Physics, AIP Publishing, Vol. 21, p. 836-850, (1953).
- Dherbecourt Jean-Baptiste** *Processus non linéaires pour la génération d'impulsions picosecondes accordables dans l'infrarouge moyen*, Ecole Polytechnique, (2010).
- Digonnet F. M.** *Rare-Earth-Doped fiber lasers and amplifiers*, édition Press CRC, (2001).
- Dolfi-Bouteyre Agnès [et al.]** *1.5  $\mu\text{m}$  all fiber pulsed lidar for wake vortex monitoring*, Conference on Lasers and Electro-Optics, p. CMQ3, (2008).

**Dragic Peter D. [et al.]** *Pockels' coefficients of alumina in aluminosilicate optical fiber*, Journal of Optical Society of America B, Vol. 30, p. 244-250, (2013).

**Dragic Peter D.** *Estimating the effect of Ge doping on the acoustic damping coefficient via a highly Ge-doped MCVD silica fiber*, Journal of Optical Society of America B, Vol. 26, p. 1614-1620, (2009).

**Dragic Peter D.** *SBS-Suppressed, Single Mode Yb-Doped Fiber Amplifiers*, Optical Fiber Communication Conference and National Fiber Optic Engineers Conference, p. JThA10, (2009).

**Duhant Mathieu** *Etude des sources supercontinuum à fibres transparentes dans le moyen infrarouge*, Université de Bourgogne, (2012).

**Duhant Mathieu [et al.]** *Improving mid-infrared supercontinuum generation efficiency by pumping a fluoride fiber directly into the anomalous regime at 1995nm*, The European Conference on Lasers and Electro-Optics, p. CD9, (2011).

**Ehrenreich Thomas [et al.]** *1 kW, all-glass Tm: fiber laser*, Proceeding of SPIE, Vol. 7580, p. 758016, (2010).

**Ehret G. [et al.]** *Space-borne remote sensing of CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, and N<sub>2</sub>O by integrated path differential absorption lidar: a sensitivity analysis*, Applied Physics B, Vol. 90, p. 593-608, (2008)

**Eichhorn Marc et Jackson Stuart D.** *High-pulse-energy actively Q-switched Tm<sup>3+</sup>-doped silica 2 μm fiber laser pumped at 792 nm*, Optics Letters, Vol. 32, p. 2780-2782, (2007).

**Eichhorn Marc** *Numerical Modeling of Tm-Doped Double-Clad Fluoride Fiber Amplifiers*, Journal Of Quantum Electronics, Vol. 41, p. 1574-1581, (2005).

**Eichhorn Marc** *Untersuchung einesdiodengepumpten Faserverstärkers mit Emission bei 2 μm*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg i.Br., (2004).

**El-Agmy RM et Al-Hosiny N. M.** *870 mW blue laser emission at 480 nm in a large core thulium doped ZBLAN fiber laser*, Laser Physics, Vol. 20, p. 838-841, (2010).

**El-Sherif Ashraf F. et King Terence A.** *High-peak-power operation of a Q-switched Tm<sup>3+</sup>-doped silica fiber laser operating near 2 μm*, Optics Letters, Vol. 28, p. 22-24, (2003).

**Engelbrecht Martin [et al.]** *Wavelength resolved intracavity measurement of the cross sections of a Tm-doped fiber*, Optics Express, Vol. 16, p. 1610-1615, (2008).

**Engelbrecht R., Mueller M. et Schmauss B.** *SBS shaping and suppression by arbitrary strain distributions realized by a fiber coiling machine*, Proceedings of IEEE/LEOS Winter Topicals, paper WC1, Vol. 3, p. 248-249, (2009).

**Engelbrecht Rainer, Hagen Johannes et Schmidt Matthias** *SBS-suppression in variably strained fibers for fiber-amplifiers and fiber-lasers with a high spectral power density*, Proceeding of SPIE, Vol. 5777, p. 795-798, (2005).

- Falconieri M. [et al.]** *Fluorescence dynamics in an optically-excited Tm,Ho:YAG crystal*, Optical Materials, Vol. 7, p. 135-143, (1997).
- Fang Q. [et al.]** *Half-mJ all fiber based single frequency nanosecond pulsed fiber laser at 2  $\mu\text{m}$* , Photonics Technology Letters, Vol. 24, p. 353-355, (2011).
- Fang Qiang [et al.]** *High power and high energy monolithic single frequency 2  $\mu\text{m}$  nanosecond pulsed fiber laser by using large core Tm-doped germanate fibers: experiment and modeling*, Optics express, Vol. 20, p. 16410-16420, (2012).
- Faure Basil** *Fabrication et caracterisation de fibres optiques en silice dopées au thulium : influence de l'environnement des terres rares pour l'amplification dans la bande S*, Université de Nice-Sophia Antipolis, (2005).
- Fermann M. E. [et al.]** *Efficient operation of an Yb-sensitised Er fibre laser at 1.56  $\mu\text{m}$* , Electronics Letters, Vol. 24, p. 1135-1136(1), (1988).
- Förster Th.** *Zwischenmolekulare energiewanderung und fluoreszenz*, Annalen der physik, Wiley Online Library, Vol. 437, p. 55-75, (1948).
- Garmire E. et Townes C.H.** *Stimulated Brillouin Scattering in Liquids*, Applied Physics Letters, Vol. 5, p. 84-86, (1964).
- Geng Jihong [et al.]** *Kilowatt-peak-power, single-frequency, pulsed fiber laser near 2  $\mu\text{m}$* , Optics Letters, Vol. 36, p. 2293-2295, (2011).
- Giles C. R. et Desurvire E.** *Modeling erbium-doped fiber amplifiers*, Journal of Lightwave Technology, Vol. 9, p. 271-283, (1991).
- Godard Antoine** *Infrared (2-12 $\mu\text{m}$ ) solid-state laser sources: a review*, Comptes Rendus Physique, Vol. 8, p. 1100-1128, (2007).
- Goodno Gregory D., Book Lewis D. et Rothenberg Joshua E.** *600-W single-mode single-frequency thulium fiber laser amplifier*, Proceedings of SPIE, Vol. 7195, p. 71950Y, (2009).
- Goodno Gregory D., Book Lewis D. et Rothenberg Joshua E.** *Single-Frequency, Single-Mode Emission at 2040 nm from a 600-W Thulium-Doped Fiber Amplifier Chain*, Advanced Solid-State Photonics, p. paper MF2, (2009).
- Gray S. [et al.]** *Optical Fibers With Tailored Acoustic Speed Profiles for Suppressing Stimulated Brillouin Scattering in High-Power, Single-Frequency Sources*, Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 15, p. 37-46, (2009).
- Hansryd J. [et al.]** *Increase of the SBS Threshold in a Short Highly Nonlinear Fiber by Applying a Temperature Distribution*, Journal of Lightwave Technology, Vol. 19, p. 1691-1697, (2001).
- Hayward R. A. [et al.]** *Efficient cladding-pumped Tm-doped silica fiber laser with high power single mode output at 2  $\mu\text{m}$* , Electronics Letters, Vol. 36, p. 711-712, (2000).
- Heidt A. M. [et al.]** *100 kW peak power picosecond thulium-doped fiber amplifier system seeded by a gain-switched diode laser at 2  $\mu\text{m}$* , Optics Letters, Vol. 38, p. 1615-1617, (2013).

**Jackson S. D., Sabella Alexander et Lancaster David G.** *Application and Development of High-Power and Highly Efficient Silica-Based Fiber Lasers Operating at 2 $\mu$ m*, Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 13, p. 567-572, (2007).

**Jackson S.D. et King T. A.** *Theoretical modeling of Tm-doped silica fiber lasers*, Journal of Lightwave Technology, Vol. 17, p. 948-956, (1999).

**Jackson S. D.** *The spectroscopic and energy transfer characteristics of the rare earth ions used for silicate glass fibre lasers operating in the shortwave infrared*, Laser & Photonics Reviews, Vol. 3, p. 466-482, (2009).

**Jackson Stuart D.** *Cross relaxation and energy transfer upconversion processes relevant to the functioning of 2  $\mu$ m Tm<sup>3+</sup>-doped silica fibre lasers*, Optics Communication, Vol. 230, p. 197-203, (2004).

**Jackson Stuart D. et King Terence A.** *Efficient Gain-Switched Operation of a Tm-Doped Silica Fiber Laser*, Journal of Quantum Electronics, Vol. 34, p. 779-789, (1998).

**Jackson Stuart D. et King Terence A.** *High-power diode-cladding-pumped Tm-doped silica fiber laser*, Optics Letters, Vol. 20, p. 1462-1464, (1998).

**Jackson Stuart D. et Mossman Simon** *Efficiency dependence on the Tm<sup>3+</sup> and Al<sup>3+</sup> concentrations for Tm<sup>3+</sup>-doped silica double-clad fiber lasers*, Applied Optics, Vol. 42, p. 2702-2706, (2003)

**Jaeck Julien** *Émission infrarouge sous champ électrique dans le cristal de ZnSe dopé au chrome*, Ecole Polytechnique, (2009).

**Jiang Min et Tayebati Parviz** *Stable 10 ns, kilowatt peak-power pulse generation from a gain-switched Tm-doped fiber laser*, Optics Letters, Vol. 32, pp. 1797-1799, (2007).

**Judd B. R.** *Optical Absorption Intensities of Rare-Earth Ions*, Physical Review, Vol. 127, p. 750-761, (1962).

**Klein M.E. [et al.]** *Microsecond pulsed optical parametric oscillator pumped by a Q-switched fiber laser*, Optics letters, Vol. 28, p. 2222-2224, (2003).

**Koch Grady J [et al.]** *High-energy 2  $\mu$ m Doppler lidar for wind measurements*, Optical Engineering, Vol. 46, p. 116201-116201, (2007).

**Kobyakov A. [et al.]** *Stimulated Brillouin scattering in optical fibers*, Advances in optics and photonics, Vol. 2, p. 1-59, (2010).

**Koester Charles J. et Snitzer Elias** *Amplification in a Fiber Laser*, Applied Optics, Vol. 3, pp. 1182-1186, (1964).

**Komukai Tetsuro [et al.]** *Upconversion pumped thulium-doped fluoride fiber amplifier and laser operating at 1.47  $\mu$ m*, Journal of Quantum Electronics, Vol. 31, p. 1880-1889, (1995).

- Köpp Friedrich, Rahm Stephan et Smalikhov Igor** *Characterization of Aircraft Wake Vortices by 2- $\mu$  m Pulsed Doppler Lidar*, Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, Vol. 21, p. 194-206, (2004).
- Kovalev V. I. et Harrison R. G.** *Suppression of stimulated Brillouin scattering in high-power single-frequency fiber amplifiers*, Optics Letters, Vol. 31, p. 161-163, (2006).
- Kulcsar G., Jaouen Y., Canat G., Olmedo E., Debarge G. et Harrison R. G.** *Multiple-Stokes stimulated Brillouin scattering generation in pulsed high-power double-cladding Er<sup>3+</sup>-Yb<sup>3+</sup> codoped fiber amplifier*, Photonics Technology Letters, Vol.15., p. 803-805, (2003).
- Law Pi-Cheng et Dragic Peter D.** *Wavelength dependence of the Brillouin spectral width of boron doped germanosilicate optical fibers*, Optics Express, Vol. 18, p. 18852-18865, (2010).
- Li M. J. [et al.]** *Fiber designs for reducing stimulated Brillouin scattering*, Optical Fiber Conference, p. 1-3, (2006).
- Loudon R.** *The Quantum Theory of Light*, éditions Publications Oxford Science, (1985).
- MacFarlane R. M. et Shelby R. M.** *Homogeneous line broadening of optical transitions of ions and molecules in glasses*, Journal of Luminescence, Vol. 36, p. 179, (1987).
- Marcuse D.** *Gaussian approximation of the fundamental modes of graded-index fibers*, Journal of Optical Society of America, Vol. 68, p. 103-109, (1978).
- Marcuse D.** *Theory of dielectric optical waveguides*, édition Press Academic, (1991).
- Mason Paul D. et Michaille Laurent F.** *Review of the development of nonlinear materials for mid-IR generation*, Proceeding of SPIE, Vol. 7115, p. 71150N-71150N-10, (2008).
- McCumber D. E.** *Einstein Relations Connecting Broadband Emission and Absorption Spectra*, Physical Review, Vol. 136, p. A954-A957, (1964).
- Mears R. J. [et al.]** *Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54  $\mu$ m*, Electronics Letters, Vol. 23, p. 1026-1028, (1987).
- Mermelstein M. D. [et al.]** *11.2 dB SBS gain suppression in a large mode area Yb-doped optical fiber*, Proceeding of SPIE, Vol. 6873, p. 68730N-1--68730N-7, (2008).
- Morin Franck** *Conception d'une source à impulsions courtes à 1600 nm à fibres dopées erbium. Application à la greffe de cornée*, Université Paris Sud - Paris XI, (2010).
- Nikles M., Thevenaz L. et Robert P. A.** *Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers*, Journal of Lightwave Technology, Vol. 15, p. 1842-1851, (1997).
- Ofelt G. S.** *Intensities of Crystal Spectra of Rare-Earth Ions*, The Journal of Chemical Physics, Vol. 37, p. 511-520, (1962).
- Oh Kyunghwan, Morse T. F. et Kilian A. and Reinhart, L.** *Continuous-wave oscillation of thulium-sensitized holmium-doped silica fiber laser*, Optics Letters, Vol. 19, p. 278-280, (1994).

- Paschotta Rüdiger** *Encyclopedia of laser physics and technology*, édition Wiley-VCH, (2008).
- Peng Bo et Izumitani Tetsuro** *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, p. 794-810, (1995).
- Percival R. M. et Williams J. R.** *Highly efficient 1.064  $\mu m$  upconversion pumped 1.47  $\mu m$  thulium doped fluoride fibre amplifier*, *Electronics Letters*, Vol. 30, p. 1684-1685, (1994).
- Peterka Pavel [et al.]** *Theoretical modeling of fiber laser at 810 nm based on thulium-doped silica fibers with enhanced  $^3H_4$  level lifetime*, *Optics Express*, Vol. 19, p. 2773-2781, (2011).
- Poole S.B. [et al.]** *Fabrication of low-loss optical fibres containing rare-earth ions*, *Electronics Letters*, Vol. 21, p. 737-738, (1985).
- Poulton Christopher G., Pant Ravi et Eggleton Benjamin J.** *Acoustic confinement and stimulated Brillouin scattering in integrated optical waveguides*, *Journal of Optical Society of America B*, Vol. 30, p. 2657-2664, (2013).
- Rablau Corneliu Ioan**, *Photoluminescence and Optical Absorption Spectroscopy of Infrared Materials  $Cr^{2+}$ : ZnSe and ZnGeP<sub>2</sub>*, West Virginia University Libraries, (1999).
- Raybaut Myriam** *Sources paramétriques optiques innovantes à base de semi-conducteurs isotropes*, Université Paris XI Orsay, (2006).
- Renard William** *Etude et réalisation de sources laser fibres impulsives de forte puissance autour de 2  $\mu m$* , Ecole doctorale de l'Ecole Polytechnique, (2012).
- Renard William, Canat Guillaume et Bourdon Pierre** *26 nJ picosecond solitons from thulium-doped single-mode master oscillator power fiber amplifier*, *Optics Letters*, Vol. 37, p. 377-379, (2012).
- Renversez G. [et al.]** *Nonlinear effects above 2  $\mu m$  in chalcogenide suspended core microstructured optical fibers : Modeling and experiments*, *Photonics Conference*, (2011).
- Rothman L. S. [et al.]** *The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database*, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 110, p. 533-572, (2009).
- Shen Yonghang [et al.]** *PPMgLN-Based High-Power Optical Parametric Oscillator Pumped by Yb-Doped Fiber Amplifier Incorporates Active Pulse Shaping*, *Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 15, p. 385-392, (2009).
- Shi Wei [et al.]** *220  $\mu J$  monolithic single-frequency Q-switched fiber laser at 2  $\mu m$  by using highly Tm-doped germanate fibers*, *Optics Letters*, Vol. 36, p. 3575-3577, (2011).
- Siegman A. E.** *Lasers*, University Science Book, (1986).
- Simpson D. A.** *Spectroscopy of Thulium Doped Silica Glass*, Victoria University, (2008).

- Smith R. G.** *Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering*, Applied Optics, Vol. 11, p. 2489-2594, (1972).
- Snitzer E. [et al.]** *Double clad, offset core Nd fiber laser*, Proceedings of SPIE, Vol PD5, p. PD5-1, (1988).
- Snyder A. W. et Love J. D.** *Optical waveguide theory*, édition Chapman et Hall, (1983).
- Solodyankin Max A. [et al.]** *Mode-locked 1.93  $\mu\text{m}$  thulium fiber laser with a carbon nanotube absorber*, Optics Letters, Vol. 33, p. 1336-1338, (2008).
- Sorokina Irina T.**  *$\text{Cr}^{2+}$ -doped II--VI materials for lasers and nonlinear optics*, Optical Materials, Vol. 26, p. 395-412, (2004).
- Stutzki Fabian [et al.]** *2.4 mJ, 33 W Q-switched Tm-doped fiber laser with near diffraction-limited beam quality*, Optics Letters, Vol. 38, p. 97-99, (2013).
- Taczak Thomas M. et Killinger Dennis K.** *Development of a Tunable, Narrow-Linewidth, CW 2.066- $\mu\text{m}$  Ho: YLF Laser for Remote Sensing of Atmospheric CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O*, Applied optics, Vol. 37, p. 8460-8476, (1998).
- Thevenaz Luc** *Review and Progress on Distributed Fibre Sensing*, Optical Society of America, p. ThC1, (2006).
- Tittel Frank K, Richter Dirk et Fried Alan** *Mid-infrared laser applications in spectroscopy*, Solid-State Mid-Infrared Laser Sources, Springer, (2003).
- Titterton David H.** *Requirements for laser devices used in countermeasure applications*, European Symposium on Optics and Photonics for Defence and Security, p. 598907-598907, (2005).
- Trokel S. L., Srinivasan R. et Braren B.** *Excimer laser surgery of the cornea*, American Journal of Ophthalmology, Vol. 96, p. 710-714, (1983).
- Turri Giorgio [et al.]** *Temperature-dependent spectroscopic properties of  $\text{Tm}^{3+}$  in germanate, silica, and phosphate glasses: A comparative study*, Journal of Applied Physics, Vol. 103, p. 093104 -093104-7, (2008).
- van Deventer M. O. [et al.]** *Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers*, Journal of Lightwave Technology, Vol. 12, p. 585-590, (1994).
- Walsh B. M. et Barnes N. P.** *Comparison of Tm:ZBLAN and Tm:silica fiber lasers; spectroscopy and tunable pulsed laser operation around 1.9  $\mu\text{m}$* , Applied Physics B, Vol. 78, p. 325-333, (2004).
- Walsh Brian M. [et al.]** *Optical properties of  $\text{Tm}^{3+}$  ions in alkali germanate glass*, Journal of Non-Crystalline Solids, 50-51 : Vol. 352, p. 5344-5352, (2006).
- Wang Qing [et al.]** *Q-switched pulses amplified with short thulium-doped silicate fibers*, Proceeding of SPIE, Vol. 8237, p. 82371W, (2012).
- Yariv A.** *Quantum Electronics*, édition Wiley, (1975).

## Bibliographie

**Yin K. [et al.]** *High-power all-fiber wavelength-tunable thulium doped fiber laser at 2  $\mu\text{m}$* , Optics Express, Vol.22, p. 19947-19952, (2014).

**Yoshizawa N. et Imai T.** *Stimulated Brillouin scattering suppression by means of applying strain distribution to fiber with cabling*, Journal of Lightwave Technology, Vol. 11, p. 1518-1522, (1993).

**Zakel Andrew [et al.]** *High-brightness, rapidly-tunable Cr: ZnSe lasers*, Advanced Solid-State Photonics, p. MD2, (2005).



## Table des illustrations

Figure 1.1 : Coupe d'un œil humain. Source .....	14
Figure 1.2 : Fenêtres de transparences de l'atmosphère dans l'infrarouge, bandes I, II et III. D'après (Alhenc-Gelas, 2012).....	15
Figure 1.3 : Exemple de mesure d'un lidar anémométrique pour détecter les tourbillons de sillage, obtenus par l'Onera dans le cadre du projet Credos. ....	15
Figure 1.4 : Sections efficaces d'absorptions simulées du CO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O, NH <sub>3</sub> et N <sub>2</sub> O d'après la base HITRAN (Rothman, et al., 2009) .....	16
Figure 1.5 : Supercontinuum obtenu avec des fibres en verre fluoré pour différentes puissances crêtes avec des impulsions nanosecondes, d'après (Duhant, et al., 2011) .....	17
Figure 1.6 : Absorption typique d'une cornée, proche de celle de l'eau. D'après (Morin, 2010).....	18
Figure 1.7 : Spectres d'absorption relatifs de Cr <sup>2+</sup> -II-VI avec les efficacités relatives des sources laser existantes, d'après (Sorokina, 2004).....	20
Figure 1.8 : Fenêtre de transmission de l'atmosphère dans l'infrarouge, bandes d'absorption des principales espèces chimiques et bandes d'émission des différentes sources laser correspondantes d'après (Renard, 2012) (Jaek, 2009)(Rablau, 1999)(Tittel, et al., 2003).....	21
Figure 1.9 : Couverture spectrale des différents cristaux non linéaires pour OPO, avec en gris les zones de pertes d'efficacité dues à de l'absorption multi-photon (Godard, 2007; Dherbecourt, 2010). 22	22
Figure 1.10 : Exemple d'OPO émettant à 8 μm avec un cristal de ZGP pompé par un laser à fibre à 2051 nm. (Clément et al. 2014) .....	23
Figure 1.11 : Propagation d'un faisceau laser dans une fibre à saut d'indice. A droite, profil radial de l'indice de réfraction. ....	23
Figure 1.12 : Tétraèdre de SiO <sub>4</sub> . ....	24
Figure 1.13 : Exemple de MCVD avec un substrat de silice et différent dopant (Ge, P, F). Source ...	25
Figure 1.14 : Diamètre d'un faisceau autour du point focal.....	26
Figure 1.15 : Schéma d'une fibre à maintien de polarisation avec les axes de biréfringence.....	27
Figure 1.16 : Exemples de fibres à maintien de polarisation. A gauche une fibre de type panda et à droite une fibre nœud papillon.....	28
Figure 1.17 : Schéma de principe général d'un coupleur multimode.....	30
Figure 1.18 : Schéma de fonctionnement d'un V-groove (source keopsys.com).....	30
Figure 1.19 : Schéma d'un système de couplage par l'extrémité de la fibre.....	31
Figure 1.20 : Principe d'un laser à fibre à cavité linéaire. ....	31
Figure 1.21 : Principe d'un amplificateur à fibre.....	33
Figure 1.22 : Principe d'un MOPA impulsif avec deux étages d'amplification.....	33

Figure 1.23 : Schéma de deux amplificateurs simples passages pompé co-propagativement (a) et contra-propagativement (b). .....	34
Figure 1.24 : Schéma de deux amplificateurs, simple passage (a) et double passage (b). .....	35
Figure 1.25 : Spectre optique en sortie d'un amplificateur monofréquence à 2050 nm avec une ASE centrée autour de 1990 nm.....	35
Figure 1.26 : Evolutions de la puissance des sources laser continues à fibres dopées Yb et Tm. Les sources laser Tm sont détaillées : référence, longueur d'onde et caractéristiques (SM, SF). .....	38
Figure 1.27 : Evolutions des puissances crêtes des sources laser impulsionnelles à fibre dopée thulium. ....	39
Figure 1.28 : Efficacité différentielle de sources laser à fibres dopée Tm pompée à 793 nm.....	40
Figure 2.1 : Diagramme énergétique simplifié du $Tm^{3+}$ dans la silice avec les huit premiers niveaux d'énergie et la longueur d'onde correspondant à l'émission (à gauche) et l'absorption (à droite) des niveaux respectifs. ....	43
Figure 2.2 : Exemple de sections efficaces de fibre dopée $Tm^{3+}$ . GSA est l'absorption depuis le niveau fondamental $^3H_4$ , ESA est l'absorption pas des niveaux excités comme $^3F_4$ . D'après (Faure, 2005) .....	44
Figure 2.3 : Mécanisme de pompage à 1550 nm pour l'émission à 2050 nm. ....	45
Figure 2.4 : Mécanisme de pompage à 1220 nm pour l'émission à 2050 nm. ....	45
Figure 2.5 : Mécanisme de pompage à 793 nm pour l'émission à 2050 nm par désexcitation par émission de phonon. ....	46
Figure 2.6 : Mécanismes de pompe à 793 nm pour l'émission à 2050 nm par relaxation croisée vers le niveau $^3F_4$ .....	46
Figure 2.7 : Mécanismes de désexcitation non-linéaires du niveau $^3H_4$ . Les sous niveaux Stark des niveaux énergétiques sont détaillés. ....	47
Figure 2.8 : Courbe de saturation théorique d'une fibre dopée $Tm^{3+}$ . ....	50
Figure 2.9 : Schéma de mesure de la puissance de saturation. ....	51
Figure 2.10 : Mesure de saturation pour une fibre PM 2 de 1,7 m, limitée par la puissance injectée de 1 W. ....	51
Figure 2.11 : Section efficaces d'absorption (a) et d'émission (b) normalisées pour les fibres SM 2 et PM 2. ....	52
Figure 2.12 : Schéma du montage de mesure du temps de vie de la transition $^3F_4-^3H_6$ du thulium (Renard, 2012). ....	53
Figure 2.13 : Montage expérimental testé lors de l'observation des taches bleues. ....	55
Figure 2.14 : Photos de la fibre dopée de l'amplificateur pompé à 1560 nm, posée sur la table optique pour la refroidir. Le rose n'est pas dans le spectre visible, il correspond à une longueur d'onde autour de 800 nm. ....	55
Figure 2.15 : Montage expérimental d'étude de l'influence de la température sur les fibres dopées $Tm^{3+}$ .....	56

## Table des illustrations

Figure 2.16 : Diagramme énergétique simplifié du $Tm^{3+}$ expliquant le photo-noircissement par la pompe à 1064 nm d'après (Broer, et al., 1993). .....	58
Figure 2.17 : Pertes d'efficacité pour 2 h de fonctionnement pour 5 W de puissance de pompe à 1560 nm. ....	59
Figure 2.18 : Diagramme énergétique simplifié du $Tm^{3+}$ pouvant expliquer le photo-noircissement par la pompe à 1560 nm.....	59
Figure 2.19 : Efficacité des différentes fibres dopées $Tm^{3+}$ en fonction de la densité de puissance injectée pour une puissance de pompe de 5 W à 1560 nm. ....	60
Figure 2.20 : Variation de l'efficacité des fibres en fonction de la température par rapport à l'efficacité à 0°C. ....	61
Figure 2.21 : Spectre de fluorescence des différentes fibres dopées. ....	62
Figure 2.22 : Variations des pics de fluorescence en fonction de la température de l'étuve. (a) fluorescence autour de 800 nm. (b) fluorescence autour de 460 nm. ....	63
Figure 2.23 : Mécanismes d'excitation des niveaux élevés du $Tm^{3+}$ . ....	65
Figure 3.1 : Mécanismes de transition énergétique de désexcitation du niveau $^3H_5$ avec les temps de vie correspondants. ....	70
Figure 3.2 : Mécanismes linéaires retenus pour le modèle.....	71
Figure 3.3 : Ensemble des mécanismes modélisés.....	71
Figure 3.4 : Référentiel cylindrique de la fibre dopée modélisée. Les ondes guidées par la fibre se propagent suivant z.....	75
Figure 3.5 : Schéma du modèle numérique.....	82
Figure 3.6 : Exemple de sortie de simulation avec en (a) la variation de puissance signal le long de la fibre, en (b) celle de la puissance de pompe et celles des puissance d'ASE co et contra-propagative en (e). (c) présente la répartition des population normalisées le long de la fibre. (d) montre le spectre le spectre optique en sortie de l'amplificateur.....	84
Figure 3.7 : Montage simulé pour l'étude de la saturation. ....	85
Figure 3.8 : Simulation de l'absorption en fonction de la puissance injectée à 1997 nm dans une fibre dopée $Tm^{3+}$ de 10 $\mu m$ (PM 2).....	86
Figure 3.9 : Schéma du montage expérimental avec une fibre dopée $Tm^{3+}$ PM 2 de 9 m pompé co-propagativement gaine à 793 nm. ....	86
Figure 3.10 : Schéma du montage expérimental avec une fibre dopée $Tm^{3+}$ PM 2 de 50 cm.....	88
Figure 3.11 : Graphique qui présente les erreurs entre les simulations et les résultats expérimentaux de différents montages. Les erreurs présentées sont issues de la moyenne des erreurs de chaque configuration expérimentale présentée Tableau 3.3 au maximum de puissance de pompe indiqué. ....	89
Figure 3.12 : Résultats d'amplifications expérimentales et simulées d'un amplificateur pompé gaine contra-propagativement à 793 nm avec une fibre dopée de 10 $\mu m$ (PM 2) de 9 m pour différentes puissance de signal injecté à 1997 nm. ....	90

Figure 3.13 : Puissances simulée et expérimentale d'un amplificateur utilisant une fibre dopée $Tm^{3+}$ PM 1 avec un signal injecté de 1,5 mW à 2050 nm.....	90
Figure 3.14 : Erreurs de la simulation par rapport aux résultats expérimentaux. Les erreurs présentées sont issues de la moyenne des erreurs de chaque configuration expérimentale présentée tableau 3.2 au maximum de puissance de pompe indiqué. ....	91
Figure 3.15 : Résultats d'amplifications expérimentales et simulées d'un amplificateur pompé cœur à 1560 nm avec une fibre dopée de 6 $\mu m$ (PM 1) de 0,33 m pour différentes puissance de signal injecté à 2050 nm.....	92
Figure 3.16 : Plusieurs impulsions en échelle log pour faire apparaître l'ASE entre les impulsions. ....	94
Figure 3.17 : Forme d'impulsion en sortie d'un amplificateur expérimentale et simulée d'une impulsion injectée carré de 1 $\mu s$ à 1997 nm. ....	94
Figure 3.18 : Puissance crête pour des impulsions injectées de 1 $\mu s$ à 10 kHz, 20 kHz et 100 kHz de fréquence de répétition en fonction de la puissance de pompe obtenues par simulation et expérimentation. ....	95
Figure 3.19 : Montages de test impulsif (a) co-propagatif et (b) contra-propagatif pompage gaine à 793 nm. ....	96
Figure 3.20 : Puissances crêtes en fonction de la fréquence de répétition pour des impulsions carrées de 1 $\mu s$ avec un pompage gaine à 793 nm de 6,5 W en co-propagatif et 5,8 W en contra-propagatif.....	97
Figure 3.21 : Longueur d'onde du pic de gain en fonction de la population moyenne normalisée du niveau $^3F_4$ pour une fibre de 10 $\mu m$ (PM 2) et les sections efficaces utilisées. ....	99
Figure 3.22 : Schéma général des montages. ....	101
Figure 3.23 : Répartition de la population normalisée du niveau $^3F_4$ le long de la fibre d'après la simulation. ....	102
Figure 3.24 : Gain linéique en fonction de la longueur d'onde au maximum de population de chaque technique de pompe Figure 3.23.....	103
Figure 3.25 : Résultats de la simulation de l'amplificateur avec une fibre dopée $Tm^{3+}$ SM 2 de 5 m avec 4 W de pompe à 793 nm. La résolution du spectre est de 1 nm. ....	104
Figure 4.1 : Schéma de principe d'un MOPA modulé par un modulateur acousto-optique (MAO), avec deux étages d'amplification.....	108
Figure 4.2 : Schéma d'un MOPA avec deux étages d'amplification émettant à 1995 nm (Creeden, et al., 2009).....	109
Figure 4.3 : Schéma du montage expérimental de test de l'architecture co-propagative. ....	111
Figure 4.4 : Schéma du montage expérimental de test de l'architecture contra-propagative.....	111
Figure 4.5 : Résultats expérimentaux des montages simples passages. La puissance de signal injectée est de 3 mW à 2050 nm. (a) Puissances de signal et proportions d'ASE en sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance de pompe à 1560 nm. (b) Spectres optiques normalisés correspondant, au maximum de pompe (5 W). ....	112
Figure 4.6 : Simulation de différentes courbes de puissance et de gain le long de la fibre pour les deux sens de propagation de la pompe, co-propagativement en (a) et contra-propagativement en (b).	

## Table des illustrations

Ces simulations ont été réalisées pour une puissance de pompe de 5 W, une fibre de 6 $\mu\text{m}$ (SM 2) de 3 m et une puissance de signal injectée de 3 mW.....	113
Figure 4.7 : Schéma du montage expérimental de test de l'architecture double passage.....	114
Figure 4.8 : Résultats expérimentaux du montage double passage. (a) Puissance de signal et proportion d'ASE. (b) Spectre optique en sortie de l'amplificateur.....	115
Figure 4.9 : Exemple du signal mesuré par la photodiode en sortie de l'amplificateur double passage. .....	115
Figure 4.10 : Caractéristique courant/puissance des diodes de 5,5 W. ....	118
Figure 4.11 : Schéma du montage de test du taux d'extinction du MEO.....	119
Figure 4.12 : Schéma du premier étage d'amplification. ....	120
Figure 4.13 : Caractéristiques de l'amplificateur. (a) Puissance signal expérimentale et simulée et proportion d'ASE en fonction de la puissance de pompe. (b) Spectre optique au maximum d'émission.....	121
Figure 4.14 : Caractéristiques du 2ème étage d'amplification pompé co-propagativement. (a) Puissance signal expérimentale fonction de la puissance de pompe. (b) Spectre optique au maximum d'émission. ....	122
Figure 4.15 : Schéma du montage du deuxième étage d'amplification pompé contre-propagativement. .....	123
Figure 4.16 : Caractéristiques du 2ème étage d'amplification pompé contra-propagativement. (a) Puissance moyenne de signal et proportion d'ASE pour des impulsions de 200 ns à 40 kHz. (b) Spectre optique au maximum d'émission.....	123
Figure 4.17 : (a) Schéma du filtre ASE. (b) Spectres normalisés en sortie du filtre pour des impulsions de 200 ns à 40 kHz. ....	124
Figure 4.18 : Sortie du deuxième étage d'amplification. (a) Puissance crête des différentes durées d'impulsions en fonction de la fréquence de répétition. (b) Exemples d'impulsions en sortie du deuxième étage. ....	125
Figure 4.19 : Schéma général de la source laser avec le troisième étage avec collimateur et isolateur en espace libre. ....	126
Figure 4.20 : Photographies du laser rouge en sortie de la fibre LMA. Le laser rouge n'est pas couplé dans les barreaux et le cœur.....	126
Figure 4.21 : Schéma du banc d'analyse du faisceau laser. Les miroirs dichroïques ont une réflexion de 95 % à 2050 nm. La PYROCAM peut être montée à la place de la sortie vers l'analyseur de spectre optique.....	127
Figure 4.22 : Images du faisceau lors de la soudure coupleur/fibre LMA mesurée par une PYROCAM III avec des pixels de 100 $\mu\text{m}$ . La pixellisation des images est due à un choix non optimal de l'objectif. (a) mode en sortie du coupleur, (b) faisceau après la soudure entre la fibre dopée et le coupleur. ....	128
Figure 4.23 : Caractéristiques de la sortie du troisième étage d'amplification. (a) Puissance crête pour des impulsions de 100 ns à 20 kHz de fréquence de répétition. (b) Impulsions en sortie du 3ème étage avec et sans déformations dues à la SBS.....	129

Figure 4.24 : Formes d'impulsions en sortie des 2 <sup>ème</sup> et 3 <sup>ème</sup> étages pour des impulsions de 100 ns (a) et 400 ns (b) à mi-hauteur. La puissance crête en sortie du 2 <sup>ème</sup> étage étant de 35 W et de 530 W pour le 3 <sup>ème</sup> étage.....	130
Figure 4.25 : Faisceaux observés par le banc de mesure du M <sup>2</sup> pour 100 et 500 W crête respectivement à (a) et (b). .....	130
Figure 4.26 : Mesure du M <sup>2</sup> , rayon du faisceau en fonction sa position .....	131
Figure 4.27 : Schéma du montage d'interférence entre les sorties des 1 <sup>er</sup> et 3 <sup>ème</sup> étages.....	131
Figure 4.28 : figure d'interférence mesurée en faisant interférer des faisceaux issus des 1 <sup>er</sup> et 3 <sup>ème</sup> étages d'amplification.....	132
Figure 4.29 : Schéma récapitulatif des figures d'interférences réalisées. ....	133
Figure 4.30 : Figures d'interférence entre différents faisceaux de la source laser. Figure d'interférences interférence entre l'injecteur et la sortie du MAO en impulsionsnel (a), entre l'injecteur et le MAO en continu (b), entre le l'injecteur et le 3 <sup>ème</sup> étage (c), entre le 1 <sup>er</sup> étage et le MAO (d). ....	133
Figure 4.31 : Schéma du banc de mesure modifié pour la mesure de polarisation en sortie du 3 <sup>ème</sup> étage.....	134
Figure 5.1 : Principe de la diffusion Brillouin en configuration Stokes.....	138
Figure 5.2 : Schéma de principe d'un modèle à éléments localisés d'amplificateur.....	141
Figure 5.3 : Estimation du gain Brillouin dans une fibre dopée Tm <sup>3+</sup> . (a) Schéma du montage expérimental. (b) Impulsions mesurées autour du seuil Brillouin. ....	143
Figure 5.4 : Résultats de simulation du troisième étage d'amplification au seuil Brillouin.....	144
Figure 5.5 : Spectres de gain Brillouin mesuré et modélisé d'après (Canat, et al., 2008) . Le mode acoustique à l'origine de chaque pic est précisé dans des fibres Er/Yb à 1550 nm.....	145
Figure 5.6 : Amplitudes des trois modes acoustiques L <sub>01</sub> , L <sub>02</sub> et L <sub>03</sub> ainsi que du mode fondamental LP <sub>01</sub> et du profil d'indice dans la fibre dopée (Canat, et al., 2008) .....	146
Figure 5.7 : Modes optiques et acoustique dans une fibre LMA qui permet d'augmenter le seuil Brillouin de 11,2 dB (Mermelstein, et al., 2008).....	146
Figure 5.8 : Différentes spectres de l'onde de Stokes, (a) sans gradient de température, (b) avec un saut de température (type III), (c) avec un gradient continu de température(type II) comme présenté Figure 5.9. D'après (Hansryd, et al., 2001). ....	147
Figure 5.9 : Augmentation du seuil Brillouin en fonction du gradient de température et de sa distribution. D'après (Hansryd, et al., 2001). ....	148
Figure 5.10 : Contraintes mécaniques imposées à la fibre pour créer une modulation sinusoïdale de la fibre. D'après (Yoshizawa, et al., 1993).....	149
Figure 5.11 : Spectres de l'onde de Stokes pour différentes variation d'élongation. D'après (Yoshizawa, et al., 1993) .....	150
Figure 5.12 : Schéma du système d'enroulement de la fibre passive avec contrainte mécanique. D'après (Engelbrecht, et al., 2009).....	151
Figure 5.13 : Forme du gradient d'élongation.....	152

## Table des illustrations

Figure 5.14 : Schéma du montage expérimental avec circulateur pour mesure l'onde de Stokes. Puissance crête en entrée de .....	152
Figure 5.15 : Spectre mesuré en sortie du circulateur. (a) en fonction de la puissance de pompe sans dispositif de réduction de la SBS. (b) avec et sans dispositif de réduction de la SBS au seuil Brillouin.....	153
Figure 5.16 : Faisceau observé par le banc de mesure du $M^2$ pour 500 (a) et 1 kW crête (b), voir paragraphe 4.3.4.3. ....	153
Figure 5.17 : Impulsion de 100 ns et 1 kW crête. L'énergie totale de cette impulsion est de 103 $\mu$ J. ....	154
Figure 5.18 : Puissances crêtes en fonction de la puissance de pompe pour différentes durées d'impulsions. ....	154
Figure 5.19 : Spectre du signal en sortie du troisième étage d'amplification pour une puissance crête de 1 kW et 100 ns de durée d'impulsion. ....	156
Figure 5.20 : Photographie du premier étage d'amplification en fonctionnement. Le capteur CCD utilisé est sensible à 793 nm, cela nous permet de voir les « fuites » de pompe. ....	156
Figure 5.21 : Photographies du boîtier optique. (a) face arrière avec les connecteurs électriques et deux fibres optiques qui permettent de mesurer l'ASE du deuxième étage et le spectre de l'onde de Stokes dans le 3 <sup>ème</sup> étage. (b) Face avant du boîtier optique avec la tête optique et les boîtiers d'alimentation électrique et de contrôle du boîtier optique. ....	157
Figure A.1 : Propagation d'un faisceau laser dans une fibre à saut d'indice. A droite, profil radial de l'indice de réfraction. ....	161
Figure A.2 : Forme des premiers modes <i>LP</i> . Les couleurs rouge et bleue représentent des champs électriques de signes opposés. D'après (Paschotta, 2008).....	163
Figure B.1 : Figure d'interférence modélisée de deux signaux, continu et impulsionnel, de même amplitude maximale. Le signal impulsionnel est modulé à 46 MHz.....	166



## Table des tableaux

Tableau 1.1 : Les principales terres rares avec leur longueur d'onde d'émission et leurs premières utilisations dans des fibres optiques. ....	<b>Erreur ! Signet non défini.</b>
Tableau 1.2 : Etat de l'art des sources laser commerciales autour de 2 $\mu\text{m}$ . ....	41
Tableau 2.1 : Paramètres des fibres dopées $\text{Tm}^{3+}$ utilisées. ....	49
Tableau 2.2 : Mesure des temps de vie pour différentes fibres. D'après (Renard, 2012). ....	54
Tableau 2.3 : Paramètres des fibres utilisées pour le montage expérimental d'étude en température. .	57
Tableau 3.1 : Résumé des nomenclatures utilisées. ....	72
Tableau 3.2 : Paramètres .....	84
Tableau 3.3 : Résumé des différentes configurations expérimentales.....	87
Tableau 3.4 : Résultats de simulation et expérimentaux pour les trois techniques de pompes. ....	101
Tableau 4.1 : Cahier des charges de la source laser. ....	108
Tableau 4.2 : Récapitulatif des différents montages exploratoires.....	116
Tableau 4.3 : Récapitulatif des performances des étages d'amplifications pour des impulsions de 100 ns à 20 kHz. ....	135
Tableau 5.1 : Caractéristiques des impulsions en sortie de la source laser. ....	155
Tableau A.1 : Fréquence de coupure des premiers modes LP en fonction de $l$ .....	163
Tableau A.2 : Calcul de la fréquence réduite et du diamètre de mode pour trois fibres utilisées expérimentalement.....	164



## **Développement d'une source laser à fibre dopée thulium pour la génération d'impulsions cohérentes, linéairement polarisée et de forte puissance à 2050 nm**

Les sources lasers à fibre sont utiles dans de nombreux domaines, des télécommunications au médical et l'aéronautique, grâce à leur grande cohérence spatiale. Elles sont de plus compactes, robustes et efficaces. Les sources lasers autour de 2  $\mu\text{m}$  utilisant des fibres optiques dopées thulium sont encore peu développées. Elles allient sécurité oculaire et bonne propagation dans l'atmosphère ce qui les rendent particulièrement attractives pour les lidars. La spectroscopie dans la bande 6-12  $\mu\text{m}$  à l'aide d'oscillateurs paramétriques optiques nécessite également des lasers de pompe impulsions de forte puissance crête, linéairement polarisés, monofréquences autour de 2050 nm, de bonne qualité de faisceau pour pomper les cristaux non linéaires comme le ZGP. Mais ces paramètres favorisent la limitation de la puissance par un effet non linéaire, la diffusion Brillouin spontanée (DBS). Pour répondre à ce besoin nous avons commencé par étudier les fibres en silice dopées thulium ainsi que les différentes techniques de pompage et les architectures associées afin de déterminer l'architecture optimale pour la source laser. Pour nous aider dans cette tâche, nous avons développé un modèle numérique d'amplificateur à fibre qui permet aussi d'estimer les limites en puissance imposées par la SBS. Grâce à ces études, nous avons réalisé dans un second temps une source laser avec une architecture d'oscillateur maître amplifié en puissance (MOPA) limitée par la DBS à 530 W crête. Dans un troisième temps nous avons mis en oeuvre un système de réduction de la DBS qui permet à la source d'atteindre une puissance crête de 1 kW pour des impulsions de 100 à 400 ns tout en respectant l'aspect monofréquence à 2050 nm, linéairement polarisé, cohérent et la grande qualité de faisceau de la source ( $M^2=1,2$ ).

**Mots-clés :** SOURCE LASER ; AMPLIFICATEUR A FIBRE ; FIBRE DOPEE THULIUM ; THULIUM ; 2 $\mu\text{M}$  ; MONOFREQUENCE ; DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE

## **Design of a Thulium doped fiber laser delivering single frequency linearly polarized high peak power pulses at 2050 nm**

Fiber laser sources are useful in lots of domains, from telecommunication to medical and aerospace applications as they enable to achieve a good spatial coherence. They are compact and robust. Thulium doped fiber sources operating in the atmospheric transparency window and eye safe wavelength range of 1.9-2.1  $\mu\text{m}$  are still being under development whereas they are highly desirable for many applications such as LIDAR or spectroscopy. Spectroscopy in the 6-12  $\mu\text{m}$  band need specific pulsed coherent linearly polarized high-power single-frequency laser sources for pumping of optical parametric oscillator crystal as ZGP. But these characteristics increase the power limiting by a nonlinear effect, the stimulated Brillouin scattering (SBS). To fulfill this need, at first we studied thulium doped fibers and their pumping techniques to optimize the laser source architecture. In this way, we developed a numerical model for thulium-doped fiber amplifier able to estimate SBS power threshold. These studies allowed us to develop a master oscillator power amplifier limited by SBS to 530 W peak power. Then we use a SBS mitigation technique to increase the peak power to 1 kW without modification of the single-frequency linearly polarized high beam quality coherent parameters of the laser source ( $M^2=1,2$ ).

**Keywords :** LASER SOURCE ; FIBER AMPLIFIER ; THULIUM DOPED FIBRE ; THULIUM ; 2  $\mu\text{M}$  ; SINGLE FREQUENCY ; STIMULATED BRILLOUIN SCATTERING