

Université de Limoges

ED 610 - Sciences et Ingénierie des Systèmes, Mathématiques,  
Informatique (SISMI)

XLIM CNRS UMR-7252 Axe Photonique

Thèse pour obtenir le grade de  
Docteur de l'Université de Limoges  
Électronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes

Présentée et soutenue par  
**Mostafa SABRA**

Le 12 décembre 2019

# Développement de lasers à fibres thulium bi-fréquences à impulsions synchrones pour la réalisation de sources Téràhertz

Thèse dirigée par Philippe Roy et Georges Humbert

JURY :

Président du jury

M. Alain Bartelety, Directeur de Recherche CNRS-HDR, Xlim, Université de  
Limoges

Rapporteurs

M. Laurent Bigot, Directeur de recherche CNRS-HDR, PhLAM, Université de Lille

M. Thierry Chartier, Professeur, ENSSAT, Université de Rennes

Examineurs

M. William Renard, Ingénieur de recherche, IRISIOME

M. Eric Lallier, Ingénieur de recherche, Thales R&T Palaiseau

M. Georges Humbert, Chercheur CNRS, Xlim, université de Limoges

M. Philippe Roy, Directeur de recherche CNRS-HDR, Xlim, Université de Limoges





A ma famille



## Remerciements

---

Tout d'abord je tiens à remercier mes directeurs de thèse, Philippe Roy et Georges Humbert, qui m'ont encadré tout au long de ces trois années. Je vous remercie pour vos conseils et votre soutien.

Je souhaite également remercier l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) d'avoir financé cette thèse.

Merci à Monsieur Laurent Bigot et Monsieur Thierry Chartier, d'avoir accepté d'être mes rapporteurs et d'avoir pris le temps de lire ce manuscrit. Merci également à Monsieur Alain Bartelemy, Monsieur William Renard et Monsieur Eric Lallier d'avoir examiné ce travail et participé à mon jury.

Mes remerciements vont aussi à Matthias Jager et Tobias Tiess de m'avoir accueilli à l'IPHT/Jena en Allemagne pour réaliser des mesures expérimentales dans le cadre du projet TERATUNE. Je remercie Tobias avec qui j'ai pu avoir des échanges scientifiques riches sur les cavités laser fibrées et la configuration en Thêta.

Merci à l'ensemble de l'équipe Photonique : Jean-Louis, Raphaël, Sébastien, Romain, Baptiste, Marie-Alicia, Shuwen, Céline pour nos discussions scientifiques et la qualité des échanges.

Je remercie également David, Erwan, Rémi, Mathieu, Fred, Martin, Colman, Dia, Clément, Marc, Frank, Hector, Irina, Philippe, Loredana, Alexendra, Damien, et Maryna pour les bons moments que nous avons pu partager autour d'un café, d'un foot, d'une bière, d'un barbecue ou d'un Bowling. Je souhaite le meilleur à Flavien, Maxime, Hugo, Mohammad, Yan, Raphaël, Nadia, Idriss Souhayl pour la fin de leurs thèses.

## Droits d'auteurs

---

Cette création est mise à disposition selon le Contrat :

« **Attribution-Pas d'Utilisation Commerciale-Pas de modification 3.0 France** »

disponible en ligne : <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/fr/>



## Table des matières

---

Introduction Générale.....	19
Chapitre I. Les lasers à fibre accordables.....	23
I.1. Les applications des lasers impulsions bi-fréquences accordables .....	23
I.1.1. Le LIDAR à absorption différentielle (DIAL) .....	23
I.1.2. La génération des ondes Téraherz (THz) .....	24
I.2. Les lasers à fibres optiques .....	31
I.2.1. Principe de fonctionnement d'un système laser.....	31
I.2.2. Les avantages des lasers à fibre .....	33
I.2.3. Principe de guidage dans les fibres optiques.....	33
I.2.4. Les fibres actives et les configurations laser.....	35
I.2.5. Limitations de la montée en puissance .....	38
I.2.5.1. Les effets non-linéaires .....	39
I.2.5.2. Le photo-noircissement.....	42
I.2.6. Les fibres à grande aire modale (LMA).....	43
I.3. Accordabilité en longueur d'onde des lasers à fibre .....	44
I.3.1. Les réseaux de Bragg fibrés (FBGs).....	44
I.3.2. Les réseaux de diffraction.....	46
I.3.3. Les réseaux de Bragg en volume (VBGs).....	47
I.4. Montée en puissance des lasers à fibre .....	48
I.4.1. Les fibres microstructurées.....	49
I.4.2. Le développement des fibres aperiodiques à large pitch .....	53
I.4.3. Les avantages des lasers émettant autour de 2 $\mu\text{m}$ .....	58
I.5. Conclusion .....	59
Chapitre II. Laser à fibre dopée thulium accordable en régime continu.....	62
II.1. Méthode de fabrication d'une fibre dopée aux ions thulium.....	62
II.1.1. Les propriétés spectroscopiques des ions thulium.....	62
II.1.2. La fabrication d'une fibre dopée thulium .....	66
II.2. Fibre à maintien de polarisation dopée thulium .....	68
II.2.1. Fabrication d'une fibre PM dopée thulium par la méthode REPUSIL .....	68
II.2.2. Caractérisation de la fibre PM dopée thulium en cavité laser.....	69
II.3. Laser à fibre dopée thulium mono-fréquence accordable en régime continu.....	75
II.3.1. Principe d'accord en longueur d'onde par un VBG .....	75
II.3.2. Laser à fibre mono-fréquence.....	76
II.3.3. Laser à fibre mono-fréquence accordable .....	78
II.4. Laser à fibre dopée thulium bi-fréquences accordable .....	80
II.4.1. Laser à fibre bi-fréquences accordable.....	80
II.4.2. Mesures de stabilité de la source bi-fréquences .....	83
II.5. Conclusion du chapitre.....	86
Chapitre III. Laser à fibre dopée thulium accordable en régime déclenché .....	89
III.1. Laser à fibre déclenché.....	89
III.1.1. Introduction au régime déclenché.....	89
III.1.2. Laser déclenché basé sur l'utilisation de la fibre PM-DC-TDF .....	92
III.2. Laser déclenché à fibre rigide FA-LPF dopée thulium.....	96
III.2.1. Fabrication d'une FA-LPF dopée thulium.....	96
III.2.2. Caractérisation de la fibre FA-LPF dopée thulium.....	100

III.2.3. Caractérisation de la FA-LPF dopée thulium en cavité laser déclenchée.....	102
III.3. Laser à FA-LPF dopée thulium déclenché mono-fréquence accordable.....	106
III.4. Laser à FA-LPF dopée thulium déclenché bi-fréquences accordable.....	110
III.5. Conclusion du chapitre.....	118
Chapitre IV. Source laser impulsionnelle complètement fibrée bi-fréquences accordable et amplification .....	119
IV.1. Principe de fonctionnement de la configuration en thêta.....	119
IV.2. Amplification dans une FA-LPF dopée thulium .....	127
IV.3. Conclusion du chapitre .....	134
Conclusion Générale.....	136
Références bibliographiques .....	139
Abréviations .....	148
Contribution scientifique .....	150



## Table des illustrations

Figure I.1 : Illustration schématique du système lidar à absorption différentielle (DIAL) [Shibata, 2018].	24
Figure I.2 : La bande spectrale des ondes THz [Réf. Figure I.2].	25
Figure I.3 : Structure schématique de la bande de conduction d'un QCL [Hirayama, 2015].	26
Figure I.4 : Principe de fonctionnement des antennes PC en régime impulsionnel [Réf. Figure I.4].	27
Figure I.5 : Principe de fonctionnement des antennes PC en régime continu [Réf. Figure I.5].	28
Figure I.6 : La génération des ondes THz par différence de fréquence dans un cristal non-linéaire.	29
Figure I.7 : La rectification optique pour la génération d'onde THz par un mélange de différence de fréquence entre les composantes spectrales d'une impulsion de pompe unique dans un milieu non-linéaire [Réf. Figure I.7].	29
Figure I.8 : Représentation schématique de la configuration expérimentale pour le système DFG basée sur un OPO en KTP et un cristal GaSe de 2 $\mu\text{m}$ [Yan, 2017].	30
Figure I.9 : Les éléments fondamentaux à un fonctionnement laser.	32
Figure I.10 : Représentation schématique de : (a) l'émission spontanée et (b) l'émission stimulée, lorsqu'un atome se désexcite d'un état d'énergie élevée ( $E_2$ ) vers un état d'énergie inférieure ( $E_1$ ).	33
Figure I.11 : Représentation schématique de la structure d'une fibre optique à saut d'indice et du profil de l'indice de réfraction $n$ sur le rayon $R$ , sans prendre en considération le polymère de protection.	34
Figure I.12 : Figure représentative du principe de pompage à double gain [Réf. Figure I.12].	37
Figure I.13 : Représentation schématique d'une cavité laser (a) fibrée où la pompe est injectée en utilisant un multiplexeur (b) en espace libre où la pompe est injectée en utilisant un miroir dichroïque et une lentille convergente, avec la pompe est représentée en rouge et le signal en vert.	38
Figure I.14 : Représentation schématique du concept de mélange à quatre ondes (FWM) dans le domaine fréquentiel. Les flèches rouges représentent les deux pics lasers de fréquence d'entrée $\nu_1$ et $\nu_2$ et celles en bleues représentent les deux nouveaux pics lasers.	42
Figure I.15 : Principe de fonctionnement d'un FBG, avec ( $n'$ ) est l'indice de réfraction du réseau, $\Lambda_B$ la période et $\lambda_B$ la longueur d'onde réfléchie.	45
Figure I.16 : Représentation schématique du résonateur en configuration $\theta$ accordable en fonctionnement bi-fréquences. Les graphes 1, 2, et 3 montrent les spectres à différents points de la cavité laser [Tiess, 2017].	45

Figure I.17 : Principe de fonctionnement d'un réseau de diffraction : (a) en configuration Littrow et (b) en configuration Littman.....	46
Figure I.18 : Principe de fonctionnement d'un VBG en réflexion. ....	48
Figure I.19 : (a) Représentation d'une fibre à cristal photonique avec un motif hexagonal de trous d'air, où le trou central est manquant, la zone grise désigne la silice pure et les cercles blancs désignent les trous d'air, $\Lambda$ est le pitch et $d$ le diamètre des trous d'air. (b) Une image de la section transversale d'une PCF dopée ytterbium ayant un diamètre de cœur de 60 $\mu\text{m}$ .50	
Figure I.20 : L'assemblage des cannes dopées aux ions de terres rares en rouge et les cannes dopées en fluor en vert. ....	50
Figure I.21 : (a) Représentation schématique de la délocalisation des modes d'ordre supérieur par passeoire modale [Russell, 2006]. (b) Une image de la section transversale de la LPF ayant un grand diamètre du cœur (135 $\mu\text{m}$ ) avec en insert, une image de la distribution d'intensité du faisceau émis en champ proche [Limpert, 2012 ; Jansen, 2012].....	51
Figure I.22 : Image de la section transversale (a) d'une fibre à filtrage de modes [Laurila, 2011] et (b) d'un résonateur annulaire constitué d'un trou d'air entouré par une première couronne de silice dopée germanium ayant un indice de réfraction $n_2$ et une deuxième couronne de silice pure ayant un indice de réfraction $n_3$ [Alkeskjold, 2011].....	52
Figure I.23 : Représentation schématique de la section efficace théorique d'une FA-LPF avec $D_c$ est le diamètre de cœur. Les différentes couleurs représentent les matériaux utilisés. ....	54
Figure I.24 : La variation du facteur de recouvrement du mode fondamental $\Gamma_{01}$ (en rouge), du mode d'ordre supérieur le plus confiné $\Gamma_{\text{HOM}}$ (en noir) et de la discrimination modale $\Delta\Gamma$ (en bleu) dans une FA-LPF en fonction de la charge thermique ( $Q$ ). La partie colorée (zone grise) représente le fonctionnement monomode d'une FA-LPF [Darwich, 2017].....	56
Figure I.25 : L'évolution de la distribution du champ électrique du mode $\text{LP}_{11}$ et de son facteur de recouvrement avec le milieu à gain ( $\Gamma_{11}$ ) calculé en fonction de la charge thermique ( $Q$ ) pour les différentes structures LPF, A-LPF et FA-LPF pour une longueur d'onde de 2 $\mu\text{m}$ et un diamètre du cœur de 75 $\mu\text{m}$ . Les étoiles représentent le seuil du régime multimode ( $Q_{\text{max}}$ ) pour chaque fibre [Darwich, 2017].....	57
Figure II.1 : Diagramme énergétique du $\text{Tm}^{3+}$ dans la silice avec les longueurs d'onde correspondantes à l'absorption ou à l'émission les niveaux concernés [Renard, 2012]. ....	63
Figure II.2 : Les sections efficaces d'absorption et d'émission d'une fibre dopée $\text{Tm}^{3+}$ [Peterka, 2012]. ....	64
Figure II.3 : Représentation schématique du phénomène de relaxation croisée entre deux ions thulium proches dans une fibre en silice. ....	64
Figure II.4 : Le phénomène d'ETU (Energy Transfer Upconversion) qui excite le niveau $^3\text{H}_5$ par le mécanisme (ETU 1), et le niveau $^3\text{H}_4$ par le mécanisme (ETU 2). ....	65
Figure II.5 : Les différentes étapes de fabrication de préforme par la méthode REPUSIL. (a) silice dopée sous forme de poudre, (b) la poudre comprimée sous la forme d'un cylindre, (c) frittage et vitrification à l'aide d'un banc MCVD, (d) image d'une préforme fabriquée par cette méthode [Darwich, 2017].....	67

Figure II.6 : Image microscopique de la section transverse de la fibre dopée thulium ayant un diamètre du cœur de 9 $\mu\text{m}$ (a) [Dauliat, 2012] et 18 $\mu\text{m}$ (b) [Darwich, 2016].	67
Figure II.7 : Structure d'une fibre à maintien de polarisation avec les axes de biréfringences.	68
Figure II.8 : (a) L'assemblage (ou le stack) des cannes formant la préforme de la future fibre PM dopée thulium : en rouge la canne dopée $\text{Tm}^{3+}/\text{Al}^{3+}$ , en blanc les cannes dopées $\text{Al}^{3+}$ et en vert les plots de bore. (b) Une image microscopique de la fibre étirée montrant la structure de la fibre.	69
Figure II.9 : Le profil d'indice de réfraction de la fibre PM dopée thulium, montrant une différence d'indice moyenne de $1,7 \times 10^{-3}$ entre le cœur et le piédestal.	70
Figure II.10 : Montage expérimental utilisé pour caractériser la fibre PM-DC-TDF, avec PM 1 et PM 2 sont deux puissance-mètres.	71
Figure II.11 : Puissance signal émise en fonction de la puissance de pompe absorbée pour un tronçon d'un mètre de la fibre PM-DC-TDF.	72
Figure II.12 : Spectre mesuré en sortie de la fibre PM dopée thulium. L'émission spontanée amplifiée couvre une bande de longueurs d'onde allant de 1900 nm à 2000 nm et l'émission laser est obtenue autour de 1950 nm. En insert une image du faisceau obtenu à 6 W de puissance signal émise.	73
Figure II.13 : Schéma du montage expérimental pour la mesure de biréfringence de groupe par la méthode du spectre cannelé, avec une image du faisceau prise à 1400 nm afin de vérifier l'excitation du mode fondamental.	74
Figure II.14 : Spectre cannelé obtenu avec un mètre de la fibre PM-DC-TDF, (a) autour de 1420 nm sur une largeur spectrale de 20 nm, (b) autour de 1465 nm sur une largeur spectrale de 70 nm.	75
Figure II.15 : Principe d'accordabilité de la longueur d'onde réfléchiée par un VBG en ajoutant un miroir hautement réfléchissant autour de la longueur d'onde du travail.	76
Figure II.16 : Montage expérimental utilisé pour caractériser le VBG 1970 nm et 1984 nm, respectivement.	76
Figure II.17 : Puissance signal émise en fonction de la puissance de pompe (faisceau collimaté) pour (a) le VBG réfléchissant à 1970 nm, (b) le VBG réfléchissant à 1984 nm.	77
Figure II.18 : Spectre mesuré en sortie de la cavité, montrant l'émission laser obtenue avec (a) le VBG centré à 1970 nm (pic laser à 1969,6 nm), (a) le VBG centré à 1984 nm (pic laser à 1983,2 nm).	77
Figure II.19 : Schéma du montage expérimental du laser à fibre mono-fréquence accordable réalisé, en utilisant un mètre de la fibre PM-DC-TDF, et le VBG réfléchissant à 1984 nm.	78
Figure II.20 : Les spectres normalisés en puissance mesurés en sortie du laser mono-fréquence accordable, montrant différents pics laser sélectionnés arbitrairement dans la bande d'accordabilité de 124 nm.	79

Figure II.21 : La puissance signal mesurée à différentes longueurs d'onde, émises par le laser mono-fréquence accordable, à 30 W de puissance de pompe. En insert une image du faisceau prise à 1925,5 nm et à 6,55 W de puissance signal émise. ....	79
Figure II.22 : Schéma du montage expérimental du laser à fibre bi-fréquences accordable réalisé, en utilisant les deux VBGs simultanément. ....	80
Figure II.23 : Spectre mesuré en sortie du laser à fibre bi-fréquences accordable : (a) les deux VBGs fixés avec un angle d'incidence normal ( $\Delta\lambda = 13,6$ nm), (b) le VBG à 1984 nm est accordé pour atteindre un $\Delta\lambda$ de 1 nm. En insert de (a) : la largeur spectrale mesurée à une longueur d'onde centrale de 1969,5 nm.....	81
Figure II.24 : Les spectres normalisés en puissance mesurés en sortie du laser bi-fréquences accordable, pour différentes valeurs de $\Delta\lambda$ entre 1 nm et 144 nm. ....	81
Figure II.25 : La puissance signal mesurée à différent $\Delta\lambda$ entre 1 nm et 144 nm, avec 30 W de puissance de pompage. En insert, deux images du faisceau obtenu pour $\Delta\lambda = 1$ nm, et $\Delta\lambda = 92,5$ nm. ....	82
Figure II.26 : Le spectre mesuré pour un $\Delta\lambda$ supérieur à 144 nm, montrant l'apparition des pics laser parasites autour de 1910 nm. ....	83
Figure II.27 : La différence de puissance de sortie mesurée avec l'OSA pour deux différentes valeurs de $\Delta\lambda$ (92,5 nm et 13,6 nm) en bleu, et la puissance de sortie mesurée avec l'OSA pour chaque longueur d'onde (1983,2 nm et 1890,7 nm), correspondante à ( $\Delta\lambda = 92,5$ nm) en fonction du temps en rouge et noir. ....	84
Figure II.28 : Représentation schématique du montage réalisé pour mesurer la stabilité intracavité, avec (PD 1 et PD 2) sont les deux photodiodes utilisées pour mesurer les signaux séparés par les lames séparatrices (S1 et S2). ....	85
Figure II.29 : Evolution d'intensité de chaque longueur d'onde (1907,5 nm et 1922 nm) mesurée par la même photodiode, l'une après l'autre (a), ou par deux photodiodes, simultanément (b), pour une puissance signal de 3,25 W.....	85
Figure II.30 : Les spectres normalisés en puissance mesurés chaque 3 minutes en sortie du laser bi-fréquences accordable (à 1907,5 nm et 1922 nm), montrant une stabilité spectrale sur un temps d'acquisition de 18 minutes. ....	86
Figure III.1 : Principe de fonctionnement du régime déclenché.....	90
Figure III.2 : Principe de fonctionnement d'un défecteur acousto-optique. ....	91
Figure III.3 : Mesures du temps de montée en fonction de la taille du faisceau focalisé dans le cristal du défecteur AO en (a), et la courbe de puissance transmise sur l'ordre 0 servant à déterminer l'efficacité de diffraction du défecteur AO (b).....	93
Figure III.4 : Montage expérimental du laser déclenché réalisé en utilisant la fibre PM-DC-TDF et un modulateur acousto-optique. ....	94
Figure III.5 : Durée d'impulsion (a), et la puissance moyenne (en noir) et la puissance crête (en bleue) (b), obtenues en fonction de $F_{\text{rép}}$ .....	94

Figure III.6 : Evolution temporelle de l'impulsion mesurée en sortie de la cavité laser déclenchée pour une $F_{\text{rép}}$ de 5 kHz et une puissance crête de 3,9 kW, montrant une forme Gaussienne.....	95
Figure III.7 : Spectre mesuré en sortie du laser déclenché à 22 W de puissance de pompe, pour une $F_{\text{rép}}$ de 5 kHz.....	96
Figure III.8 : La différence d'indice maximale pouvant être tolérée pour assurer un caractère monomode en fonction de la dimension du cœur de la structure FA-LPF (pour un chargement thermique nul $Q = 0 \text{ W/m}$ ) [Darwich, 2017]. .....	97
Figure III.9 : La fibre de test constituée d'un barreau utilisé pour la gaine passive dopée aluminium entouré de trois barreaux actifs et trois barreaux utilisés pour la gaine passive (a), et les résultats obtenus de la mesure d'indice réalisée selon trois axes différents avec l'appareil commercial IFA100 (Inter Fiber Analysis), montrant une valeur de $\Delta n = +3 \times 10^{-4}$ ...98	98
Figure III.10 : La formation des cristaux dans la matrice de silice dopée aluminium pendant la fabrication du matériau passif n'est pas éliminée au fibrage. ....	99
Figure III.11 : La structure initiale de la fibre FA-LPF dopée thulium formée de cinq couronnes de silice dopée passivement (en bleu claire) (a), et la structure à gaine réduite formée de trois couronnes (b) [Darwich, 2017]. ....	99
Figure III.12 : Assemblage de la structure FA-LPF à gaine réduite (a): en rouge le milieu à gain, en blanc la silice dopée aluminium, en vert les inclusions à bas indice et en bleu la silice pure, (b) image prise au microscope d'une canne microstructurée, (c) image prise au microscope d'une fibre FA-LPF à gaine réduite étirée [Darwich, 2017].....	100
Figure III.13 : Montage expérimental utilisé pour caractériser la FA-LPF de 62 cm de longueur et 40 $\mu\text{m}$ de diamètre du cœur en cavité laser (miroir hautement réfléchissant à 2 $\mu\text{m}$ mis en place), et pour mesurer la puissance d'ASE généré avec : PM 1, PM 2, et PM 3 sont des puissance-mètres.....	101
Figure III.14 : Puissance signal émise mesurée par PM 1 en sortie de la cavité laser fermée en fonction de la puissance de pompe (a), et le spectre mesuré en sortie du laser par l'OSA (b).....	102
Figure III.15 : Courbes permettant la mesure de (a) l'efficacité de diffraction du deuxième modulateur AO ( $\sim 85\%$ ), et (b) de son temps de montée autour de 40 ns mesuré sur l'ordre 1 (en focalisant par une lentille de 50 mm dans le cristal).....	103
Figure III.16 : Représentation schématique du montage expérimental du laser déclenché réalisé en utilisant la FA-LPF et le nouveau modulateur AO.....	103
Figure III.17 : Les résultats obtenus avec la FA-LPF en fonction de $F_{\text{rép}}$ de : (a) la durée d'impulsion mesurée à mi-hauteur du maximum, et (b) la puissance moyenne (en noir) et la puissance crête (en bleue). ....	104
Figure III.18 : L'évolution temporelle de l'impulsion obtenue en bleu et la forme Gaussienne en rouge (a), et le spectre (b) mesurés en sortie de la cavité laser déclenchée, pour une $F_{\text{rép}}$ de 1 kHz. ....	105
Figure III.19 : La courbe d'efficacité laser obtenue pour une $F_{\text{rép}}$ de 10 kHz. ....	105

Figure III.20 : Montage expérimental du laser à FA-LPF dopée thulium mono-fréquence accordable réalisé en régime déclenché.....	106
Figure III.21 : Les résultats obtenus en fonction de la fréquence de répétition ( $F_{\text{rép}}$ ) de : (a) la durée d'impulsion mesurée, et (b) la puissance moyenne (en noir) et la puissance crête (en bleue).....	107
Figure III.22 : (a) l'évolution temporelle de l'impulsion mesurée en sortie du laser mono-fréquence déclenché pour une $F_{\text{rép}}$ de 1 kHz en bleu et la forme Gaussienne en rouge, et (b) la courbe d'efficacité laser obtenue pour une $F_{\text{rép}}$ de 10 kHz. ....	107
Figure III.23 : L'évolution temporelle de l'impulsion mesurée en sortie du laser mono-fréquence déclenché en bleu et la forme Gaussienne en rouge pour une $F_{\text{rép}}$ de : (a) 5 kHz, et (b) 10 kHz.....	108
Figure III.24 : Pour une $F_{\text{rép}}$ de 30 kHz, (a) la puissance moyenne (en noir) et la durée d'impulsion (en bleue) mesurées en fonction de la longueur d'onde, et (b) leurs puissances crêtes calculées.....	109
Figure III.25 : Différents spectres mesurés en sortie du laser déclenché mono-fréquence accordable de 1945,3 nm jusqu'à 1950 nm, pour une $F_{\text{rép}}$ de 30 kHz. ....	109
Figure III.26 : Montage expérimental du laser à FA-LPF dopée thulium bi-fréquences accordable réalisé en régime déclenché.....	110
Figure III.27 : (a) Puissance moyenne (en noir) et puissance crête (en bleue), et (b) la durée d'impulsion obtenues en fonction de $F_{\text{rép}}$ pour une différence de la longueur d'onde ( $\Delta\lambda$ ) de 3,8 nm et une puissance de pompe de 26,4 W.....	110
Figure III.28 : L'évolution temporelle de l'impulsion obtenue en bleu et la forme Gaussienne en rouge (a) et le spectre normalisé en puissance (b) mesurés en sortie du laser déclenché bi-fréquences pour un $\Delta\lambda$ de 3,8 nm et une $F_{\text{rép}}$ de 1 kHz.....	111
Figure III.29 : Spectre normalisé en puissance mesuré en sortie du laser déclenché bi-fréquences pour un $\Delta\lambda$ de 3,8 nm et une $F_{\text{rép}}$ de : (a) 10 kHz et (b) 20 kHz. ....	112
Figure III.30 : Durée d'impulsion (en noir) et la puissance crête (en bleue) obtenue en fonction de $\Delta\lambda$ , mesurées en sortie du laser déclenché bi-fréquences accordable pour une $F_{\text{rép}}$ de 1 kHz et une puissance de pompe de 26,4 W.....	112
Figure III.31 : (a) Durée d'impulsion, et (b) la puissance moyenne (en noir) et la puissance crête (en bleue) obtenues en fonction de $F_{\text{rép}}$ pour un $\Delta\lambda$ de 15 nm et une puissance de pompe de 26,4 W. ....	113
Figure III.32 : Evolution temporelle de l'impulsion mesurée en sortie du laser déclenché bi-fréquences accordable en bleu et la forme Gaussienne en rouge pour une valeur de $F_{\text{rép}}$ de 1 kHz et de $\Delta\lambda = 27$ nm (a), $\Delta\lambda = 65$ nm (b), $\Delta\lambda = 85$ nm (c), et $\Delta\lambda = 115$ nm (d).....	114
Figure III.33 : Différents spectres mesurés en sortie du laser déclenché bi-fréquences accordable pour un $\Delta\lambda$ entre 15 nm et 120 nm, et pour une $F_{\text{rép}}$ de 1 kHz et une puissance de pompe de 26,4 W. ....	115
Figure III.34 : Différence de puissance de sortie des deux longueurs d'onde émises [ $P(\lambda_1) - P(\lambda_2)$ ] mesurée en fonction de $\Delta\lambda$ pour une $F_{\text{rép}}$ de 1 kHz et une puissance de pompe de 26,4 W.....	116

Figure III.35 : Train d'impulsions mesuré pour un $\Delta\lambda$ de 3,4 nm à 10 kHz de $F_{\text{rép}}$ et une durée d'impulsions autour de 50 ns. ....	116
Figure III.36 : Courbe de la montée en puissance mesurée pour un $\Delta\lambda$ de 25 nm, une $F_{\text{rép}}$ de : 30 kHz (en bleue), 7,5 kHz (en rouge), 3 kHz (en noir). En insert une image de la distribution d'intensité du faisceau prise à 7,5 kHz de $F_{\text{rép}}$ . ....	117
Figure IV.1 : La structure principale du résonateur en configuration en thêta accordable en fonctionnement mono-fréquence. Les graphes 1, 2, et 3 montrent la formation d'impulsions sur un aller-retour [Tiess, 2018]. ....	120
Figure IV.2 : Le spectrogramme montrant les différentes émissions lasers correspondantes aux différentes valeurs des FBG de la configuration en thêta en fonctionnement mono-fréquence en fonction de $\tau_{1-2}$ . ....	121
Figure IV.3 : Les puissances moyennes mesurées en sortie de l'oscillateur après le coupleur de 3 dB en fonction de la longueur d'onde pour une puissance de pompe de 6,35 W et 7,15 W. ....	122
Figure IV.4 : L'impulsion mesurée en sortie de la cavité en thêta en fonctionnement mono-fréquence, montrant une forme Gaussienne et une durée d'impulsion de 6,5 ns mesurée à FWHM. ....	122
Figure IV.5 : Principe de fonctionnement de la cavité en configuration en Thêta pour une émission bi-fréquences, avec l'étage d'amplification comprenant une deuxième PM-TDF de 3,1 m de longueur, et un deuxième modulateur pour réduire la fréquence de répétition des impulsions (PP-AOM pour pulse Picker modulator). ....	123
Figure IV.6 : Le spectrogramme montrant les 45 combinaisons d'émission laser bi-fréquences en sortie de la cavité en thêta. Les cercles représentent les émissions lasers parasites (en bleue les pics du FWM, et en blanc les pics lasers parasites). ....	124
Figure IV.7 : La puissance moyenne ( $P_{\text{out}}$ ) et la puissance crête ( $P_{\text{peak}}$ ) obtenues pour différentes longueurs d'ondes après l'étage de pré-amplification en fonction de la puissance de pompe ( $P_{\text{pompe}}$ ) avec $T_{\text{MP}}$ la durée de répétition et $\tau_{\text{pulse}}$ et la durée d'impulsion. ....	125
Figure IV.8 : Les valeurs de d'efficacité laser (Slope $\eta$ ) et du seuil laser ( $P_{\text{th}}$ ) de l'étage de pré-amplification obtenues pour différentes longueurs d'ondes émises en sortie de la cavité en thêta. ....	125
Figure IV.9 : Les différents spectres obtenus en sortie de l'étage de pré-amplification de la cavité en thêta en fonction de la puissance de pompe pour une valeur de $\Delta\lambda = 28$ nm. En insert les puissances crêtes correspondantes à chaque spectre. ....	126
Figure IV.10 : Les différents spectres obtenus en sortie de l'étage de pré-amplification de la cavité en thêta (fibre commerciale) en fonction de la pompe pour une valeur de $\Delta\lambda = 8$ nm. Le spectre en violet est obtenu pour une puissance crête de 0,35 kW. ....	127
Figure IV.11 : Les différents spectres obtenus en sortie de l'étage de pré-amplification de la cavité en thêta (fibre PM-DC-TDF) en fonction de la pompe pour une valeur de $\Delta\lambda = 8$ nm. ....	127

Figure IV.12 : Représentation schématique de l'étage d'amplification principal réalisé en espace libre en sortie de l'étage de pré-amplification de la cavité en thêta en utilisant une FA-LPF dopée thulium.....	128
Figure IV.13 : La puissance du signal mesurée en sortie de l'étage d'amplification en fonction de la puissance de pompe pour trois longueurs d'ondes d'émissions lasers différentes (1963 nm en bleu, 1991 nm en rouge, et 2020 nm en noir), et pour une puissance de signal de 1,1 W mesurée en sortie de l'étage de pré-amplification après (Lens 1). En insert une image prise à la puissance maximale de signal émise à 1963 nm de la distribution d'intensité du faisceau en champ proche.....	129
Figure IV.14 : Les spectres mesurés aux différentes puissance de pompe en sortie de l'étage d'amplification principal ainsi que leurs valeurs des puissances crêtes correspondantes pour une émission laser à 1963 nm et une puissance de signal de 1,1 W mesurée en sortie de l'étage de pré-amplification après (Lens 1). .....	129
Figure IV.15 : Les spectres mesurés aux différentes puissances de pompe en sortie de l'étage d'amplification principal pour une émission laser à 1963 nm et $F_{\text{rép}}$ de 51,66 kHz (PP 30) et une puissance de signal de 110 mW mesurée après (Lens 1).....	130
Figure IV.16 : Les spectres mesurés aux différentes puissances de pompe en sortie de l'étage d'amplification principal pour une émission laser à 1991 nm et $F_{\text{rép}}$ de 51,66 kHz (PP 30) et une puissance de signal injecté de 76 mW mesurée après (Lens 1). .....	131
Figure IV.17 : Les différents spectres mesurés en sortie de l'étage d'amplification principal pour différentes puissances de pompe, $\Delta\lambda = 27$ nm, $F_{\text{rép}}$ de 1,55 MHz (PP1) et une puissance de signal injecté mesurée après (Lens 1) de 480 mW. ....	132
Figure IV.18 : Le spectre mesuré en sortie de l'étage d'amplification principal (en rouge) pour une puissance de pompe maximale (36,6 W), $\Delta\lambda = 27$ nm, $F_{\text{rép}}$ de 51,66 kHz (PP 30) et une puissance de signal injecté de 85 mW mesurée après (Lens 1). En bleu le spectre mesuré en sortie de l'oscillateur (Monitor 1) pour la même fréquence de répétition. ....	132
Figure IV.19 : Les spectres mesurés en sortie de l'étage d'amplification principal pour une valeur de $\Delta\lambda$ de 19 nm, une $F_{\text{rép}}$ de 62 kHz (PP 25) et une puissance signal injecté de 73 mW mesurée après (Lens 1). En bleu le spectre mesuré en sortie de l'oscillateur (Monitor 1) pour la même valeur de $F_{\text{rép}}$ . ....	133
Figure IV.20 : Les spectres mesurés en sortie de l'étage d'amplification principal pour une valeur de $\Delta\lambda$ de 13 nm, $F_{\text{rép}}$ de 51,6 kHz (PP 30) et une puissance signal injecté de 48 mW mesurée après (Lens 1). En bleu le spectre mesuré en sortie de l'oscillateur (Monitor 1) pour la même valeur de $F_{\text{rép}}$ . ....	134



## Table des tableaux

---

Tableau 1 : Présentation des ions terres rares les plus utilisés dans les lasers à fibre, avec leurs longueurs d'ondes d'absorption et d'émission correspondantes. ....	36
Tableau 2 : Le seuil d'apparition des IMT mesuré sur des FA-LPFs de 90 cm de longueur en configuration laser pour des dimensions de cœur différentes [Malleville, 2018].....	58
Tableau 3 : Le seuil d'apparition des IMT mesuré sur des FA-LPFs de 90 cm de longueur en configuration laser pour des dimensions de cœur autour de 62 $\mu\text{m}$ et des valeurs de différence d'indice ( $\Delta n$ ) différentes [Malleville, 2018]. ....	58
Tableau 4 : Les différentes valeurs des longueurs d'ondes et de $\tau_{1-2}$ correspondantes aux FBGs inscrits dans la ligne à retard de la cavité en configuration en thêta. ....	121



## Introduction Générale

Le rayonnement TéraHertz (THz) est actuellement l'objet de recherches intenses en raison d'un fort potentiel applicatif. Cependant, l'avènement de sources puissantes et accordables dans la gamme de fréquences allant de 0,1 THz jusqu'à 10 THz serait un accélérateur pour le domaine de recherches associé. Ce rayonnement est non ionisant : il peut donc être utilisé sans danger pour les environnements biologiques et médicaux. Les photons sont considérablement moins énergétiques que les photons des Rayons-X, mais pénètrent facilement dans de nombreux matériaux courants tels que le textile, le plastique et le papier. Les propriétés uniques de ces ondes électromagnétiques rendent le développement des sources THz efficaces et largement accordables très intéressant pour de nombreuses applications dans le secteur de la sécurité, de la biologie, de la médecine et de la communication (cf. Figure 1). Par exemple, il est possible de rechercher et d'analyser directement l'ADN dans des échantillons biologiques en utilisant un laser THz [Nagel, 2002], de détecter des maladies telles que le cancer de la peau et d'effectuer des recherches moléculaires en phase gazeuse dans le domaine biologique [Woolard, 2002]. Ainsi, les ondes THz sont sources d'un intérêt croissant pour les applications militaires, de sécurité et aussi industrielles depuis plusieurs années [Liu, 2007].

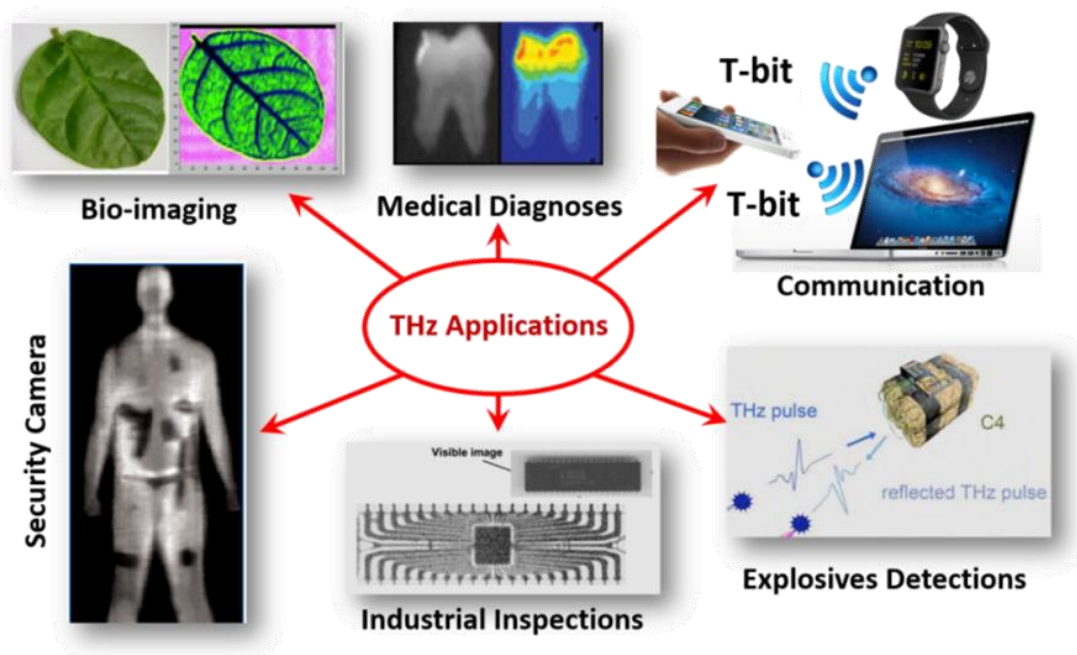


Figure 1 : Les différents domaines d'application des ondes THz.

Plusieurs techniques sont utilisées pour générer des ondes THz, mais la problématique reste toujours la réalisation d'une source THz à la fois compacte, efficace (puissance de sortie importante) et largement accordable. La technique de génération par différence de fréquence (DFG pour Difference Frequency Generation) par des effets optiques non-linéaires est très avantageuse par rapport aux autres techniques car elle permet de réaliser une source THz puissante et largement accordable couvrant une large bande du domaine spectral THz [Mei, 2016 ; Yan, 2017]. Cette technique est basée sur le pompage d'un cristal non-linéaire avec une source laser impulsionnelle bi-fréquences pour générer une onde THz à une fréquence égale à la différence de deux fréquences interagissant dans le cristal. Une

forte puissance émise et un contrôle de l'écart entre les deux longueurs optiques de la source de pompage sont donc indispensables pour développer une source THz puissante et accordable. D'un autre côté, les nombreux avantages des lasers à fibre comprenant une excellente qualité de faisceau, une dissipation thermique élevée, une bonne efficacité opto-optiques et des larges plages spectrales de gain positionnent la DFG comme une technique très avancée et très pertinente pour la génération des ondes THz. Ces lasers offrent une large fenêtre d'accordabilité de la longueur d'onde émise sur des dizaines voire des centaines de nanomètres. Il existe en effet de nombreuses méthodes permettant l'accord de la longueur d'onde des lasers à fibre comme les réseaux de Bragg fibrés (FBGs) [Guan, 2002], les réseaux de diffraction [Nilsson, 2004] et les réseaux de Bragg en volume (VBGs) [Wang, 2010].

Dans le cadre d'un projet collaboratif intitulé TERATUNE financé par l'agence nationale de la recherche (ANR), l'objectif de ma thèse s'est focalisé sur le développement d'une source laser impulsionnelle bi-fréquences largement accordable. Cette source laser doit émettre des impulsions synchrones, accordables en longueur d'onde, ayant une puissance crête élevée autour de plusieurs kilowatts (kW) et une durée d'impulsion courte autour de quelques nanosecondes (ns). Une telle source serait un atout majeur pour développer une source THz largement accordable par DFG en pompant un cristal non-linéaire. Le réglage de l'écart entre les deux longueurs émises avec une forte puissance crête doit être opérable sur la plus grande bande spectrale possible pour répondre aux besoins de ce projet. D'autre part, notre partenaire à l'institut Leibniz-Institut für Photonische Technologien (IPHT) en Allemagne a travaillé pour développer une source laser fibré bi-fréquences à impulsions synchrones. Cette source contrôlée électroniquement n'est pas continuellement accordable mais elle est une alternative intéressante pour satisfaite également l'objectif du projet [Tiess, 2017]. A côté de mon travail de thèse, j'ai également effectué des missions scientifiques à l'IPHT/Jena dans le but d'améliorer la performance de leur source laser. Durant ces missions, nous avons travaillé sur la réalisation d'un étage d'amplification à fibre à grande aire modale afin de diminuer les effets limitants et d'augmenter le niveau des puissances obtenues. Différentes structures de fibres à larges dimensions de cœur fabriquées par notre équipe à XLIM ont pu être mises à profit.

Dans ce manuscrit, le premier chapitre sera consacré à la présentation des applications du laser impulsionnel bi-fréquences accordable et à la présentation des avantages et facteurs limitants lors de la montée en puissance dans les lasers à fibre. Ensuite, les avantages des lasers à fibres par rapport aux autres lasers pour la montée en puissance seront introduits. Les meilleurs concepts permettant l'accordabilité des lasers à fibre seront aussi discutés afin de retenir celui qui est plus compatible vis-à-vis des objectifs de ma thèse. Les nouvelles architectures des fibres à larges aires modales (les fibres microstructurées) proposées afin de dépasser les limitations rencontrées et atteindre des niveaux de puissance plus élevés seront présentées. Ce premier chapitre comprendra enfin la présentation des solutions « fibres spéciales dopées aux ions thulium » proposées par notre équipe pour améliorer ces performances.

Le deuxième chapitre sera dédié à la brève présentation des propriétés spectroscopiques des ions thulium puis à la fabrication d'un premier prototype de fibre dopée thulium à double gaine et à maintien de polarisation (PM pour Polarization Maintaining). Cette fibre sera caractérisée en cavité laser et utilisée pour la réalisation d'une source laser mono-fréquence et bi-fréquences accordable en régime continu afin d'appréhender ses limitations.

Le régime déclenché sera introduit dans le troisième chapitre. Les résultats des tests d'une source laser déclenchée sur la base de cette même fibre PM dopée thulium à double gaine seront présentés et discutés. Ensuite, la fabrication d'une fibre à large aire modale à structure complètement aperiodiques (FA-LPF pour Fully-Aperiodic Large-Pitch Fiber) dopée thulium sera présentée. La caractérisation des sources lasers associées à ce nouveau prototype de fibre clôturera la présentation de mes travaux.

Dans le dernier chapitre, la nouvelle configuration d'un laser impulsionnel bi-fréquences accordable développée par notre partenaire en Allemagne dans le cadre du projet TERATUNE sera présentée en détails. Enfin, les résultats obtenus après la réalisation d'un étage d'amplification principal en utilisant notre fibre FA-LPF dopée thulium afin d'améliorer les performances de cette source seront présentés et discutés.



## Chapitre I. Les lasers à fibre accordables

---

Les sources lasers accordables constituent une technologie pertinente pour différents domaines d'applications. Ces lasers permettent d'accorder la longueur d'onde d'émission du laser sur des dizaines de nanomètres et de l'ajuster suivant l'application et la longueur d'onde de travail demandée. A titre d'exemple, les lasers impulsionsnels bi-fréquences accordables attirent une grande attention pour le système LIDAR à absorption différentielle et la génération des ondes terahertz (THz). Le début de ce chapitre sera consacré à la description de ces applications, ainsi que sur les différentes méthodes de génération des ondes THz, afin de vérifier notre choix pour le développement d'une source THz puissante et largement accordable. Nous aborderons ensuite les principes fondamentaux d'amplification et de guidage dans les fibres optiques pour mieux appréhender le fonctionnement de ces sources. Ensuite, les avantages et les limitations des fibres optiques dopées avec des ions terres rares seront présentés. Les meilleurs concepts permettant l'accordabilité en longueur d'onde de ces lasers seront présentés afin de retenir celui qui semblera être le plus adapté pour répondre à l'objectif de cette thèse : la réalisation d'une source laser impulsionsnelle bi-fréquences accordable sur la plage spectrale la plus étendue pour le développement d'une source THz largement accordable. Enfin, une solution sera proposée pour dépasser la limitation de la montée en puissance dans les fibres optiques.

### I.1. Les applications des lasers impulsionsnels bi-fréquences accordables

Au cours des dernières années, plusieurs travaux ont été menés dans le but de développer des sources lasers bi-fréquences puissantes accordables sur une large bande spectrale. Pour des applications en spectroscopie par exemple, il peut être intéressant de régler l'écart spectral entre les longueurs d'ondes émises. Dans la suite nous citons quelques exemples d'applications de sources lasers impulsionsnelles bi-fréquences accordables.

#### I.1.1. Le LIDAR à absorption différentielle (DIAL)

Les systèmes LIDAR à absorption différentielle (DIAL pour Differential Absorption LIDAR) sont utilisés depuis des dizaines d'années. Cette technique de télédétection bi-longueurs d'onde présente un intérêt pour la détection et la caractérisation à distance de vapeurs chimiques, de gaz à l'état de traces dans l'atmosphère et d'aérosols. Cette technique permet, par exemple, de quantifier le taux de gaz à effet de serre à un endroit donné et d'identifier leurs sources d'émission le cas échéant. Le DIAL est basé sur l'utilisation d'un système de télédétection par laser LIDAR (pour Light Detection and Ranging) à deux longueurs d'onde. Les photons propagés interagissent avec les particules présentes dans l'atmosphère. Dans un LIDAR classique, les interactions produisent des photons rétrodiffusés qui sont collectés par le détecteur et enregistrés en fonction du temps. Ces données de temps de vol correspondent directement à la distance sur laquelle l'événement de diffusion s'est produit.

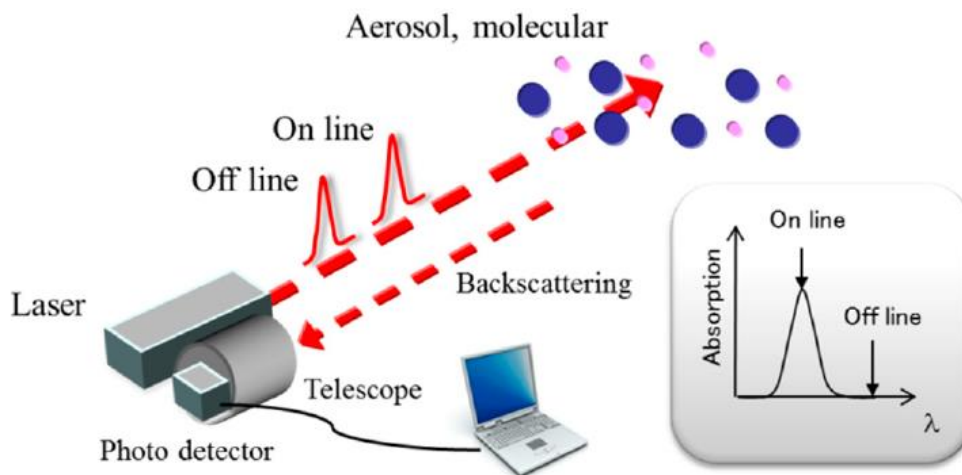


Figure I.1 : Illustration schématique du système lidar à absorption différentielle (DIAL) [Shibata, 2018].

Le DIAL nécessite deux longueurs d'onde d'émissions, afin de détecter ou surveiller un gaz spécifique. Une longueur d'onde peu absorbée dite « off » est utilisée comme référence pour cartographier les différentes zones d'intérêt (analyse du temps de vol). La seconde longueur d'onde dite « on », largement accordable, permet la reconnaissance des espèces en balayant un large spectre et en utilisant l'information relative à l'absorption par les éléments chimiques que rencontrent les impulsions (cf. Figure I.1). Un télescope, généralement situé près du laser est utilisé pour collecter le rayonnement rétrodiffusé par l'atmosphère le long de la ligne visée par le faisceau laser. Chaque espèce chimique possède une section efficace d'absorption différente répertoriée dans la base de données spectroscopique HITRAN (High-resolution Transmission molecular absorption database) [Rothman, 2009]. L'atténuation du faisceau fournit des informations sur les constituants des traces atmosphériques due à l'absorption provoquée par le gaz pertinent ( $H_2O$ ,  $O_3$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $NO_2$ ,  $SO_2$ , ...). Les émetteurs DIAL demandent une énergie d'impulsion élevée (~mJ) pour la réalisation des mesures sur une longue distance, ainsi qu'une largeur de raie étroite (autour de quelques MHz), une bonne qualité de faisceau et une stabilité spectrale et temporelle élevée.

Degtiarev *et al.* ont développé un système laser bi-longueurs d'ondes pour l'application DIAL [Degtiarev, 2000]. Ce système est composé d'un oscillateur paramétrique optique (OPO pour Optical Parametric Oscillator) basé sur l'utilisation de deux cristaux de Potassium Titanyl Arsenate (KTA) pompés par un laser déclenché à base d'un cristal de Grenat d'Yttrium-Aluminium dopé au Néodyme (Nd :YAG). Ce système a été construit pour la surveillance chimique par détection DIAL d'aérosols d'hydrocarbures légers à courte portée (0,5 km maximum). Ce système laser génère une énergie de 1,2 mJ par impulsion. Il souffre cependant de la complexité des systèmes lasers utilisés, et de la nécessité d'employer des blocs de refroidissements, ce qui le rend volumineux, coûteux et difficilement transportable.

### I.1.2. La génération des ondes TéraHertz (THz)

Les sources lasers impulsionnelles bi-fréquences accordables peuvent aussi être développées pour la génération d'ondes THz par la méthode de « différence de fréquences » (DFG pour Difference frequency generation). Les ondes THz correspondent à la plage fréquentielle 0,1 THz - 10 THz (cf. Figure I.2), interagissent avec de nombreuses molécules, ce qui crée des pics d'absorption facilement identifiables. Elles sont faiblement absorbées par les matériaux non métalliques et non polarisants (textiles, céramiques, plastiques et



semi-conducteurs, etc...), ce qui les rend transparents alors qu'ils sont opaques dans le visible. De plus, les radiations THz sont non ionisantes, ce qui permet leur utilisation sans danger pour les environnements biologiques et médicaux (contrairement aux rayons X). Toutes ces propriétés font de ces ondes de bonnes candidates pour différents domaines d'applications (médical, biologique, industrielle, imagerie, télécommunications et sécurité).

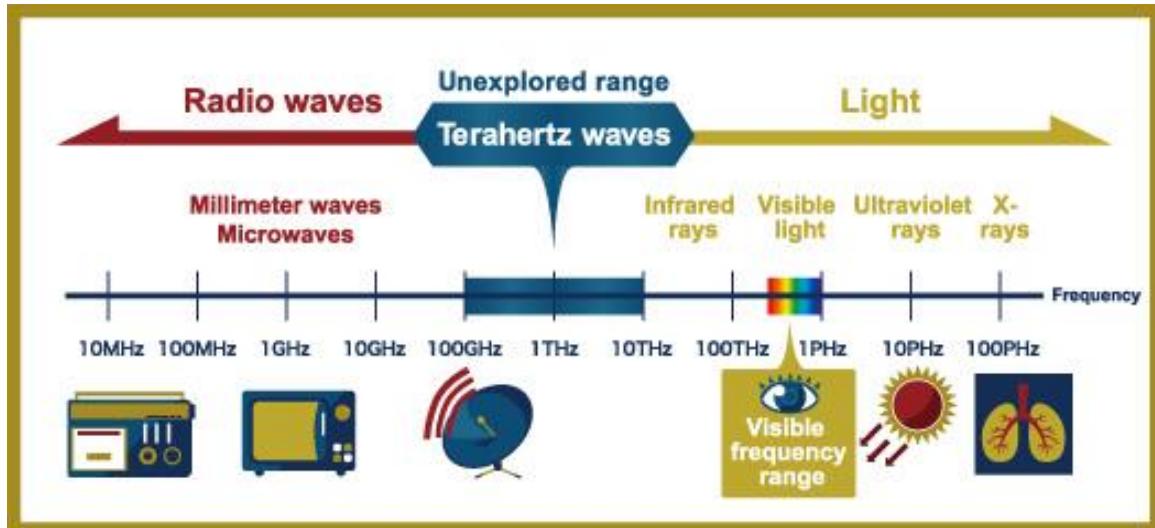


Figure I.2 : La bande spectrale des ondes THz [Réf. Figure I.2].

Plusieurs approches sont étudiées pour le développement de systèmes de génération d'ondes THz qui constituent la frontière entre l'infrarouge et les hyperfréquences. Afin d'atteindre ce domaine, nous avons une première approche depuis l'électronique pour une montée en fréquence de composants électronique comme les transistors et les diodes. Une deuxième approche peut-être envisagé à partir du domaine d'optique, dans laquelle les lasers représentent les principales sources, ou à partir des phénomènes non-linéaires. Cependant, l'approche électronique est limitée pour des fréquences inférieures à 2 THz [Dobroiu, 2018 ; Leong, 2015], alors que l'approche optique permet d'accéder à toute la gamme THz à partir les phénomènes non-linéaires. Dans le but de réaliser une source THz compacte, largement accordable et fonctionnant à température ambiante, des différentes méthodes de génération THz par l'approche optique seront discutées ci-dessous :

- Les lasers à cascade quantique (QCLs)

Les lasers à cascade quantique (QCLs pour Quantum Cascade Lasers) sont un type spécial de laser à semi-conducteur, émettant généralement une lumière infrarouge moyen. Ils bénéficient des avancées de la nanotechnologie et des techniques de dépôt de couches minces. Un tel laser fonctionne sur des transitions laser non pas entre différentes bandes électroniques mais sur des transitions inter-bandes d'une structure semi-conductrice. L'émission d'un rayonnement THz est produite par la relaxation successive des électrons dans les puits quantiques qui sont conçus avec plusieurs couches semi-conductrices (cf. Figure I.3). Cette méthode permet d'obtenir des niveaux de puissance élevés avec une efficacité de conversion élevée aussi. Un QCL émettant autour de 4,4 THz avec une puissance moyenne de 138 mW obtenue à une température de 10 Kelvin a été démontré par Williams *et al.* [Williams, 2006]. En revanche, les QCLs restent une technologie très complexe car il demande le dépôt de centaines de couches pour sa structure matérielle. Ainsi, ils nécessitent un système de refroidissement, car une température trop élevée bloque les relaxations des sous-bandes exploitées pour le THz, et des performances intéressantes

ne sont, la plupart du temps, seulement obtenues qu'en dessous de 77 K. En plus, ils sont limités pour des fréquences supérieures à 1,9 THz [Williams, 2006] et pour une accordabilité maximale autour de 0,33 THz de l'onde THz générée [Qin, 2011].

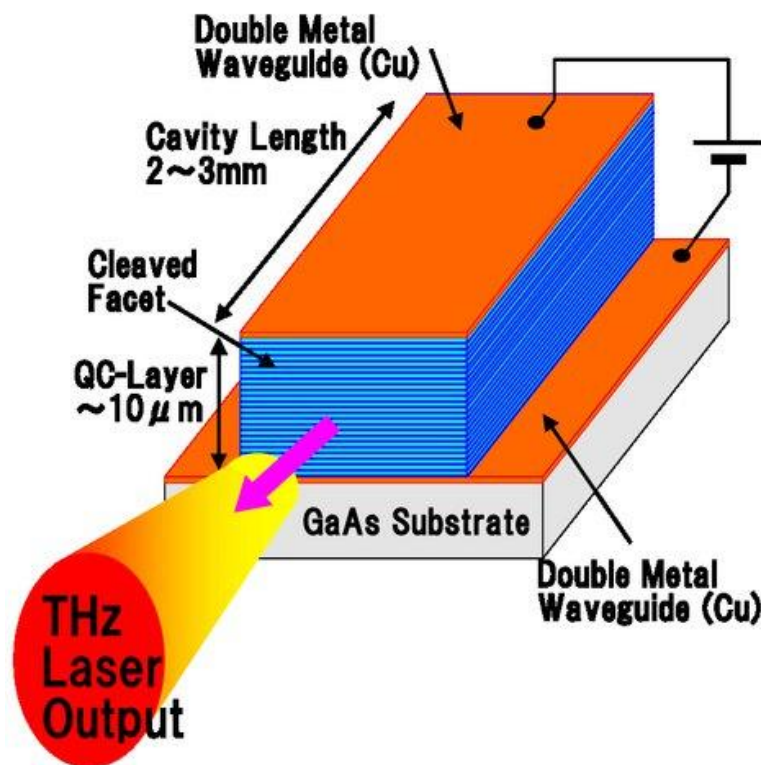


Figure I.3 : Structure schématique de la bande de conduction d'un QCL [Hirayama, 2015].

- Les antennes photoconductrices (PC)

Les antennes photoconductrices (PC) se composent de deux électrodes métalliques déposées sur un substrat semi-conducteur avec un gap entre les deux électrodes. Il existe deux configurations pour générer d'ondes THz en utilisant les antennes PC. La première est la configuration impulsionnelle (cf. Figure I.4). Pour générer des impulsions THz une tension est appliquée aux bornes des électrodes. Sous illumination avec des impulsions laser ultrabrèves (picoseconde ou inférieure) le dispositif agit comme commutateur transitoire libérant ainsi l'énergie électrique stockée dans le condensateur sous forme d'impulsion THz. Cette technique permet la génération d'un spectre large bande, où un spectre de 4,5 THz de largeur a été démontré par Dreyhaupt *et al.* avec une puissance moyenne intéressante de 190  $\mu$ W et une efficacité de conversion de  $2,5 \times 10^{-4}$  [Dreyhaupt, 2006]. Mais ce système reste complexe à réaliser vu qu'il nécessite un laser femtoseconde.

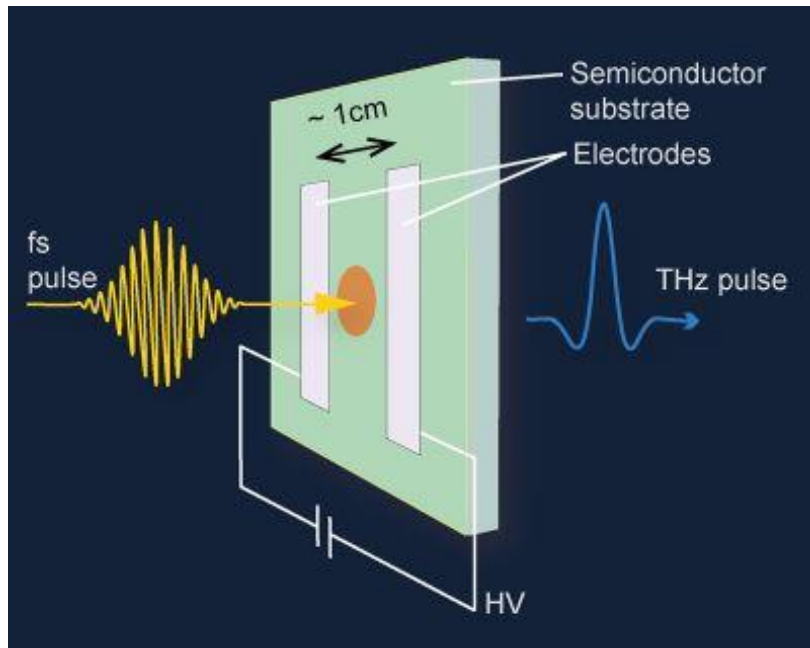


Figure I.4 : Principe de fonctionnement des antennes PC en régime impulsionnel [Réf. Figure I.4]

La deuxième configuration des antennes PC est obtenue par le fonctionnement en régime continu. Dans ce cas, le signal THz est obtenu par un phénomène de battement entre deux longueurs d'ondes dans un photodétecteur (cf. Figure I.5). L'idée est alors de détecter l'oscillation correspondant à la différence des fréquences de deux faisceaux lasers ayant deux longueurs d'ondes différentes. Cette technologie est simple à construire et permet l'accordabilité du signal THz généré. Yang *et al.* ont démontré en 2016 une source THz accordable sur une plage de 2 THz basée sur l'utilisation des antennes PC en régime continu [Yang, 2016]. La puissance du signal THz généré obtenue est faible où une puissance moyenne de 17  $\mu\text{W}$  a été obtenue. Cette technologie est limitée par la charge thermique de l'émetteur qui ne peut pas gérer de fortes puissances d'entrée. Il faut noter que les systèmes basés sur l'utilisation des antennes PC sont des systèmes complets où on doit avoir l'émetteur et le récepteur THz.

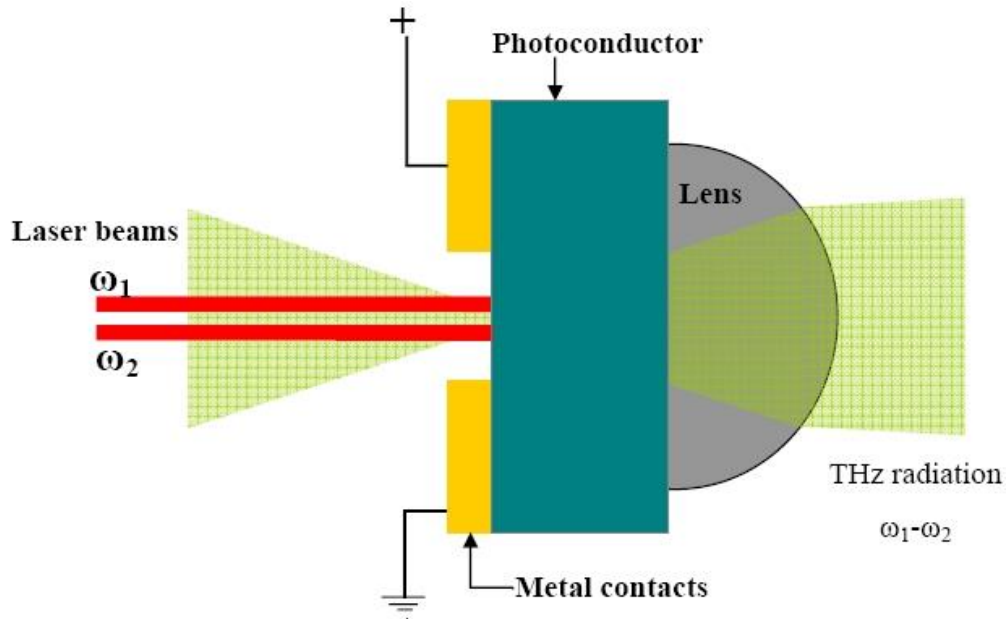


Figure I.5 : Principe de fonctionnement des antennes PC en régime continu [Réf. Figure I.5].

- La génération par différence de fréquence (DFG)

L'émission d'une onde THz par la méthode DFG est réalisée lorsque deux longueurs d'onde optiques ayant deux pulsations différentes ( $\omega_1$  et  $\omega_2$ ) interagissent dans un milieu non-linéaire pour générer un faisceau (THz) à une pulsation  $\omega_3$  qui est égale à la différence des deux pulsations de pompage ( $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ ) (cf. Figure I.5). D'après la relation [1.1], la puissance de l'onde THz générée ( $P_{THz}$ ) dépend de la puissance de pompage du cristal non-linéaire ( $P_{pompe}$ ) et de l'efficacité de conversion ( $\eta$ ). La fréquence générée par DFG ( $\nu$ ) est calculée à partir de la différence entre les deux longueurs d'ondes optiques de pompage ( $\Delta\lambda$ ) et de la longueur d'onde centrale de travail ( $\lambda$ ) (cf. relation [1.2]).

$$P_{THz} = P_{pompe} \times \eta \quad [1.1]$$

$$\nu = \frac{c \times \Delta\lambda}{\lambda} \quad [1.2]$$

Afin d'améliorer l'efficacité de conversion et obtenir des niveaux de puissance moyenne et crête élevés, une bonne qualité de faisceau de pompage avec une puissance moyenne et crête sont indispensables. Ainsi, une stabilité temporelle et spectrale est demandée pour générer des ondes THz stables.

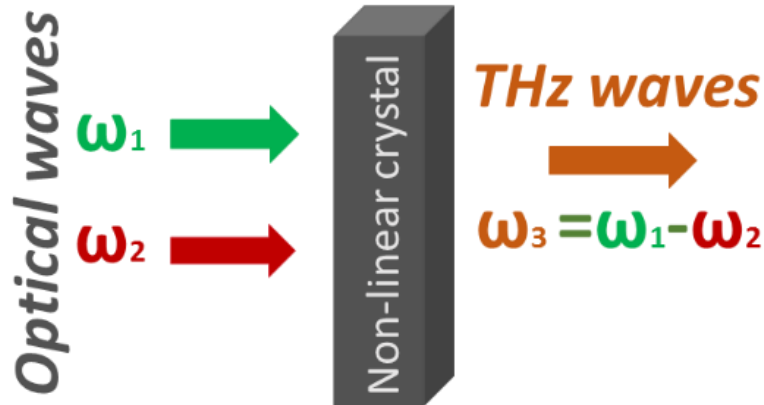


Figure I.6 : La génération des ondes THz par différence de fréquence dans un cristal non-linéaire.

La DFG peut être réalisée par deux configurations. La première est par l'interaction entre deux composantes spectrales d'une impulsion de pompe unique à spectre large (laser femtoseconde) dans un milieu non-linéaire par rectification optique (cf. Figure I.7). Cette technique est simple à mettre en œuvre et permet d'obtenir un spectre à large bande (~3 THz) et d'atteindre un niveau de puissance moyenne intéressant de 100  $\mu\text{W}$  à 1 THz [Hoffmann, 2007]. L'efficacité de conversion de  $10^{-4}$  obtenue par cette technique figure parmi les plus élevées. En revanche, c'est un système complexe car il demande un laser femtoseconde.

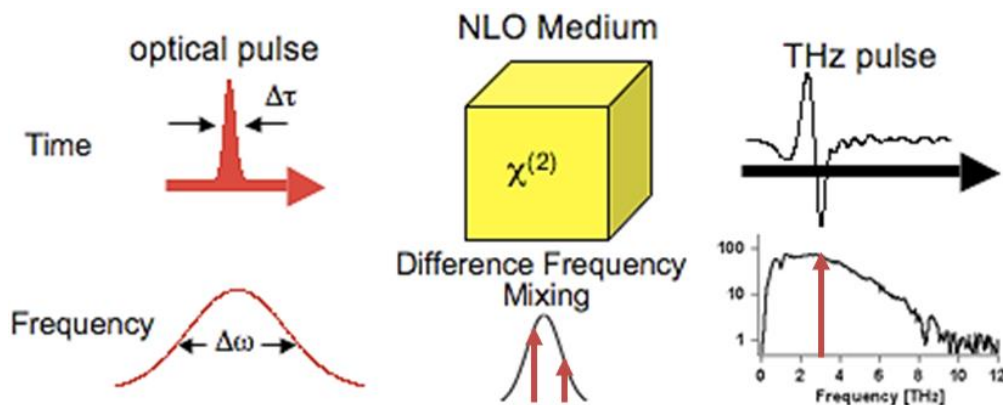


Figure I.7 : La rectification optique pour la génération d'onde THz par un mélange de différence de fréquence entre les composantes spectrales d'une impulsion de pompe unique dans un milieu non-linéaire [Réf. Figure I.7].

La deuxième configuration de la DFG est produite par l'interaction entre deux impulsions lasers différentes synchrones en régime nanoseconde. L'accord de phase est une condition indispensable pour maximiser le rendement de la DFG, comme tout phénomène d'optique non-linéaire. Ainsi, une largeur spectrale étroite (~1 nm) des deux longueurs d'ondes de pompage est nécessaire pour générer une onde THz étroite spectralement.

Cette configuration de DFG permet de couvrir une grande bande du domaine spectral THz et de réaliser des sources largement accordables et efficaces. Cela est réalisable par l'utilisation des sources lasers bi-fréquences puissantes et permettant d'accorder l'écart entre les deux faisceaux optiques émis afin de pomper le cristal non-linéaire et de générer des ondes THz puissantes et accordables. Pour cela, le développement d'un laser impulsionnel bi-fréquences générant des impulsions de quelques nanosecondes (ns) avec

une puissance crête élevée de l'ordre de kilowatts (kW) est nécessaire, l'accordabilité de la source THz dépendant de la différence entre les deux longueurs d'ondes.

Une source THz continument accordable de 0,41 THz jusqu'à 3,71 THz ayant une puissance moyenne maximale de  $1,2 \mu\text{W}$  et une efficacité de conversion de  $7,8 \times 10^{-7}$  a été démontrée par Mei *et al.* en utilisant un cristal de sélénure de gallium GaSe pompé autour de  $2 \mu\text{m}$  [Mei, 2016]. La source de pompage bi-fréquences a été réalisée avec deux OPO en KTP pompés avec un laser Nd:YVO<sub>4</sub>. L'accordabilité est obtenue en réglant l'angle du faisceau par rapport aux deux cristaux de KTP. Cette source de pompage a généré des impulsions entre 7,1 ns et 3,13 ns. Cependant, les valeurs du facteur de qualité du faisceau ( $M^2$ ) étaient respectivement 2,03 et 1,99 pour les directions verticale et horizontale, ce qui peut réduire l'efficacité de conversion (optique/THz) et donc l'efficacité de la source THz développée. En pompant le cristal avec des profils similaires monomodes pour les deux longueurs d'ondes permet d'améliorer l'interaction entre eux et obtenir un niveau de puissance plus élevé.

Une autre source THz accordable de 0,21 THz jusqu'à 3 THz, avec une puissance moyenne maximale de  $1,66 \mu\text{W}$  et une efficacité de conversion maximale optique/THz de  $1,68 \times 10^{-6}$  a été présentée par Yan *et al.* [Yan, 2017]. Cette source est similaire à celle développée par [Mei, 2016]. Elle repose sur l'utilisation du même type de cristal non-linéaire (GaSe) et sur le même principe de pompage avec deux OPO en KTP. Seul le laser de pompe est différent (cf. Figure I.8). Un laser Nd:YAG est utilisé pour pomper les deux cristaux KTP au lieu d'un laser Nd:YVO<sub>4</sub> qui était limité en puissance (puissance crête autour de 20 kW) à cause des contraintes thermiques qui induisent des fractures du cristal. L'utilisation du laser Nd:YAG a permis de réaliser une source de pompage du cristal GaSe plus puissante (puissance crête autour de 100 kW) et donc d'augmenter l'efficacité de la source THz développée. La source de pompage a généré des impulsions autour de 11 ns, avec aussi une faible qualité du faisceau émis à  $2 \mu\text{m}$  (valeurs de  $M^2$  de 3 et 3,4 pour les directions verticale et horizontale).

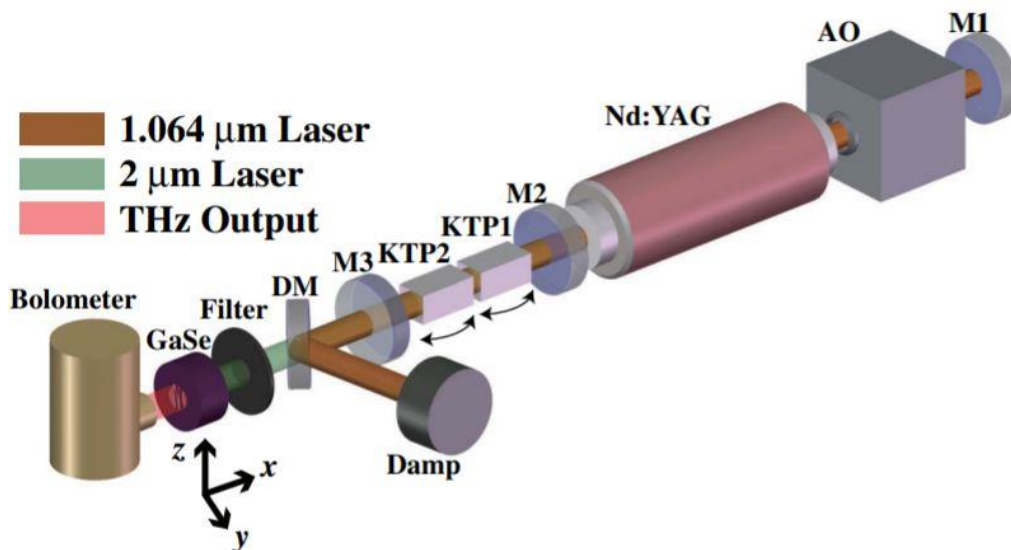


Figure I.8 : Représentation schématique de la configuration expérimentale pour le système DFG basée sur un OPO en KTP et un cristal GaSe de  $2 \mu\text{m}$  [Yan, 2017].

Ces systèmes laser fondés sur l'utilisation de cristaux présentent plusieurs désavantages, comme la mauvaise qualité du faisceau émis, la nécessité d'employer un système de refroidissement important, deux caractéristiques qui réduisent l'efficacité de ces systèmes et les rendent complexes et coûteux.

D'après ce qui a été présenté dans cette partie, nous pouvons conclure que le développement d'une source laser impulsionnelle accordable et puissante, présentant une bonne qualité du faisceau émis est très pertinente pour les deux applications citées. L'utilisation des lasers à fibres optiques semble être une voie à explorer pour surmonter les limitations techniques citées, tout en fournissant des performances intéressantes.

Dans le cadre du projet TERATUNE qui a pour but de réaliser une source THz puissante émettant autour de quelques mW et couvrant une large bande spectrale de 0,1 THz à 10 THz, la DFG par l'interaction entre deux impulsions lasers différentes semble être la meilleure solution. L'objectif de ma thèse sera consacré sur le développement d'une source laser bi-fréquences accordable à impulsions synchrones (~ns) avec une puissance crête de plusieurs kW et une puissance moyenne élevée (~mW). L'accordabilité de la différence entre les deux longueurs d'ondes émises dépend de la longueur d'onde de travail d'après la relation [1.2]. Ainsi, un bon contraste de signal sur bruit (> 15 dB), une stabilité temporelle et spectrale, une bonne qualité du faisceau émis et une largeur spectrale étroite (~30 GHz) sont demandés aussi afin d'améliorer les performances de la source THz qui peut être réalisée en utilisant notre source de pompage.

## **I.2. Les lasers à fibres optiques**

Les lasers à fibres optiques suscitent un grand intérêt ces dernières années en raison de leurs nombreux avantages qui seront présentés dans cette section (§I.2.2). Ils ont démontré leur potentiel d'applications dans différents domaines comme l'usinage industriel, la biologie, la médecine et les télécommunications. Le principe de fonctionnement d'une cavité laser et les conditions de propagation dans une fibre optique sont présentés dans les paragraphes qui suivent.

### **I.2.1. Principe de fonctionnement d'un système laser**

Un système laser est basé sur les phénomènes physiques d'absorption, d'émission stimulée et d'émission spontanée de photons et il comprend trois éléments fondamentaux. Ces éléments sont le milieu à gain ou milieu actif contenant les atomes, un mécanisme de pompage afin d'exciter les atomes dans le milieu actif et de générer une inversion de population, et le résonateur fournissant une rétroaction optique pour former un signal laser puissant après de multiples passages dans le milieu actif (cf. Figure I.9).

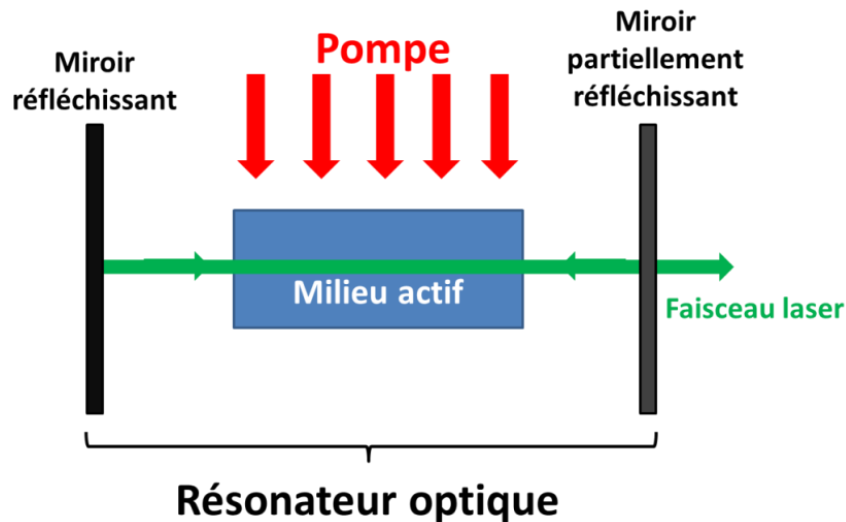


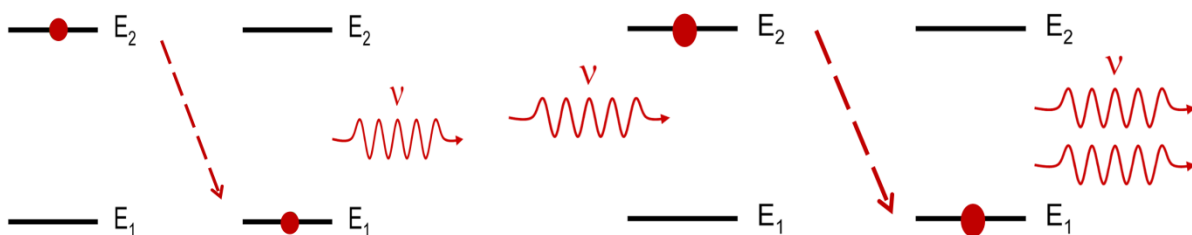
Figure I.9 : Les éléments fondamentaux à un fonctionnement laser.

Pendant la phase de pompage, les atomes du milieu actif absorbent l'énergie de la pompe et passent de l'état fondamental à l'état excité qui a un niveau d'énergie plus élevé ( $E_2$ ). Ces atomes vont alors se désexciter vers un niveau d'énergie inférieure ( $E_1$ ) tout en émettant un rayonnement (un photon). Ce phénomène est appelé l'émission spontanée et il est illustré sur la Figure I.10 (a). L'énergie du photon émis est égale à la différence d'énergie entre l'état initial et l'état final ( $E_2 - E_1$ ) et sa fréquence  $\nu$  est calculée par la relation suivante :

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad [1.3]$$

avec  $h$  est la constante de Planck.

Le phénomène d'émission stimulée est illustré sur la Figure I.10 (b). Ce phénomène est obtenu lorsqu'un atome se trouve déjà dans un état excité ( $E_2$ ) et il se désexcite vers un état d'énergie inférieur ( $E_1$ ) en recevant un photon incident ayant une énergie qui est égale à la différence d'énergie entre les deux états [1.3]. Le photon émis par la désexcitation de l'atome va donc avoir la même énergie et la direction de propagation que le photon incident. Nous pouvons dire que celui-ci est dupliqué ou que le signal est amplifié. Par conséquent, pour augmenter la puissance du faisceau laser émis, il faut s'assurer que les atomes du milieu actif seront excités en présence de photons incidents sélectionnés. Pour cela, il faut apporter une forte puissance de pompage puis mettre en place une rétroaction optique grâce à la mise en place d'un résonateur optique. Une partie des photons amplifiés sera alors réinjectée dans le milieu actif en donnant lieu à d'autres émissions stimulées sur l'axe optique défini par les deux miroirs (cf. Figure I.9). Ainsi, le faisceau laser émis sera formé par la lumière amplifiée qui sort à travers le miroir partiellement réfléchissant du résonateur. Il existe différentes architectures de cavités laser (en ligne ou en boucle) et différents milieux à gain qui peuvent être solides, liquides ou gazeux.





(a)

(b)

Figure I.10 : Représentation schématique de : (a) l'émission spontanée et (b) l'émission stimulée, lorsqu'un atome se désexcite d'un état d'énergie élevée ( $E_2$ ) vers un état d'énergie inférieure ( $E_1$ ).

### I.2.2. Les avantages des lasers à fibre

Les lasers à fibre représentent les meilleurs candidats pour le développement des sources lasers en combinant une forte puissance moyenne et une bonne qualité du faisceau émis. Ces lasers combinent plusieurs avantages par rapport aux autres types de lasers qui les rendent attirants pour différentes applications. En général, le milieu amplificateur de ces lasers est une fibre optique dopée avec des ions terres rares (ions actifs). Les propriétés de guidage de ces fibres réduisent, voire suppriment, les effets thermiques, produisant généralement une excellente qualité de faisceau (faisceau monomode dit en limite de diffraction). A cela s'ajoutent de faibles pertes de propagation. La fibre optique est généralement immune aux perturbations électromagnétiques de l'environnement et permet de réaliser des configurations compactes et robustes qui sont indispensables pour de nombreuses applications industrielles et médicales. Ainsi, elles peuvent supporter une puissance de sortie très élevée (kilowatts) en régime continu, grâce à un rapport surface/volume important qui permet une excellente dissipation de la chaleur. Cela réduit également les coûts et la complexité de la conception du refroidissement, en particulier pour les niveaux de puissance les plus élevés.

En outre, la nature vitreuse de la silice dopée aux ions terres rares permet d'accéder à de larges bandes de gain liées à de multiples processus d'élargissement spectral, au premier rang desquels, l'élargissement inhomogène qui distribue spectralement les transitions lasers [Deloach, 1993]. Ceci donne accès à une large bande de gain et potentiellement à une accordabilité de la longueur d'onde d'émission qui peut couvrir des dizaines de nanomètres (jusqu'à près de 200 nm), ce qui est très intéressant dans le cadre de ma thèse.

Enfin, les lasers à fibre présentent généralement de très bonnes efficacités de conversion, une stabilité élevée aux variations de températures et aux vibrations, et une durée de vie prolongée par rapport aux autres systèmes lasers. Toutes ces propriétés font des lasers à fibre de bons candidats pour la réalisation de sources lasers compactes et robustes mécaniquement.

### I.2.3. Principe de guidage dans les fibres optiques

Une fibre optique est un guide d'onde généralement cylindrique fabriqué en verre de silice ultra-pure ou en plastique permettant de transmettre la lumière sur de longues distances. Les principes de base des fibres optiques sont résumés dans cette partie.

La structure d'une fibre standard à saut d'indice est illustrée dans la Figure I.11. Elle comprend une région de cœur interne ayant un rayon ( $r_{\text{cœur}}$ ) et un indice de réfraction ( $n_{\text{cœur}}$ ) entouré par une gaine périphérique ayant un rayon ( $r_{\text{gaine}}$ ) et d'indice de réfraction ( $n_{\text{gaine}}$ ). Afin de guider la lumière le long de l'axe de la fibre (direction  $z$ ), l'indice de réfraction ( $n_{\text{cœur}}$ ) doit être supérieur à  $n_{\text{gaine}}$ . Un revêtement polymère de protection présentant un indice de réfraction plus élevé que celui de la gaine optique est ajouté afin de protéger mécaniquement la fibre et de « vider » la gaine de tout rayonnement parasite non confiné dans le cœur. En conséquence, les rayons lumineux avec un angle de couplage  $\Theta < \Theta_{\text{max}}$  sont guidés dans le cœur par réflexion interne totale sur l'interface cœur/gaine. Cela permet

une transmission de la lumière injectée sur de longues distances. En appliquant la loi de réfraction de Snell-Descartes, le sinus de l'angle critique d'acceptation de guidage  $\Theta_{max}$  peut être calculé à partir des indices de réfraction du cœur et de la gaine par la relation [1.4]. L'ouverture numérique (ON) est un paramètre caractéristique d'une fibre optique. Elle est égale au sinus de  $\Theta_{max}$  [1.4] et plus sa valeur est grande, plus l'angle d'acceptance des faisceaux entrants ou l'angle de divergence des faisceaux sortants sont importants.

$$\sin(\Theta_{max}) = \sqrt{(n_{cœur}^2 - n_{gaine}^2)} = ON \quad [1.4]$$

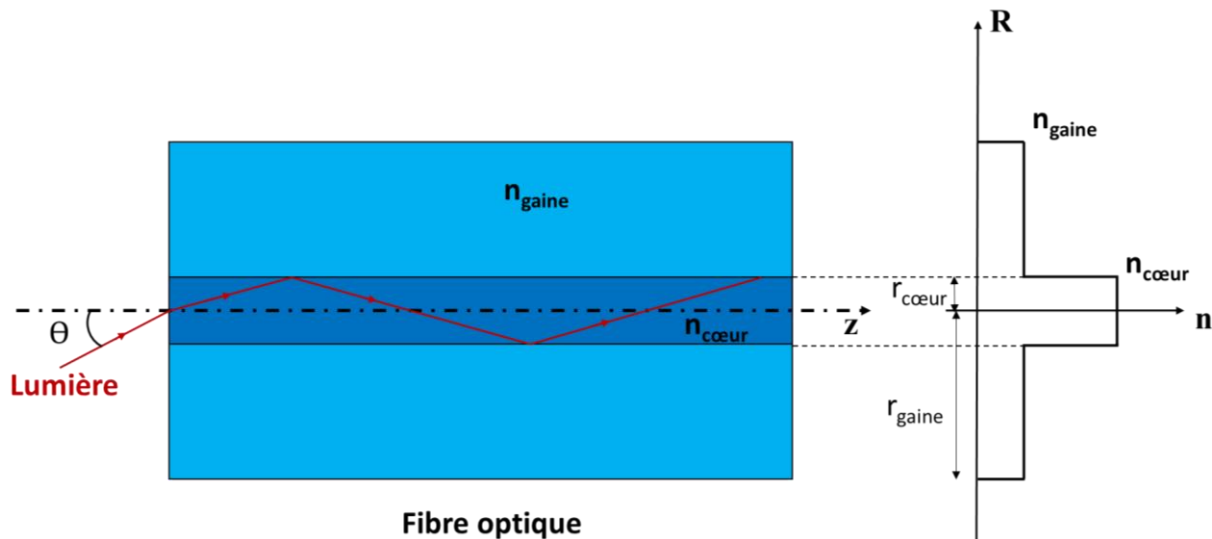


Figure I.11 : Représentation schématique de la structure d'une fibre optique à saut d'indice et du profil de l'indice de réfraction  $n$  sur le rayon  $R$ , sans prendre en considération le polymère de protection.

Une fibre optique est dite monomode (SMF pour Single Mode Fiber) lorsque seulement le mode fondamental est guidé dans le cœur selon une distribution spatiale transverse quasi-gaussienne. Dans le cas d'une fibre monomode, la fréquence normalisée  $V$  à la longueur d'onde d'intérêt doit avoir une valeur inférieure à 2,405, avec  $V$  définie par :

$$V = \frac{2\pi \times r_{cœur} \times ON}{\lambda} \quad [1.5]$$

avec  $r_{cœur}$  le rayon du cœur,  $\lambda$  la longueur d'onde de travail et  $ON$  l'ouverture numérique du cœur définie par l'équation [1.5]. Les SMF standards à saut d'indice ont généralement des faibles diamètres du cœur ( $\sim 9 \mu\text{m}$ ) et une  $ON$  autour de 0,15. La longueur d'onde de coupure ( $\lambda_c$ ) est la valeur minimale pour laquelle une fibre optique peut être considérée monomode ( $V = 2,405$ ). Elle est calculée d'après la relation [1.5].

D'autre part, si la valeur de la longueur d'onde est inférieure à  $\lambda_c$ , c'est à dire  $V$  est supérieure à 2,405, la fibre est dite multimode (MMF pour MultiMode Fiber). Plusieurs modes peuvent alors être excités et guidés dans le cœur. La somme cohérente des distributions spatiales transverses de ces modes forme un faisceau de sortie généralement complexe appelé champ de tavelures ou « Speckle » en anglais, contrairement aux SMFs où un seul mode est guidé.

Pour qualifier la qualité du faisceau d'une fibre optique, plusieurs méthodes expérimentales peuvent être utilisées. Parmi ces méthodes, la mesure du paramètre  $M^2$  (facteur de qualité du faisceau laser) est la plus connue [Siegman, 1993]. Elle est basée sur la mesure de la

divergence du faisceau émis comparativement à celle d'un faisceau gaussien. La valeur de  $M^2$  doit être proche de 1 pour que le faisceau soit considéré comme équivalent à un faisceau gaussien. Néanmoins, cette méthode ne permet pas de donner une caractérisation complète de la distribution d'énergie des modes à la sortie de la fibre, en particulier si certains modes d'ordre supérieurs sont faiblement excités ou guident de faibles puissances. Pour cela, une autre méthode appelée  $S^2$  « pour Spatially and Spectrally resolved imaging of modal content in fibers » a été proposée par Nicholson *et al.* [Nicholson, 2008]. Cette méthode permet de fournir les profils des modes se propageant et d'estimer les puissances relatives des modes d'ordre supérieurs en sortie de la fibre par rapport au mode fondamental. Cette technique repose sur la mesure des battements entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieurs propagés dans le cœur.

Il faut noter que selon l'application visée, des fibres optiques beaucoup plus élaborées (c'est à dire à profil d'indice plus complexe qu'un saut d'indice) peuvent être développées afin de présenter des fonctionnalités différentes. Par exemple, certaines fibres peuvent garantir une propagation à maintien de polarisation (PM pour Polarization Maintaining) [Rogers, 2008]. Dans ces fibres, une forte biréfringence linéaire est créée par l'implémentation de barreaux de contraintes (verre induisant un stress dans la structure de la fibre lors du fibrage), ou par la réalisation d'un cœur elliptique par exemple. Parmi les fibres PM, nous trouvons les fibres « Panda », où deux barreaux de silice dopée généralement au Bore, sont ajoutés dans la gaine optique de la fibre, afin de générer une contrainte mécanique engendrant une différenciation des indices effectifs selon les deux axes de polarisations (les axes neutres). Cela réduit donc le couplage entre les modes de polarisations et permet de contrôler l'état de polarisation de la lumière. Ces fibres permettent de conserver la polarisation linéaire de la lumière injectée suivant un axe neutre.

#### **1.2.4. Les fibres actives et les configurations laser**

La première démonstration d'un laser à fibre a été réalisée par Elias Snitzer en 1961, un an après celle du premier système laser à rubis. Le milieu à gain de ce laser était formé par une fibre à saut d'indice dont le cœur était dopé avec du néodyme ( $Nd^{3+}$ ) [Snitzer, 1961].

La structure la plus simple d'une fibre active est la structure à saut d'indice, formée d'un cœur, d'une gaine et d'un revêtement polymère de protection. En général, le cœur de la fibre est des ions de terres rares (ions actifs) [Poole, 1986] formant, lorsque ces ions sont excités, le milieu à gain nécessaire à l'amplification optique. Il est également co-dopé dans la plupart des cas avec des ions passifs (par exemple l'aluminium  $Al^{3+}$ , le phosphore ou le germanium) afin d'empêcher l'agrégation des ions actifs entre eux, d'une part, et de contrôler son indice de réfraction du cœur, d'autre part. Contrairement au cas d'une fibre conventionnelle à saut d'indice, l'indice de réfraction du polymère de protection peut aussi être inférieur à celui de la silice dans certaines fibres dites à double gaine, dans le but de simultanément protéger la fibre et de confiner la pompe.

La composition du matériau actif détermine les propriétés principales du laser suivant l'application envisagée, notamment la fenêtre spectrale de fonctionnement dans une matrice de silice. Déterminées par le choix du dopant actif utilisé, les plages spectrales de fonctionnement les plus courantes sont présentées dans le Tableau 1. Cependant, la plage d'émission est également influencée par la configuration de pompage. Les lasers à fibre sont généralement pompés optiquement avec la longueur d'onde de la pompe couvrant les régions d'absorption spectrale spécifique des dopants actifs (cf. Tableau 1).

Tableau 1 : Présentation des ions terres rares les plus utilisés dans les lasers à fibre, avec leurs longueurs d'ondes d'absorption et d'émission correspondantes.

Ions	Longueurs d'onde d'absorption couramment utilisées	Longueurs d'onde d'émission
Ytterbium ( $Yb^{3+}$ )	~ 976 nm ~ 915 nm	~ 1020 nm - 1100 nm ~ 976 nm
Erbium ( $Er^{3+}$ )	~ 980 nm ~ 1480 nm	~ 1510nm – 1650 nm
Thulium ( $Tm^{3+}$ )	~ 790 nm ~ 1650 nm	~ 1800 nm – 2100 nm
Holmium ( $Ho^{3+}$ )	~ 1150 nm ~ 1950 nm	~ 2100 nm

Le pompage d'une fibre active à simple gaine se fait en injectant la lumière de la pompe directement dans le cœur qui guide également le signal laser. Cela permet des courtes longueurs d'interaction grâce à une absorption de pompe maximale et des inversions de population plutôt élevées (le nombre d'ions dans l'état excité est très supérieur à celui dans l'état fondamental). Cependant, le pompage par le cœur impose de fortes contraintes sur la brillance de la source de pompe utilisée, limitant ainsi la puissance disponible pour les fibres monomodes. La faible taille du cœur et sa faible ouverture numérique limitent aussi la puissance de pompe qui peut être injectée et donc la puissance émise. Pour cette raison, la structure de la fibre peut être modifiée en ajoutant une deuxième gaine bas indice ou en utilisant un polymère qui a un indice de réfraction plus faible que celui de la gaine de silice et qui permet de confiner la pompe (Figure I.12). Cela permet un pompage par la gaine de la fibre en utilisant une source plus puissante, moins brillante (multimodale). Les diodes laser fibrées représentent des sources de pompage très efficaces et rentables à différentes longueurs d'onde, couvrant même des puissances très élevées pouvant dépasser plusieurs kW. La lumière de pompage se propage le long de l'axe de la fibre, et elle est injectée à une extrémité de la fibre (ou des deux côtés pour un pompage bidirectionnel). En conséquence, la forme de la gaine, le rapport de surface cœur/gaine et la concentration des dopants actifs dans le cœur offrent une liberté de conception permettant d'ajuster l'efficacité d'absorption effective du milieu à gain assurant un rendement de pompage élevé. La pompe est donc injectée dans la gaine qui fonctionne comme un cœur de pompage multimode entourant le cœur de signal monomode comme illustré sur la Figure I.12. Pour guider la pompe et le signal lumineux, les indices de réfraction dans une fibre à double gaine suivent la relation  $n_3 < n_2 < n_1$  avec  $n_3$  l'indice de réfraction de la gaine externe confinant la puissance de la pompe (cf. Figure I.12). Plusieurs designs de gaines non circulaires ont été proposés dans le but d'améliorer l'absorption de la pompe par les ions de terres rares localisés dans le cœur. Des formes en D, double-D, hexagonale et autres contribuent à améliorer l'absorption du rayonnement de pompage [Leproux, 2001 ; Koska, 2016]. Ces designs permettent d'augmenter l'efficacité d'interaction entre la pompe guidée dans la gaine de la fibre et le cœur actif.

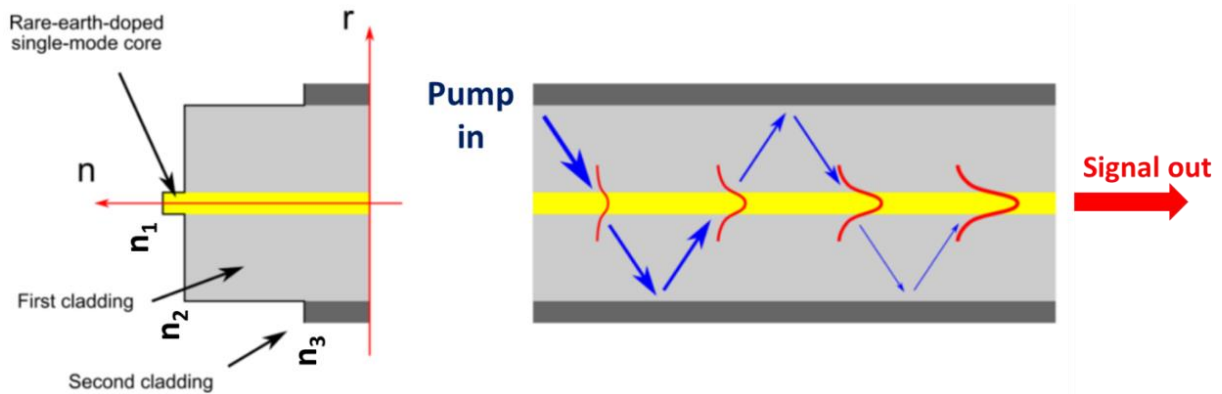


Figure I.12 : Figure représentative du principe de pompage à double gaine [Réf. Figure I.12].

### - Les configurations laser :

Le dernier élément clé des lasers à fibre est le résonateur qui va permettre de tirer profit du processus d'émission stimulée en faisant circuler le signal lumineux sur plusieurs aller-retour dans le cas d'un laser (une seule fois dans le cas d'un amplificateur). La cavité laser résonnante est généralement formée d'un côté par un miroir partiellement réfléchissant PR et par un miroir hautement réfléchissant HR (réflexion > 99 %) de l'autre côté. Les miroirs formant la cavité laser peuvent être des miroirs massifs totalement ou partiellement réfléchissants, des réseaux de Bragg photo-inscrits dans la fibre (FBGs pour Fiber Bragg Gratings), ou même la simple face clivée de la fibre. Des cavités en boucle sans miroirs d'extrémité peuvent aussi être utilisées, selon lesquelles la lumière peut circuler en boucle dans deux directions possibles. En utilisant un élément discriminant tel qu'un isolateur optique, un fonctionnement unidirectionnel est possible. Dans ce cas le signal ne fait pas les composants optiques le long du résonateur en boucle qu'une fois par aller-retour.

Il existe de très nombreux types de cavité résonnante pour les lasers à fibres optiques. Pour simplifier mon propos, je ne présente ici que les principales différences entre les cavités fibrées et les cavités en espace libre qui sont illustrées sur la Figure I.13. Une cavité laser fibrée est constituée de FBGs hautement et partiellement réfléchissants à la longueur du signal (FBG HR et FBG PR, cf. Figure I.13 (a)) qui peuvent être inscrits directement à chaque extrémités de la fibre active ou dans une fibre passive monomode soudée avec la fibre active. Le pompage est réalisé en utilisant des multiplexeurs pour combiner le faisceau de la pompe dans la fibre active. Les cavités fibrées permettent la réalisation de systèmes lasers robustes et compacts, bien adaptés pour les applications industrielles [Norman, 2007]. En revanche, ces systèmes lasers sont basés sur l'utilisation de composants optiques fibrés (isolateur, modulateur, circulateur, coupleur, ...) qui sont très sensibles à la puissance et ont un faible seuil de dommage, limitant ainsi la montée en puissance dans ce type de laser. De plus, dans le cas d'un laser déclenché, l'utilisation des fibres passives pour connecter les différents composants de la cavité laser augmente sa longueur et le temps de parcours intra cavité. Cela entraîne un allongement des impulsions générées et donc une diminution de la puissance crête obtenue. Le régime déclenché (Q-switch) sera présenté en détails dans le chapitre III de ce manuscrit.

Au contraire, une cavité en espace libre est formée des miroirs massifs hautement et partiellement réfléchissants (cf. Figure I.13 (b)). La pompe est injectée dans la fibre en utilisant des composants massifs, des couples de lentilles convergentes et un miroir dichroïque transparent à la longueur d'onde de la pompe et hautement réfléchissant à celle

du signal. La cavité en espace libre offre la possibilité de réaliser des sources lasers puissantes grâce aux seuils de dommage plus élevés des composants optiques massifs utilisés. Par exemple, pour un modulateur en espace libre qui permet de déclencher la cavité laser, la taille du faisceau traversant le cristal du modulateur peut être adaptée afin de diminuer la densité de puissance incidente, ce qui n'est pas le cas pour un modulateur fibré. Cela permet d'atteindre des niveaux de puissance supérieurs. En revanche, ce type de laser perd certains avantages des sources laser entièrement fibrées puisqu'ils sont, comme les lasers massifs, sensibles au désalignement des différents composants. Pour répondre aux objectifs de ma thèse en termes de puissance moyenne et crête, tout en respectant des contraintes de temps, nous avons choisi de travailler avec des cavités laser en espace libre. Les sources laser à fibres optiques qui seront utilisées et étudiées dans les prochains chapitres emploieront donc des éléments massifs en attendant de futurs développements.

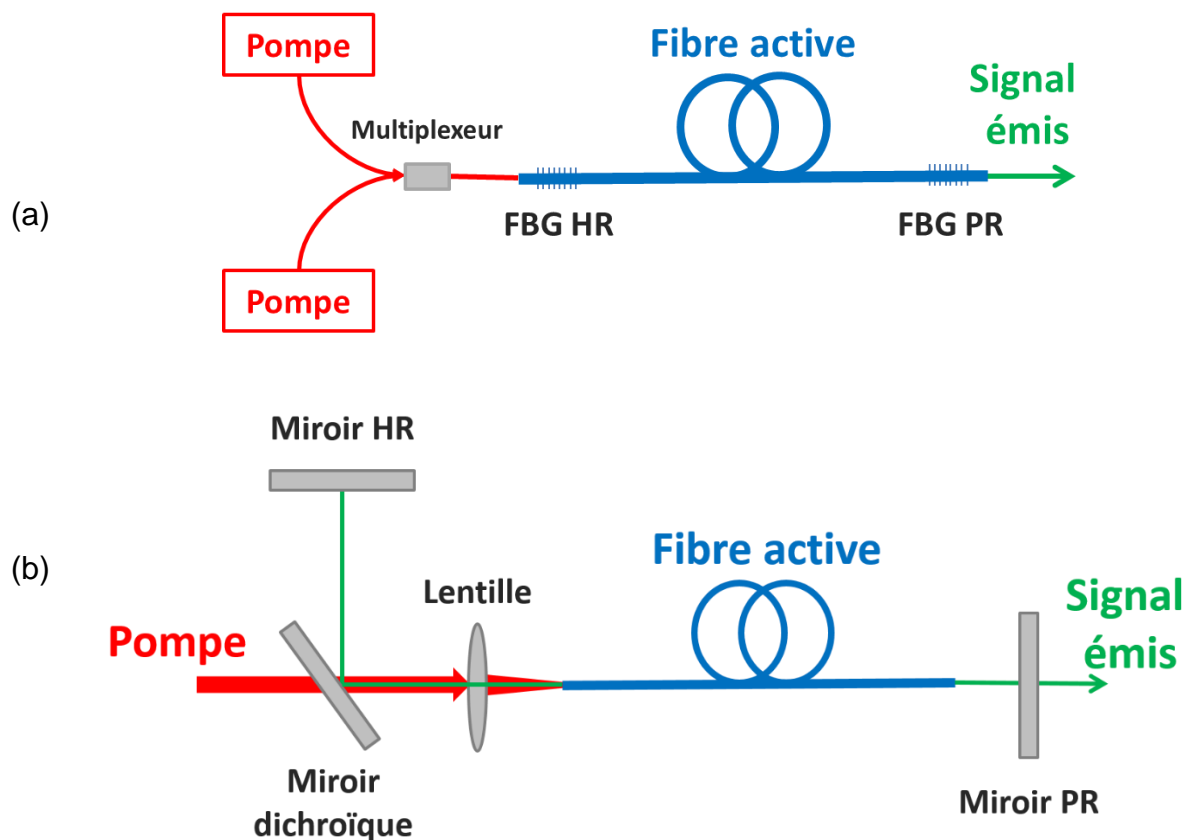


Figure I.13 : Représentation schématique d'une cavité laser (a) fibrée où la pompe est injectée en utilisant un multiplexeur (b) en espace libre où la pompe est injectée en utilisant un miroir dichroïque et une lentille convergente, avec la pompe est représentée en rouge et le signal en vert.

### I.2.5. Limitations de la montée en puissance

De nombreuses recherches ont été menées sur le développement des lasers à fibre puissants et efficaces avec une bonne qualité du faisceau émis. Cela est dû à leurs avantages qui font de ces lasers un bon candidat pour de nombreuses applications industrielles, médicales, militaires et d'autres. Cependant la montée en puissance de ces derniers rencontre des limitations qui sont généralement liées au fort confinement du faisceau propagé qui finit par provoquer la destruction de la fibre ou la dégradation temporelle, spatiale ou spectrale du faisceau. Par exemple, un problème de destruction de la face de la fibre peut être rencontré à cause d'une densité surfacique de puissance très

élevée dans le cas d'un laser continu, ou à cause d'une forte énergie d'impulsion générée dans la cavité laser [Teodoro, 2005 ; Smith, 2009]. Ce problème peut être résolu en ajoutant un embout poli « end-cap » à la face de la fibre pour diminuer la densité de puissance et étendre spatialement le signal émis [Böhme, 2012]. De plus, l'interaction du rayonnement de pompage injecté dans la gaine de la fibre et le polymère peut provoquer une destruction de ce dernier (calcination du polymère). Par ailleurs, pour des fortes puissances moyennes du signal émis, des modifications du profil d'indice de la fibre peuvent avoir lieu à cause des effets thermiques liés au défaut quantique et à l'effet laser [Brown, 2001]. D'autres effets indésirables comme les effets-non linéaires et le photo-noircissement limitent la montée en puissance des lasers à fibre, en dégradant la qualité spectrale ou spatiale du faisceau émis et de la puissance signal émise. Ces effets sont présentés dans les parties qui suivent.

### 1.2.5.1. Les effets non-linéaires

Les effets non-linéaires sont observés lorsque de fortes intensités du faisceau propagé interagissent sur de grandes longueurs avec la matière qui constitue la fibre optique. Ces effets peuvent apparaître même pour de faibles puissances moyennes, de l'ordre de quelques centaines de mW, pour autant que l'interaction lumière matière s'effectue sur une très grande longueur, comme par exemple, dans les systèmes de télécommunications [Agrawal, 2005]. Dans les lasers à fibre, les fortes densités spatiales de puissance font que des effets non-linéaires peuvent être générés sur des distances très courtes. Il est par conséquent nécessaire de mieux comprendre ces phénomènes afin, dans notre cas, de chercher à les éviter. Parmi ces effets, nous citons :

#### - La diffusion Brillouin stimulée :

La diffusion Brillouin stimulée (SBS pour Stimulated Brillouin Scattering) est un phénomène non-linéaire inélastique. Un photon incident dans un milieu peut être converti en un photon de moindre énergie diffusé dans la direction inverse. Les photons rétrodiffusés interfèrent avec les photons incidents et génèrent une onde acoustique par électrostriction. Un faisceau intense peut interagir avec l'onde acoustique générée dans une fibre optique en conduisant à un faisceau faiblement réfléchi dans la direction inverse du faisceau incident. Le faisceau réfléchi (généralement appelé onde de Stokes) et le faisceau incident peuvent alors interférer pour amplifier l'onde acoustique par électrostriction qui provoque en retour une amplification du faisceau réfléchi. Le décalage fréquentiel de l'onde réfléchi avec l'onde incidente est d'environ 11 GHz. Le seuil d'apparition de cet effet peut être calculé par la formule [1.6] [Agrawal, 2013] :

$$P_B = \frac{21 \times A_{eff}}{G_B \times L_{eff}} \times \frac{\Delta\nu_B + \Delta\nu_{laser}}{\Delta\nu_B} \quad [1.6]$$

avec  $A_{eff}$  l'aire effective du mode qui se propage dans le cœur de la fibre,  $G_B$  le gain Brillouin,  $\Delta\nu_{laser}$  la largeur spectrale du signal laser,  $\Delta\nu_B$  la largeur du gain Brillouin (de l'ordre de 50 MHz) et  $L_{eff}$  la longueur effective de la fibre calculée par l'équation [1.7] et,  $\alpha$  l'atténuation de la fibre optique.

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad [1.7]$$

Dans le cas de la génération des émissions lasers ayant un spectre étroit, l'effet Brillouin est généralement le facteur le plus limitant en travaillant avec des fibres optiques longues à petit cœur. Par exemple, pour une SMF 28 standard qui a un diamètre du cœur de 8,4  $\mu\text{m}$ , le

mode se propageant dans la fibre s'étale sur un diamètre égal à 10,4  $\mu\text{m}$  correspondant à une  $A_{\text{eff}}$  de  $8,5 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ . Pour une  $L_{\text{eff}}$  de 10 m, une valeur de  $G_B$  maximale de  $5 \times 10^{-11}$  et une largeur spectrale étroite ( $\Delta\nu_{\text{laser}} < 50 \text{ MHz}$ ) autour de 1  $\mu\text{m}$ , la puissance seuil de l'effet Brillouin obtenue est de l'ordre de 3,57 W. Alors que pour une largeur spectrale de 0,1 nm ( $\Delta\nu_{\text{laser}} = 10 \text{ GHz}$ ), cette puissance augmente drastiquement pour atteindre une valeur autour de 2,15 kW.

Cet effet ne sera pas donc un problème limitant pour la montée en puissance dans notre source laser bi-fréquences, puisque la largeur spectrale cherchée pour les applications envisagées ne va pas être pas assez étroite (autour de 0,1 nm). Ainsi, en augmentant la dimension du cœur ( $> 20 \mu\text{m}$ ) et diminuant la longueur de la fibre utilisée dans la cavité laser ( $< 1\text{m}$ ), la puissance seuil de l'effet Brillouin peut être fortement repoussée ( $> 26 \text{ kW}$ ).

#### - La diffusion Raman stimulée :

La diffusion Raman stimulée (SRS pour Stimulated Raman Scattering) est un phénomène inélastique résultant de la diffusion d'un photon entrant dans la fibre optique. Un échange d'énergie aura lieu entre le photon incident et la molécule du milieu via l'excitation vibrationnelle ce qui crée une onde optique décalée. Ce décalage spectral peut intervenir vers les grandes longueurs d'onde (décalage Stokes), ou vers les basses longueurs d'ondes (décalage anti Stokes). La SRS se différencie de la SBS par l'ordre de grandeur de décalage fréquentiel qui est plus élevé dans le cas de la SRS (de l'ordre de THz) et le fait qu'elle peut avoir lieu dans les deux directions de propagation de l'onde incident (alors que la SBS est seulement contra-propagative). Sa puissance d'apparition est calculée par la formule [1.8] [Agrawal, 2013] :

$$P_R = \frac{16 \times A_{\text{eff}}}{G_R \times L_{\text{eff}}} \quad [1.8]$$

Avec  $G_R$  le gain Raman,  $A_{\text{eff}}$  l'aire effective du mode propagé et  $L_{\text{eff}}$  la longueur effective de la fibre. L'effet Raman peut s'avérer préjudiciable dans le cas des lasers impulsionnels, où une forte puissance crête et une courte impulsion sont générées. Une fraction de l'énergie peut être alors décalée en fréquence à cause de cet effet vers une plage de longueur d'onde entraînant une perte de rendement à la longueur d'onde de travail. En prenant l'exemple d'une SMF 28, pour une longueur effective de 10 m, la puissance seuil de l'effet Raman est de l'ordre de 1,36 kW, calculée pour une valeur maximale de  $G_R$  de  $1 \times 10^{-13}$  à une longueur d'onde autour de 1  $\mu\text{m}$ .

Dans l'objectif de ma thèse, je cherche à développer une source laser impulsionnelle générant des impulsions ayant une durée de quelques (ns) avec une puissance crête de l'ordre de kW pour répondre aux besoins des applications présentées dans la section §1.1.1. Alors en utilisant des fibres ayant une large dimension de cœur ( $> 20 \mu\text{m}$ ) et une courte longueur (autour de 1 m), l'effet Raman ne semble pas être un élément limitant pour atteindre notre objectif (puissance seuil de l'effet Raman  $> 50 \text{ kW}$ ).

#### - L'effet Kerr :

L'effet Kerr est un effet optique non linéaire du troisième ordre ( $\chi^3$ ) qui se produit lorsqu'une lumière intense ou une courte impulsion énergétique se propage dans un milieu possédant un non-linéaire [Agrawal, 2013]. Son origine physique est une polarisation non linéaire générée dans le milieu, qui modifie elle-même les propriétés de propagation de la lumière.



Ce phénomène se traduit par une modulation de l'indice de réfraction du milieu non-linéaire en fonction de l'intensité de l'onde qui traverse le matériau suivant l'équation [1.9] :

$$n = n_0 + n_2 I \quad [1.9]$$

où  $n_0$  est l'indice de réfraction linéaire du milieu,  $n_2$  le coefficient d'indice de réfraction non linéaire du milieu (estimé à  $3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$  dans le cas de la silice pour  $\lambda$  égale à 1550 nm) et  $I$  est l'intensité optique qui est proportionnelle au module au carré de l'amplitude du champ électrique.

Dans le cas des lasers émettant à plusieurs longueurs d'onde avec de fortes puissances, un effet non-linéaire lié à l'effet Kerr peut se produire dans les fibres optiques. Cet effet est le mélange à quatre ondes (FWM pour Four-Wave Mixing). Le FWM peut se produire si au moins deux fréquences différentes se propagent ensemble dans un milieu non linéaire (une fibre optique dans notre cas), et il se traduit par des variations spectrales en générant des pics lasers parasites. Par exemple, si deux pics lasers ayant une fréquence d'entrée  $\nu_1$  et  $\nu_2$  se propagent dans une fibre optique, deux nouvelles composantes de fréquence  $\nu_3$  et  $\nu_4$  sont générées (cf. Figure I.14). Cela est dû à une modulation de l'indice de réfraction à la différence de fréquence, et les valeurs des nouveaux pics lasers sont calculées par les relations [1.10] et [1.11] [Agrawal, 2005] :

$$\nu_3 = \nu_1 - (\nu_2 - \nu_1) = 2\nu_1 - \nu_2 \quad [1.10]$$

et,

$$\nu_4 = \nu_2 + (\nu_2 - \nu_1) = 2\nu_2 - \nu_1 \quad [1.11]$$

De plus, une onde préexistante à la fréquence  $\nu_3$  ou  $\nu_4$  peut être amplifiée, c'est-à-dire qu'elle subit une amplification paramétrique [Stolen, 1982]. Le FWM est un processus sensible à la phase c'est-à-dire que l'interaction dépend des phases relatives de tous les faisceaux. Son effet donc peut s'accumuler efficacement sur des distances plus longues, par exemple dans une fibre optique, si une condition d'accord de phase est remplie. C'est d'autant plus critique que les fréquences sont proches les unes des autres car elles se propagent avec des vitesses de phase très proches. Lorsqu'il existe une forte disparité de phase, le mélange à quatre ondes est peu efficace. Contrairement aux autres effets non-linéaires présentés plus tôt qui ont été réduits par l'utilisation de fibre à grande aire effective, nous avons rencontré du FWM en sortie de notre laser dans certaines conditions que je détaillerai dans les chapitres suivants.

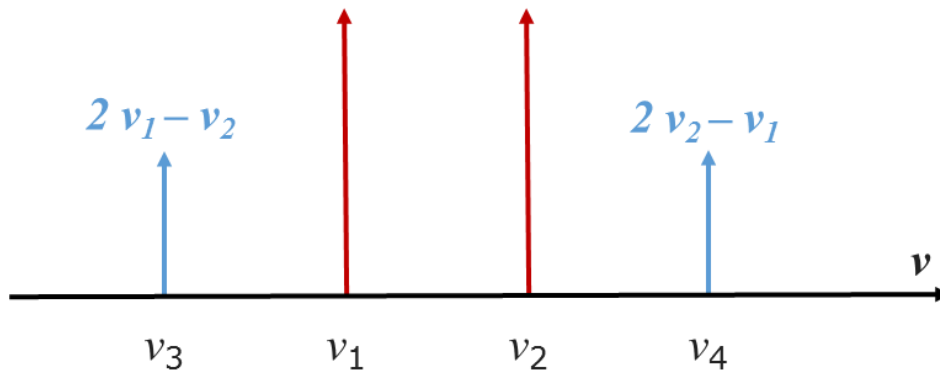


Figure I.14 : Représentation schématique du concept de mélange à quatre ondes (FWM) dans le domaine fréquentiel. Les flèches rouges représentent les deux pics lasers de fréquence d'entrée  $\nu_1$  et  $\nu_2$  et celles en bleues représentent les deux nouveaux pics lasers.

Deux autres effets liés à l'effet Kerr peuvent se produire dans les fibres optiques qui sont l'auto-modulation de phase (SPM pour Self-Phase Modulation) et la modulation de phase croisée (XPM pour Cross-Phase Modulation). La SPM a pour effet d'introduire un élargissement spectral symétrique d'impulsions optiques dans la gamme (fs). La XPM est basé sur le changement de phase optique d'un faisceau provoqué par l'interaction avec un deuxième faisceau dans un milieu non linéaire. Ces deux effets ne seront pas étudiés dans la suite vu que leurs conditions d'apparition ne sont pas compatibles avec notre source laser à développer.

Quel que soit l'effet non-linéaire considéré, nous pouvons cependant remarquer qu'une diminution de la longueur d'interaction lumière-matière associée à l'augmentation de l'aire modale permettra de repousser les seuils d'apparition des limitations associées.

### I.2.5.2. Le photo-noircissement

Le photo-noircissement (Photodarkening en anglais) est un phénomène qui peut entraîner de graves dégradations des performances et une limitation de la montée en puissance des lasers à fibre. En effet, une augmentation des pertes de transmission peut être induite au cours du temps (plusieurs heures) pour des faisceaux optiques intenses qui permettent d'arracher un électron au réseau. Un défaut appelé centre coloré se crée donc dans la matrice hôte à cause de l'arrachement de cet électron [Dong, 1995]. Ce phénomène réduit l'efficacité de conversion pompe/signal des fibres actives, et ce, de manière plus marquée dans le visible et le proche infrarouge. Cela crée une dépendance chromatique des pertes linéiques et peut entraîner une augmentation de la température de la fibre dans des cas extrêmes. Des cas de photo-noircissement ont déjà été signalés pour des fibres dopées ytterbium qui sont sensibles à ce phénomène [Koponen, 2006]. La minimisation du photo-noircissement nécessite l'optimisation des matériaux formant la fibre avec certains co-dopants (par exemple, le phosphore ou encore le fluor) ou d'autres traitements. Le co-dopage avec du cérium peut aider aussi à atténuer l'impact de ce phénomène [Engholm, 2009 ; Jelger, 2010]. Ainsi, une autre solution qui s'appelle le photo-blanchissement a été proposée afin de réduire ce phénomène. Cette solution consiste à chauffer fortement la fibre pour relaxer les porteurs piégés ou l'illuminer avec une lumière dans l'UV ou dans le visible (fortement énergétique).

Contrairement au cas des fibres dopées ytterbium, les fibres dopées aux ions thulium qui seront utilisées pour réaliser notre source laser sont moins sensible à ce phénomène. Les

propriétés spectroscopiques des ions thulium seront présentées en détails dans le chapitre II, mais la longueur d'onde d'émission (autour de 2  $\mu\text{m}$ ) éloignée du domaine visible explique que le phénomène soit moins pénalisant que dans le cas de l'ytterbium. Il existe cependant [Broer, 1993, ; Firth, 2010]. Durant les mesures réalisées et présentées dans ce manuscrit, nous n'avons pas remarqué des dégradations des performances dues au photo-noircissement, sachant que des mesures systématiques sur de longues durées (burn-in tests) n'ont pas été réalisées durant mon travail de thèse pour identifier l'apparition de ce phénomène.

### **I.2.6. Les fibres à grande aire modale (LMA)**

D'après ce qui a été présenté dans la partie précédente, nous déduisons que l'augmentation de la dimension transversale du cœur et la réduction de la longueur de la fibre aide à repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires.

Cependant, en augmentant la dimension du cœur, la valeur de la fréquence normalisée augmente aussi d'après la relation [1.5] et la fibre devient multimode. Pour compenser, une diminution de l'ON de la fibre est nécessaire et donc la différence d'indice entre le cœur et la gaine doit être finement contrôlée durant la fabrication pour garder le caractère monomode de la fibre (d'après la relation [1.4]). Une bonne maîtrise de la fabrication des matériaux formant la fibre est demandée afin de contrôler le contraste d'indice cœur/gaine. Généralement, la méthode de dopage par voie liquide associée avec la méthode dépôt en phase vapeur modifié ou MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) est la plus utilisée pour fabriquer les fibres actives dopées avec des ions de terres rares. Mais le niveau de contrôle de l'indice de réfraction avec ce procédé est limité à environ  $5 \cdot 10^{-4}$  [Beier, 2016]. Une fibre à cœur dopée  $\text{Yb}^{3+}$  ayant une large dimension du cœur de 35  $\mu\text{m}$  et une très bonne qualité de faisceau ( $M^2 < 1,1$ ) a été fabriquée en utilisant cette méthode, grâce à un faible contraste d'indice cœur/gaine ( $\Delta n \sim 5 \cdot 10^{-4}$ ) et une très faible ON obtenue de 0,038 [Jain, 2015]. De plus, une autre fibre à cœur dopée  $\text{Yb}^{3+}$  de 50  $\mu\text{m}$  de diamètre du cœur et de 0,02 d'ON a été fabriquée par la méthode sol-gel, avec une émission d'un faisceau en sortie de la fibre proche de la limite de diffraction [Xu, 2016]. Par contre, l'efficacité laser obtenue est très faible ( $\eta \sim 41,6\%$ ) due aux pertes de fond très élevées. Cependant, une courbure de la fibre a été indispensable pour les deux fibres présentées afin d'assurer un fonctionnement monomode (la propagation d'un seul mode), ce qui diminue l'efficacité laser atteinte par ces fibres tout en diminuant le diamètre de courbure. Une efficacité laser de 64% a été obtenue par Moulton *et al.* pour une puissance signal émise de 300 W et pour une fibre dopée thulium de 25  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur [Moulton, 2009]. La valeur de  $M^2$  mesurée était inférieure à 1,2 indiquant la bonne qualité du faisceau obtenu en sortie de la fibre. Des fibres commerciales à large cœur (autour de 15  $\mu\text{m}$  ou 25  $\mu\text{m}$  de diamètre pour une émission à 1  $\mu\text{m}$  ou 2  $\mu\text{m}$ , respectivement) avec des ON inférieures à 0,09 sont disponibles (par exemple les fibres vendues par Nufern ou Nlight Photonics). La plupart des matériaux dopés qui forment ces fibres sont fabriquées par des procédés CVD et dopés en phase vapeur. Le contrôle de faibles ouvertures numériques est limité par la technologie de fabrication à environ 0,05. Pour cela, de nouvelles structures de fibres actives ont été étudiées et développées afin de repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaire et de permettre d'atteindre des niveaux de puissances moyennes et crêtes plus élevées. Si les structures de fibres deviennent plus complexes que celles à simple saut d'indice, les technologies de fabrication doivent évoluer. Ces fibres seront présentées et discutées à la fin de ce chapitre.

### I.3. Accordabilité en longueur d'onde des lasers à fibre

Les lasers accordables sont caractérisés par l'émission d'une longueur d'onde qui peut être ajustée. Cela peut être réalisé en utilisant un filtre spectral réglable dans la cavité laser qui permet de sélectionner une longueur d'onde spécifique en induisant des pertes intra-cavité à toutes les autres longueurs d'onde de la bande de gain. Différentes approches ont été rapportées pour réaliser le filtrage et l'accord spectral. Dans ce qui suit, les meilleurs concepts ou les plus courants sont brièvement introduits afin de retenir le plus adapté aux objectifs de ma thèse qui est le développement d'un laser à fibre impulsionnel bi-fréquences puissant et accordable sur la plus grande bande spectrale possible.

#### I.3.1. Les réseaux de Bragg fibrés (FBGs)

Un FBG inscrit dans le cœur d'une fibre optique se comporte comme un miroir sélectif à bande étroite. La Figure I.15 (a) illustre le principe de fonctionnement d'un FBG qui consiste en une modulation périodique de l'indice de réfraction ( $n'$ ) du cœur, avec une profondeur de modulation ( $\Delta n = n' - n_{\text{cœur}}$ ) et une période  $\Lambda_B$  qui s'étend sur la longueur de réseau. Cette modification périodique d'indice peut être induite par un laser UV (interférences ou masque de phase) ou par un laser femto-seconde. L'effet de cette structure sur un signal à spectre large bande injecté dans la fibre est visualisé schématiquement dans les trois spectres (i, ii, iii) présentés sur la Figure I.15 (b). Seulement la longueur d'onde  $\lambda_B$  qui satisfait la relation de Bragg donnée par l'équation [1.12] est réfléchi par le FBG, comme illustré sur le schématique de la Figure I.15, avec  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif du mode de cœur calculé par la relation [1.13],  $\beta$  est la constante de propagation. En conséquence, les autres longueurs d'onde sont transmises.

La longueur d'onde réfléchi par le réseau de Bragg pourrait être accordée légèrement en exerçant une influence externe sur la période de réseau  $\Lambda_B$  par la modification de la température ou la flexion de la fibre au niveau du FBG. La plage d'accord maximale de la longueur d'onde est limitée (autour de quelques nanomètres) par le seuil d'endommagement mécanique de la fibre avec le FBG et par la stabilité du motif d'indice de réfraction inscrit.

$$\lambda_B = 2 \cdot n_{\text{eff}} \cdot \Lambda_B \quad [1.12]$$

$$n_{\text{eff}} = \frac{\lambda \cdot \beta}{2\pi} \quad [1.13]$$

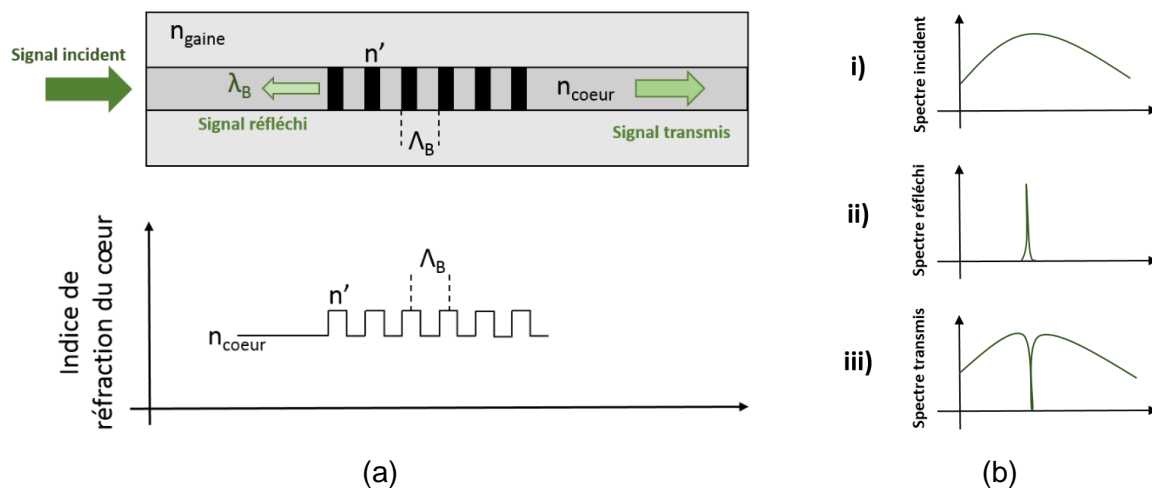


Figure I.15 : Principe de fonctionnement d'un FBG, avec ( $n'$ ) est l'indice de réfraction du réseau,  $\Lambda_B$  la période et  $\lambda_B$  la longueur d'onde réfléchie.

Des lasers à fibre accordables ont été réalisés en utilisant des FBGs. En 2005, un accord de longueur d'onde de 15 nm a été obtenu par Fu *et al.* en utilisant une fibre dopée néodyme et en comprimant la fibre contenant le réseau du FBG. Une accordabilité de 41 nm à 1550 nm avec une fibre dopée erbium a été démontrée par Guan *et al.* en faisant varier la température du réseau inscrit de 15 °C jusqu'à 160 °C [Guan, 2002]. Il faut noter que le réseau utilisé par Guan *et al.* a été revêtu par un polymère spécial ayant un coefficient de dilatation thermique élevé. Cependant, la puissance émise par ces lasers accordables était faible, soit 1,55 W et 5 mW pour respectivement Fu *et al.* et Guan *et al.*

Récemment, un laser à fibre bi-fréquences accordable électroniquement de manière discontinue sur une plage de 25 nm basé sur l'utilisation de FBGs et sur une nouvelle configuration a été démontré par notre partenaire Tiess *et al.* en régime impulsif [Tiess, 2017]. Ce système est basé sur une ligne à retard composée de plusieurs FBGs photo-inscrits à des longueurs d'onde légèrement différentes le long d'une fibre optique monomode. Cette ligne à retard est insérée dans la partie centrale d'une cavité en thêta qui comprend également un modulateur acousto-optique (cf. Figure I.16). Par contre ce système laser est difficile à réaliser et est limité en puissance moyenne (quelques mW) et crête (quelques W) à cause des effets non-linéaires. Pour cela, des étages d'amplification sont nécessaires pour atteindre des niveaux de puissance crête et moyenne élevés. De plus, il ne permet pas non plus de réaliser un laser continu accordable. Le fonctionnement de la cavité en configuration en thêta sera présenté en détails dans le chapitre IV de ce manuscrit.

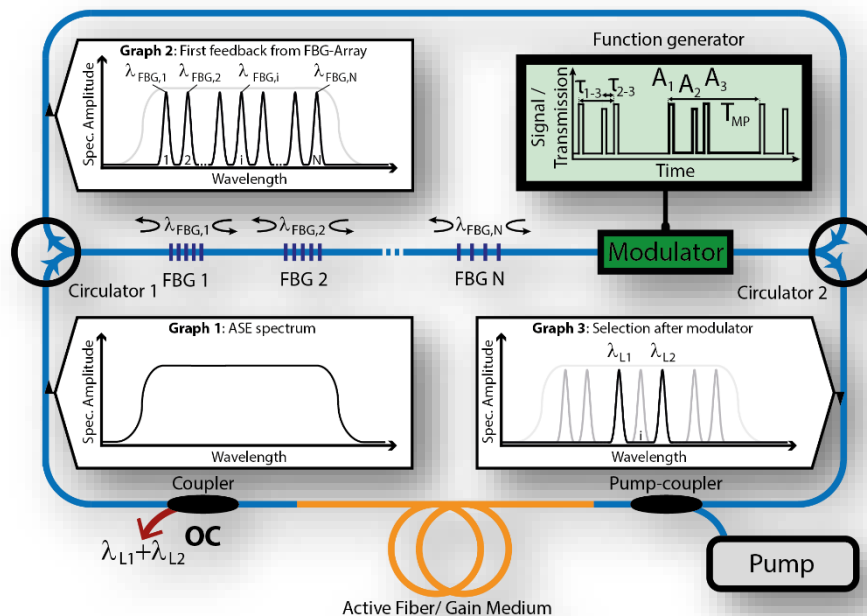


Figure I.16 : Représentation schématique du résonateur en configuration thêta accordable en fonctionnement bi-fréquences. Les graphes 1, 2, et 3 montrent les spectres à différents points de la cavité laser [Tiess, 2017].

L'utilisation des FBGs pour réaliser une source laser bi-fréquences largement et continument accordable serait complexe et coûteuse. Cela demanderait beaucoup d'équipement et

induirait des pertes supplémentaires dans la cavité. Du fait de la grande longueur des fibres optiques formant la cavité laser (dizaines de mètres), ce système est de plus très vite limité par l'apparition des effets non-linéaires.

### I.3.2. Les réseaux de diffraction

Les réseaux de diffraction sont des filtres spectraux utilisés en espace libre à l'intérieur de la cavité laser (réseaux en transmission) ou comme élément réfléchissant en fond de cavité (réseaux en réflexion) afin de sélectionner une longueur d'onde spécifique. Ils ont été très étudiés pour le réglage spectral des lasers à fibre depuis des dizaines d'années.

Un réseau de diffraction en réflexion typique se compose d'un substrat, le plus souvent d'un matériau optique avec un grand nombre de rayures parallèles (N) dirigés ou répliqués sur sa surface et revêtue d'une matière réfléchissante. Les rayures sont espacées d'une manière régulière définissant la périodicité du réseau (a) (cf. Figure I.17). La longueur d'onde réfléchi par le réseau est définie par l'équation générale du réseau [1.14] :

$$m\lambda = a(\sin\theta_i + \sin\theta_m) \quad [1.14]$$

où m est un nombre entier qui désigne l'ordre de diffraction, a le pas du réseau,  $\theta_i$  l'angle d'incidence mesuré à partir de la normale et  $\theta_m$  l'angle de diffraction. Un exemple de deux ordres de diffraction (m = 0 et m = 1) est illustré sur la Figure I.17 (b).

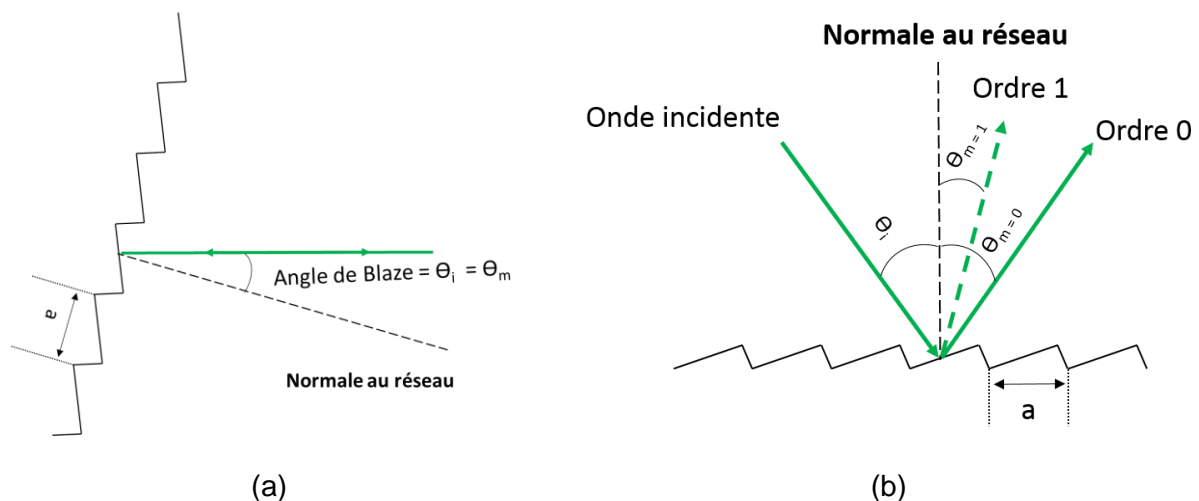


Figure I.17 : Principe de fonctionnement d'un réseau de diffraction : (a) en configuration Littrow et (b) en configuration Littman.

En conséquence, les réseaux de diffraction offrent une grande flexibilité spectrale en adaptant le trajet du faisceau ou l'ordre de fonctionnement. Une accordabilité continue peut être réalisée par rotation en changeant  $\theta_i$  et  $\theta_m$ . En effet, il existe deux configurations en espace libre afin de coupler le faisceau réfléchi à la fibre active. La première est la configuration Littrow qui utilise le réseau directement comme un miroir hautement réfléchissant fermant la cavité laser. L'accord de la longueur d'onde est basé sur la rotation du réseau en modifiant l'angle d'incidence et dans ce cas ou m = 1, seule la longueur d'onde choisie est réfléchi dans la direction exacte du faisceau incident (cf. Figure I.17 (a)). Nilsson *et al.* ont démontré un laser à fibre dopée Yb monomode avec une large plage de réglage de 73 nm allant de 1027 nm à 1100 nm en régime continu en exploitant la configuration Littrow [Nilsson, 2004]. En régime impulsif (Q-switch), Renaud *et al.* ont démontré une

accordabilité de 40 nm (allant de 1060 nm jusqu'à 1100 nm) aussi avec une fibre dopée Yb [Renaud, 1999]. Là encore, le miroir de fond de cavité était un réseau de diffraction en configuration Littrow. Une puissance signal de 2,8 W avec une largeur spectrale des raies lasers autour de 0,3 nm ont été obtenues par Nilsson *et al.* en régime continu, alors qu'en régime impulsionnel, Renaud *et al.* ont rapporté une puissance crête maximale de 2 kW, avec une durée d'impulsion de 300 ns et une largeur spectrale de 0,5 nm.

La deuxième configuration est la configuration Littmann selon laquelle un miroir (à large bande) supplémentaire hautement réfléchissant autour de la longueur d'onde de travail est utilisé pour compenser le signal diffracté et former le miroir de fond de cavité avec le réseau de diffraction (Figure I. 17 (b)). L'accord spectral est obtenu en inclinant le miroir large bande afin d'accorder/aligner la longueur d'onde d'émission. En utilisant la configuration Littman, Fan *et al.* ont réalisé un laser à fibre dopée Yb accordable couvrant une plage de réglage de 60 nm de 1080 nm jusqu'à 1140 nm en régime impulsionnel avec une émission laser multimodes [Fan, 2003]. Une puissance moyenne émise de 1,4 W avec une puissance crête maximale de 26,8 kW ont été obtenues avec une durée d'impulsion de 5 ns. La configuration Littrow est plus facile à réaliser par rapport à la configuration Littmann, vu qu'un miroir supplémentaire à large bande n'est pas demandé pour compenser le signal diffracté.

Les réseaux de diffraction sont de bons candidats pour réaliser des lasers à fibre largement accordable en espace libre. Ils permettent d'accorder la longueur d'onde émise sur une large bande spectrale par une simple rotation du réseau. Néanmoins ils souffrent d'un faible seuil de dommage et introduisent des pertes significatives dues aux réflexions parasites sur la face du réseau et à l'absorption de ce dernier (efficacité de diffraction inférieure à 90%). Le seuil de dommage est faible dû à la déformation du réseau de diffraction par échauffement (seuil de dommage du substrat faible) qui finit par s'endommager pour des fortes puissances signal. De plus, l'utilisation de deux réseaux en cascade n'est possible qu'avec des réseaux en transmission associé à deux miroirs large bande, vu que dans le cas des réseaux en réflexion le premier réseau en position diffracte le faisceau et ne permet pas la transmission du signal au second réseau. L'obtention d'une source laser bi-fréquences efficace, stable et accordable par ce moyen nous a semblé peu réaliste par rapport à l'utilisation de réseaux de Bragg inscrits dans un bloc de verre (VBG).

### **I.3.3. Les réseaux de Bragg en volume (VBGs)**

Un VBG (Volume Bragg Grating) a les mêmes caractéristiques qu'un FBG, c'est à dire est formé par une modulation périodique de l'indice de réfraction. La différence vient du fait que le réseau est photo-inscrit dans un verre massif et qu'il est utilisé en espace libre. Il est décrit aussi par l'amplitude de la variation de l'indice de réfraction du verre ( $n$ ), la périodicité du réseau ( $\Lambda$ ) et le nombre de période (cf. Figure I.18). Le signal propagé à travers le verre massif est perturbé par la modulation périodique du réseau, ce qui provoque des réflexions successives à chaque interface d'une variation d'indice. Un VBG réfléchit une seule longueur d'onde ( $\lambda_B$ ), en transmettant toutes les autres longueurs d'ondes qui ne satisfont pas la loi de Bragg donnée par l'équation [1.15], comme dans le cas d'un FBG. Ceci offre la possibilité d'utiliser plusieurs VBGs, dans une configuration en cascade pour obtenir une réflexion de multiples raies spectrales. Les pertes induites par de tels réseaux sont principalement liées aux réflexions parasites sur les faces d'entrées-sorties du bloc de verre. Ces dernières ont donc tout intérêt à être traitées antireflet autour des longueurs d'onde de travail. Plusieurs études ont été menées sur l'utilisation des VBGs afin de profiter de leurs avantages pour la réalisation des lasers à fibres mono-fréquence et bi-fréquences largement accordables

délivrant des fortes puissances. Leurs avantages sont une grande réflectivité, un seuil de dommage élevé, une largeur spectrale réduite, et généralement de faibles pertes d'insertion. De plus, ils offrent la possibilité d'accorder la longueur d'onde réfléchie ( $\lambda_B$ ), par une simple rotation du VBG en changeant l'angle d'incidence du faisceau ( $\theta$ ) d'après l'équation [1.15]. Il est alors nécessaire d'ajouter un miroir adapté pour fermer la cavité.

$$\lambda_B(\theta) = 2 \cdot n \cdot \Lambda \cdot \cos(\theta) \quad [1.15]$$

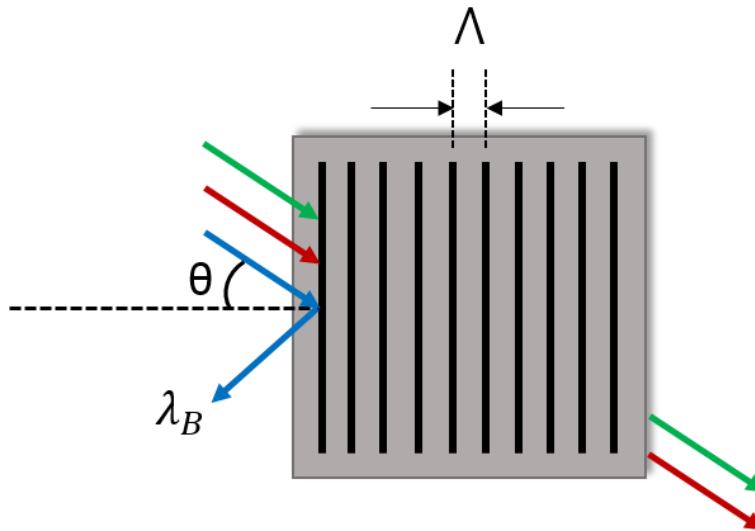


Figure I.18 : Principe de fonctionnement d'un VBG en réflexion.

Dans le cas d'un laser mono-fréquence accordable émettant autour de 920 nm, un accord de la longueur d'onde de 50 nm a été montré par Leconte *et al.* en utilisant une fibre dopée néodyme [Leconte, 2015]. Un autre laser à fibre dopée thulium mono-fréquence couvrant une plage d'accordabilité de 100 nm autour de 2  $\mu\text{m}$  a été montré par McComb *et al.* [McComb, 2010]. Pour une émission laser bi-fréquences, Wang *et al.* ont démontré l'ajustement de la différence de longueurs d'ondes de deux VBGs utilisés, de 1 nm à 50 nm autour de 1970 nm en utilisant une fibre dopée thulium [Wang, 2010].

Les niveaux des puissances émises en utilisant les VBGs sont plus élevés par rapport à ceux obtenus avec les autres types de filtres spectraux présentés dans les paragraphes précédents. Une puissance de signal supérieure à 7 W a été obtenue par Leconte *et al.* avec la fibre dopée néodyme. Une puissance signal comprise entre 30 W et 50 W a été rapportée par McComb *et al.* (en utilisant une fibre dopée Thulium). Dans le cas d'un laser à fibre bi-fréquences, un record de 115 W de puissance signal émise sur une bande d'accordabilité de 50 nm autour de 2  $\mu\text{m}$  a été rapporté par Wang *et al.* avec une largeur spectrale des raies lasers autour de 0,012 nm, inférieure à celles obtenues avec un réseau de diffraction confirmant les avantages des VBGs.

Les VBGs semblent être les meilleurs candidats pour réaliser une source laser bi-fréquences puissante et largement accordable à la fois, couvrant l'objectif de cette thèse.

#### I.4. Montée en puissance des lasers à fibre

Nous avons vu dans la section (§I.2.5) comment la montée en puissance des lasers à fibre est limitée par les effets non-linéaires et les effets thermiques. Dans la suite, je présente les évolutions de la structure des fibres actives qui ont été proposées dans le but de réaliser des



sources lasers à fibres émettant des fortes puissances moyennes/crêtes. Il faut bien noter qu'en travaillant avec des fibres ayant de très gros cœurs, cela nous permet de réduire la longueur de la fibre utilisée à moins d'un mètre grâce aux fortes absorptions de la puissance de pompe et au fort gain linéique disponible [Limpert, 2005-a].

#### **I.4.1. Les fibres microstructurées**

L'augmentation de la taille du cœur des fibres actives est nécessaire pour repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires (surtout dans le cas des lasers impulsions). Cela nécessite une diminution très importante de la différence d'indice cœur/gaine pour obtenir une émission monomode, ce qui est limité technologiquement par la précision des méthodes de fabrications utilisées (en particulier par le contrôle de l'indice de réfraction et par l'homogénéité des matériaux synthétisés). Afin de résoudre ces problèmes, de nouvelles structures de fibres optiques permettant de confiner et de sélectionner le mode fondamental ont été proposées. Toutefois, un accord d'indice entre le cœur dopé activement et la gaine formée de silice pure et d'air est demandé pour les principales structures présentées ci-dessous :

##### **- Les fibres à cristaux photoniques (PCF) :**

Le principe de confinement des fibres à cristaux photoniques (PCFs pour Photonic Crystal Fibers) proposées en 1996 par les chercheurs de l'Université de Bath [Knight, 1996 ; Russel, 2003] est basé sur le phénomène de réflexion totale interne modifiée (MTIR), où des inclusions à bas indice dans une matrice de silice contribuent à former la gaine de la fibre. La microstructuration d'une PCF est constituée à partir d'un arrangement périodique de micro-canaux d'air dans une matrice de silice, traversant toute la fibre sur sa longueur (cf. Figure I.19 (a)). La distance entre deux trous d'air successifs est appelée « pas » ou pitch ( $\Lambda$ ). L'avantage de ce type de fibre est la possibilité d'obtenir une faible valeur d'ON du cœur, en adaptant et ajustant l'indice de réfraction de la gaine micro-structurée à celui du cœur lorsque celui-ci est proche de l'indice de réfraction de la silice. Cela est obtenu par la diminution de la taille de trous d'air formant la structure de la fibre et le nombre des couronnes mis en place, tout en gardant une propagation monomode [Birks, 1997 ; Kuhlmeier, 2002]. La méthode d'assemblage et étirage « stack and draw » est utilisée en général pour la fabrication de PCF. Cette méthode consiste à étirer un assemblage de cannes de silice et des capillaires dans un tube de maintien constitué de silice [Knight, 1996]. Les PCF actives peuvent être fabriquées en utilisant des cannes de silice dopées aux ions de terres rares pour former le cœur (à la place des cannes de silice pure). Les dopants de terres rares et les co-dopants utilisés augmentent généralement l'indice de réfraction du matériau produit, ce qui entraîne un problème d'accord d'indice entre le cœur et une gaine faite de silice pure. Cette différence peut être compensée en ajoutant d'autres co-dopants qui contribuent à diminuer l'indice de réfraction, comme par exemple le fluor [Limpert, 2005-a]. La capacité à parfaitement compenser l'augmentation d'indice provoquée par le dopage terre rares est cependant limitée. De plus, la maîtrise précise de l'indice de réfraction des matériaux et de leurs homogénéités est compliquée en utilisant les méthodes de dopage classiques. Une conception d'un cœur filamenté a alors été mise en place pour contourner ces difficultés (cf. Figure I.20). Il s'agit d'assembler des cannes dopées au fluor qui ont un indice de réfraction inférieur à celui de la silice et des cannes dopées aux ions de terres rares qui ont un indice supérieur à celui de la silice dans une proportion telle que l'indice moyen de cette structure hétérogène est égale à celui de la silice. Dans le but de fabriquer un matériau quasi-homogène ayant un indice de réfraction semblant uniforme, cet assemblage est étiré

plusieurs fois de manière à obtenir une taille de motif très inférieure à la longueur d'onde propagée. Néanmoins, cette conception est très coûteuse et prend beaucoup du temps pour fabriquer un seul matériau actif. Une PCF dopée ytterbium avec un diamètre de cœur de 100  $\mu\text{m}$  et une bonne qualité du faisceau (une valeur de  $M^2$  égale à 1,3) a été déjà démontrée par Brooks *et al.* [Brooks, 2006]. Le meilleur résultat en régime continu obtenu en utilisant ce genre de fibre est une puissance moyenne de signal de 320 W à 1  $\mu\text{m}$  avec un cœur de 60  $\mu\text{m}$  (cf. Figure I.19 (b)) [Limpert, 2006]. En régime impulsionnel, la meilleure performance est une énergie de 6,4 mJ avec une durée d'impulsion de 6,5 ns et une puissance crête de 1 MW, dans le cas d'une fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  [Gaida, 2013].

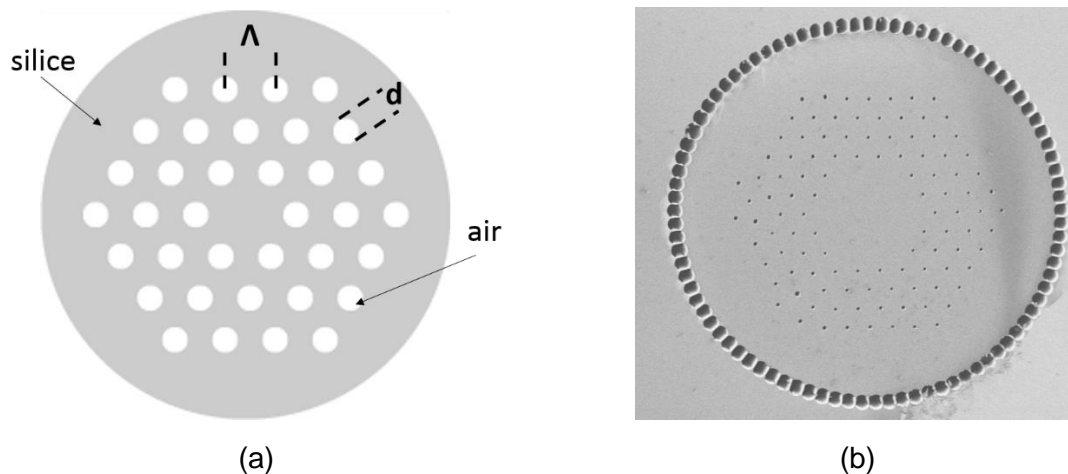


Figure I.19 : (a) Représentation d'une fibre à cristal photonique avec un motif hexagonal de trous d'air, où le trou central est manquant, la zone grise désigne la silice pure et les cercles blancs désignent les trous d'air,  $\Lambda$  est le pitch et  $d$  le diamètre des trous d'air. (b) Une image de la section transversale d'une PCF dopée ytterbium ayant un diamètre de cœur de 60  $\mu\text{m}$ .

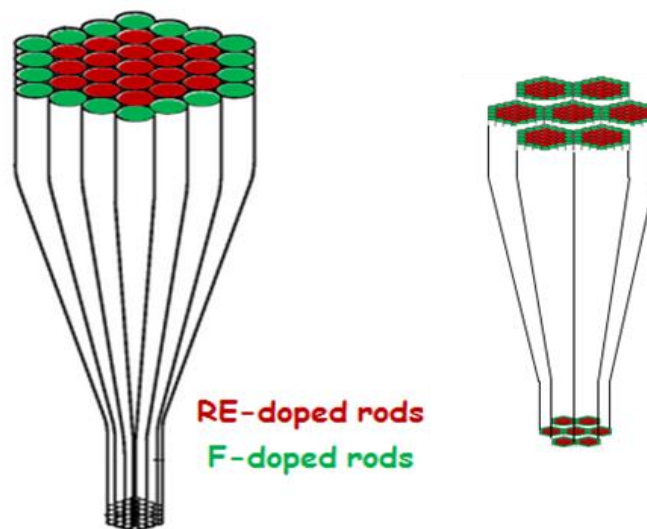


Figure I.20 : L'assemblage des cannes dopées aux ions de terres rares en rouge et les cannes dopées en fluor en vert.

Cependant, la fabrication d'une PCF ayant un diamètre du cœur très large ( $> 50 \mu\text{m}$ ) a mis en évidence des limitations dues au contrôle de la dimension des trous d'air submicroniques quelques fois ( $\approx \mu\text{m}$ ) tout au long de la fibre. En effet, la fabrication d'une structure avec des

petites dimensions des trous et un contrôle drastique de ces dimensions complique le tirage de la fibre sur une grande longueur touchant clairement les limites de la technologie.

- **Les fibres à large pitch (LPF) :**

Nous avons vu dans la partie précédente comment la faible dimension des trous d'air dans une PCF devient difficile à contrôler et induit une difficulté à maîtriser le saut d'indice, donc l'ON et finalement le caractère monomode du faisceau propagé pour les plus grandes dimensions de cœur. Pour pallier ce problème, des fibres à large pitch (LPF pour Large Pitch Fiber) ont été imaginées. Le confinement du mode fondamental est basé sur le principe de passoire modale, qui est un développement extrême de la réflexion totale interne modifiée [Russel, 2006]. En 2010, Jansen *et al.* ont proposé d'exploiter ce concept pour les fibres à large « pitch » (LPF). La LPF comme est une fibre microstructurée [Jansen, 2010] dont le pitch  $\Lambda$  est supérieur à dix fois la longueur d'onde se propageant dans la fibre. Un filtrage des modes d'ordre supérieur dans le milieu actif est possible par délocalisation vers l'extérieur du cœur. Le principe de délocalisation des modes d'ordre supérieur est représenté dans la Figure I.21 (a) qui montre la fuite de ces modes entre les trous d'air vers l'extérieur du cœur, équivalent à une passoire modale [Russell, 2006]. Ces fibres à large pitch sont rigoureusement multimodes, mais le filtrage des modes d'ordre supérieur vers l'extérieur du cœur actif induit une propagation effective monomode, soit par un filtrage « par pertes » lorsque la gaine est entourée d'un revêtement polymère haut-indice, soit par un filtrage « par le gain » lorsque la gaine est entouré par une gaine d'air.

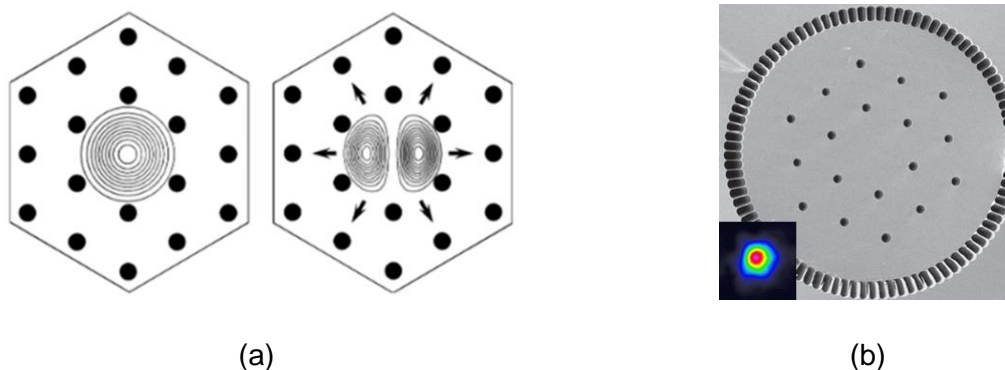


Figure I.21 : (a) Représentation schématique de la délocalisation des modes d'ordre supérieur par passoire modale [Russell, 2006]. (b) Une image de la section transverse de la LPF ayant un grand diamètre du cœur (135  $\mu\text{m}$ ) avec en insert, une image de la distribution d'intensité du faisceau émis en champ proche [Limpert, 2012 ; Jansen, 2012].

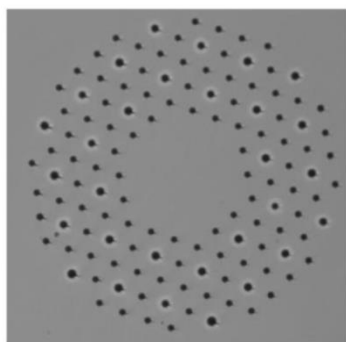
Ces fibres sont présentées comme des barreaux rigides et sont dites « rod-type » car elles ont un diamètre externe de l'ordre du millimètre et ne supportent pas les courbures. L'utilisation de ce type des fibres permet de travailler avec de courtes longueurs ( $< 1$  m) car de fortes absorptions de la puissance de pompe sont accessibles en raison de la grande taille du cœur dopé et du rapport de dimensions cœur-gaine favorable. Cela contribue aussi à repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires. Cependant, la réalisation de LPFs exige un accord de l'indice de réfraction entre le cœur (le milieu actif) et la gaine en silice pure. La limite en termes de maîtrise d'indice par les méthodes CVD et de mesure se situe plutôt entre  $1.10^{-4}$  et  $5.10^{-4}$ . Typiquement pour un diamètre de cœur de 50  $\mu\text{m}$  (resp. 200  $\mu\text{m}$ ) un écart maximum de  $8.10^{-5}$  (resp.  $5.10^{-6}$ ) entraîne le confinement du second mode. Ceci impose le développement d'une technologie spécifique de fabrication des fibres, et de synthèse des matériaux formant le cœur (cœurs filamenteux (cf. Figure I.20)).

Une gaine d'air est ajoutée autour de la structure LPF pour bénéficier d'une ouverture numérique élevée et faciliter l'injection de la pompe. Par ailleurs, il faut bien choisir le diamètre interne de la fibre formée par la gaine d'air afin d'éviter un couplage parasite entre un mode de la gaine et le mode fondamental du cœur (« avoided crossing ») [Jansen, 2011]. Ce couplage induit une délocalisation du mode fondamental qui dégrade la qualité du mode et réduit l'efficacité laser.

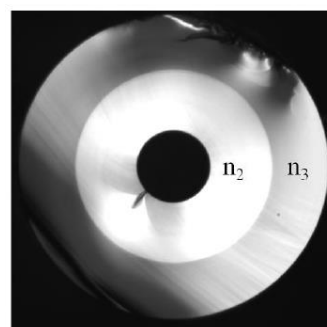
Le plus grand cœur actif de LPF a été rapporté par Limpert *et al.* [Limpert, 2012] pour une LPF dopée ytterbium ayant un diamètre du cœur de 135  $\mu\text{m}$  et une émission « quasi-monomode ». La Figure I.21 (b) montre la section transverse de cette fibre avec en insert une image de la distribution d'intensité du faisceau émis en champ proche. Cette fibre a été utilisée en régime déclenché par Stutzki *et al.* pour atteindre un record de 26 mJ d'énergie et 500 kW de puissance crête [Stutzki, 2012].

#### - Les fibres à filtrage de modes distribués (DMF) :

L'architecture d'une fibre à filtrage de modes distribués (DMF pour Distributed-Mode-Filtering) est proche de celle des PCFs. Elle a été proposée pour la première fois en 2011 par Alkeskjold *et al.* sous la forme de fibres rigides [Alkeskjold, 2011]. La Figure I.22 (a) représente la structure de ces fibres et sa nouveauté qui repose sur l'adjonction de résonateurs annulaires haut indice (silice dopée germanium) autour de quelques trous d'air d'une gaine air/silice (Figure I.22 (b)). Le principe de guidage de ce type de fibres est basé sur une combinaison du guidage par bande interdite photonique et sur la réflexion totale interne modifiée. Le principe de guidage par bande interdite repose sur un effet anti-résonant qui permet de guider le faisceau laser dans le cœur de la fibre [Alkeskjold, 2011]. Ce principe implique ainsi un fort filtrage spectral de la longueur d'onde guidée et entraîne un fonctionnement strict sur des plages de longueurs d'onde définies. L'indice de réfraction de la silice dopée germanium formant les résonateurs est plus grand que celui de la silice pure. Durant la propagation de certaines longueurs d'onde dans la fibre, l'émission du faisceau monomode est assurée puisque les modes d'ordre supérieur du cœur se couplent avec les super-modes localisés dans ces résonateurs.



(a)



(b)

Figure I.22 : Image de la section transverse (a) d'une fibre à filtrage de modes [Laurila, 2011] et (b) d'un résonateur annulaire constitué d'un trou d'air entouré par une première couronne de silice dopée germanium ayant un indice de réfraction  $n_2$  et une deuxième couronne de silice pure ayant un indice de réfraction  $n_3$  [Alkeskjold, 2011].

Une DMF dopée  $\text{Yb}^{3+}$  ayant un diamètre de cœur de 85  $\mu\text{m}$  et une longueur de 1 m a été démontrée en 2011 par Laurila *et al.* [Laurila, 2011]. Cette fibre a été utilisée en régime

impulsionnel (Q-switch) pour obtenir une énergie de 2,7 mJ avec une durée d'impulsion autour de 21 ns et une puissance crête de 200 kW [Laurila, 2011]. Cette même fibre a été utilisée en configuration d'amplificateur pour atteindre une puissance moyenne de 292 W sans l'apparition d'instabilités modales transverses (IMT) [Laurila, 2012].

Toutes les fibres présentées dans cette section nécessitent un accord d'indice entre le milieu actif de la fibre et le fond de sa gaine optique formée de la silice pure. Cela nécessite aussi une bonne maîtrise du contrôle des indices de réfractifs des matériaux formant la structure de la fibre rendant la fabrication des fibres microstructurées compliquée et coûteuse, tant du point de vue du temps passé que du coût des matériaux. D'autre part, l'apparition des IMT dégrade la qualité du faisceau et limite la montée en puissance de ces lasers à fibre [Laurila, 2012 ; Johansen, 2013]. Néanmoins, pour des fortes puissances moyennes de signal émises, une dégradation de la qualité du faisceau peut être observée même pour des fibres émettant un signal monomode à basse puissance. Cette dégradation résulte d'un battement/couplage entre le mode fondamental et un ou des modes d'ordre supérieur qui se reconfinent dans le cœur avec l'élévation de la puissance. Un gradient thermique lié au fonctionnement laser et dans un second temps au photo-noircissement induit un gradient d'indice parabolique dans le cœur qui reconfiner les modes d'ordres supérieurs. Ce phénomène appelé instabilités modales transverses (IMT) a été découvert en 2010 et est intensivement étudié depuis 2011 [Eidam, 2011 ; Otto, 2014]. Quand le seuil d'apparition des IMT est dépassé, une compétition modale induit des instabilités du faisceau laser. Ce phénomène parasite limite la montée en puissance ou plutôt l'exploitation dans des applications industrielles des lasers à fibre ayant des très larges aires modales.

#### **1.4.2. Le développement des fibres aperiodiques à large pitch**

Les LPFs ont permis d'obtenir les meilleures performances en laser comparées aux autres types de fibres ayant une très large aire modale. Le mode fondamental est confiné dans ces fibres par deux couronnes de trous d'air qui permettent de délocaliser les modes d'ordre supérieur à travers les canaux de silice pure situés entre les trous d'air. Mais les LPFs sont aussi sujettes aux limitations qui dégradent leurs qualités du faisceau comme les IMT et aussi le phénomène de couplages parasites (« avoided crossing »). Une amélioration de la structure d'une LPF a été proposée par notre équipe de recherche, permettant de repousser l'apparition de ce problème du couplage lors de la montée en puissance et de mieux délocaliser les modes d'ordre supérieur [Dauliat, 2013 ; Dauliat, 2015]. Cette amélioration repose sur l'apport d'une rupture de la symétrie de la structure de ces fibres (comme les fibres à larges pitch aperiodiques et complètement aperiodiques). Cela réduit le recouvrement des modes d'ordre supérieur avec le milieu actif de la fibre et donc le gain qui s'applique à ces mêmes modes au profit du mode fondamental toujours bien confiné dans le cœur malgré la rupture de symétrie.

Plusieurs structures basées sur l'asymétrie de la structure des LPFs ont été proposées pour améliorer leurs performances [Dauliat, 2013 ; Dauliat, 2015]. Par contre, si nous cherchons un compromis entre performances pure (fibre froide) et une résistance aux effets thermiques liés au défaut quantique et à l'effet laser, nous retenons la structure des fibres à large pitch complètement aperiodiques (FA-LPF pour Fully-Aperiodic Large-Pitch Fiber) [Darwich, 2017]. Outre l'aperiodicité du motif, les FA-LPF se démarquent des LPFs par l'indice du matériau de cœur et de gaine. Contrairement aux LPFs, il n'est pas utile dans la FA-LPF de garantir un accord d'indice de réfraction entre le cœur dopé et la silice environnante puisqu'un second matériau est synthétisé pour constituer la gaine. Ce second matériau est

passif mais doit présenter rigoureusement le même indice de réfraction que le cœur. Cette configuration relâche beaucoup les contraintes sur le cœur qui peut être homogène et contenir tous les dopants et co-dopants utiles à ses bonnes performances. En effet, la valeur de l'indice de réfraction du cœur dépend de la concentration d'ions terres rares d'une part, mais aussi des co-dopants utilisés pour avoir une meilleure insertion des ions terres rares dans la matrice de silice et éviter le phénomène de photo-noircissement par exemple. Cela permet de réaliser un cœur actif fortement dopé en ions terres rares et donc d'augmenter le gain linéique. Le dopage passif du matériau « de fond » qui forme la gaine avec les inclusions bas-indice est généralement simplement dopé aux ions d'aluminium ( $Al^{3+}$ ). L'accord d'indice entre matériaux actif et passif est aussi crucial que pour les fibres concurrentes.

L'optimisation de la structure d'une FA-LPF repose sur le changement de la position des inclusions bas-indices qui aident à déconfiner le mode  $LP_{11}$  en agrandissant les canaux de fuite, et sur l'élimination des inclusions bas-indices à l'écart de la zone d'interaction avec le champ afin de simplifier la microstructuration de la fibre. La section transverse théorique d'une FA-LPF active est présentée sur la Figure I.23. Le cœur est formé de 19 barreaux de silice dopée avec des ions terres rares constituant le milieu à gain de la fibre (la zone rouge de la Figure I.23). La structure aperiodique est réalisée en insérant 16 inclusions de silice bas-indices (représentées en bleu clair) qui remplacent les trous d'air formant la structure des LPF classiques dans un ensemble formé de 134 barreaux de silice dopée passivement (représentées en bleu) pour obtenir un accord d'indice avec le cœur dopé activement. Une deuxième gaine de silice pure est ajoutée autour de la gaine dopée passivement afin d'éviter les phénomènes de couplage parasites de modes de gaine avec le mode de cœur (« avoided crossing »). Comme précisé plus tôt, un accord d'indice entre le cœur dopé activement et la gaine dopée passivement demeure très important pour avoir une meilleure performance en termes de confinement du seul mode fondamental. Si le cœur présente un excès d'indice supérieur à quelques  $10^{-5}$ , une contribution du saut d'indice au confinement des modes d'ordre supérieur est rapidement observée en plus du guidage recherché. Typiquement, pour un cœur de  $50 \mu m$ , l'excès d'indice doit demeurer inférieur à  $8 \cdot 10^{-5}$ . Si au contraire l'indice de la gaine est légèrement inférieur à celui de cœur, le confinement du mode fondamental sera perfectible et le gain linéique dégradé.

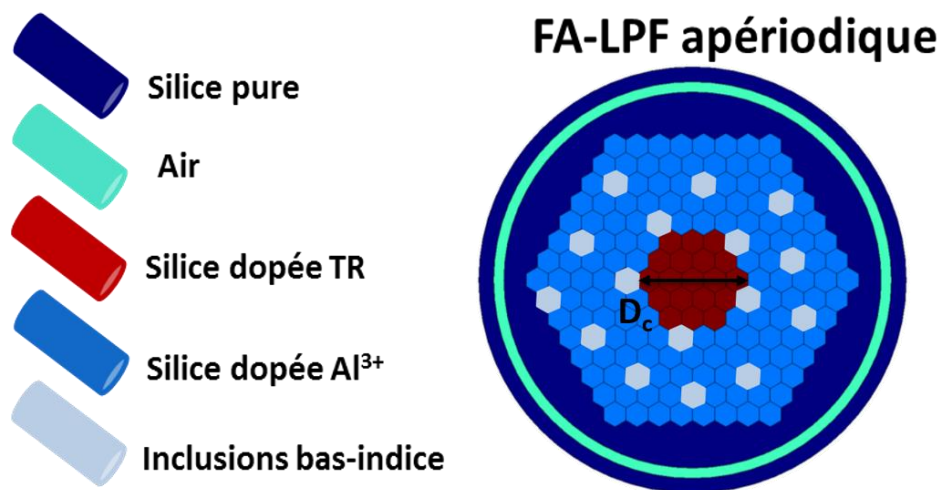


Figure I.23 : Représentation schématique de la section efficace théorique d'une FA-LPF avec  $D_c$  est le diamètre de cœur. Les différentes couleurs représentent les matériaux utilisés.

Des études sur la performance d'une FA-LPF sous chargement thermique ont été réalisées par D. Darwich [Darwich, 2017]. La charge thermique (notée Q) est la quantité de chaleur générée à l'intérieur de la fibre due au défaut quantique et à l'absorption de la pompe, induisant une modification de l'indice de réfraction de la fibre. Ainsi, une comparaison numérique entre la structure LPF et FA-LPF a été réalisée par D. Darwich pour comparer leurs efficacités de délocaliser les modes d'ordre supérieur à une longueur d'onde de 2  $\mu\text{m}$ . Cette comparaison était basée sur deux critères qui assurent une propagation quasi-monomode [Jørgensen, 2012]. Le premier est le facteur de recouvrement du mode fondamental ( $\Gamma_{01}$ ) calculé d'après la relation [1.16] qui doit être supérieur ou égal à 80% pour assurer une bonne amplification du mode fondamental. Le deuxième critère est la discrimination modale entre le mode fondamental et le mode d'ordre supérieur (HOM) le plus confiné dans le cœur (généralement le LP<sub>11</sub>), calculé par la relation [1.15] et qui doit être supérieur ou égal à 30%.

$$\Gamma = \frac{\iint_{A_{\text{gain}}} |E|^2 dS}{\iint_{A_{\text{tot}}} |E|^2 dS} \quad [1.16]$$

Avec  $A_{\text{gain}}$  est l'air du milieu à gain,  $A_{\text{tot}}$  est l'aire de la structure en entière, E est la distribution d'intensité du champ électrique du mode considéré ( $|E|^2$  représente son intensité) et dS est la surface élémentaire de la section de la fibre.

$$\Delta\Gamma = \Gamma_{01} - \Gamma_{\text{HOM}} \geq 30\% \quad [1.17]$$

Les simulations ont été réalisées à 2  $\mu\text{m}$  et pour un diamètre de cœur de 75  $\mu\text{m}$ . Figure I.24 montre les résultats obtenus du facteur de recouvrement du mode fondamental  $\Gamma_{01}$  (représenté en rouge) et de celui du mode d'ordre supérieur le plus confiné dans le cœur  $\Gamma_{\text{HOM}}$  (en noir) et de la discrimination modale  $\Delta\Gamma$  (en bleu) en fonction de la charge thermique (Q). La partie colorée (zone grise) représente le fonctionnement monomode d'une FA-LPF qui est assuré jusqu'autour une valeur de chargement thermique de 152 W/m où la discrimination modale est inférieure à 30%. Alors que cette valeur baisse jusqu'à 90 W/m dans le cas d'une A-LPF et 80 W/m dans le cas d'une LPF pour le même diamètre du cœur choisi (75  $\mu\text{m}$ ).

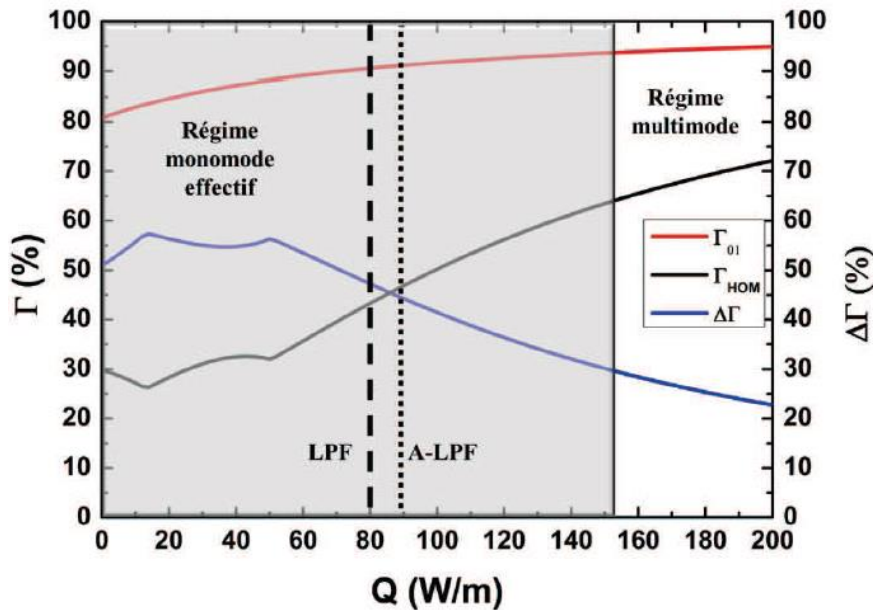


Figure I.24 : La variation du facteur de recouvrement du mode fondamental  $\Gamma_{01}$  (en rouge), du mode d'ordre supérieur le plus confiné  $\Gamma_{HOM}$  (en noir) et de la discrimination modale  $\Delta\Gamma$  (en bleu) dans une FA-LPF en fonction de la charge thermique (Q). La partie colorée (zone grise) représente le fonctionnement monomode d'une FA-LPF [Darwich, 2017].

Une autre étude a été réalisée afin de comparer l'efficacité d'éviter le reconfinement du mode  $LP_{11}$  dans le cœur d'une FA-LPF à celles d'une LPF et A-LPF en fonction du chargement thermique à une longueur d'onde de  $2\ \mu\text{m}$  et pour un diamètre du cœur de  $75\ \mu\text{m}$ . La Figure I.25 montre la distribution du champ de l'intensité du mode  $LP_{11}$  dans le cœur des trois fibres. Les étoiles représentent le seuil du régime multimode ( $Q_{max}$ ) pour chaque fibre. Nous pouvons remarquer que les valeurs les plus faibles du facteur de recouvrement du mode  $LP_{11}$  ( $\Gamma_{11}$ ) sont obtenues dans le cas d'une FA-LPF qui représente la meilleure efficacité de délocaliser ce mode, même pour des valeurs importantes de la charge thermique.



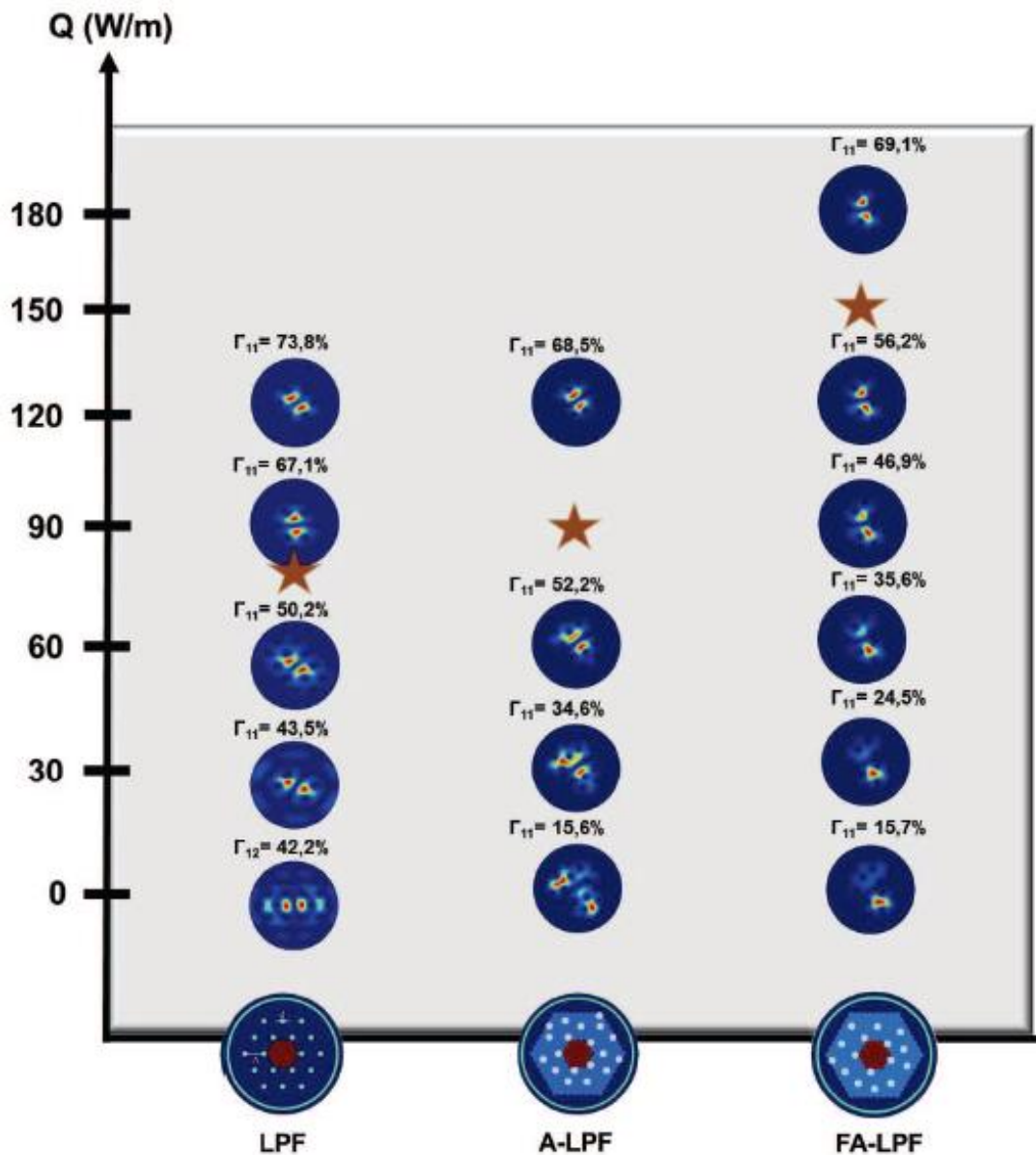


Figure I.25 : L'évolution de la distribution du champ électrique du mode  $LP_{11}$  et de son facteur de recouvrement avec le milieu à gain ( $\Gamma_{11}$ ) calculé en fonction de la charge thermique (Q) pour les différentes structures LPF, A-LPF et FA-LPF pour une longueur d'onde de  $2 \mu\text{m}$  et un diamètre du cœur de  $75 \mu\text{m}$ . Les étoiles représentent le seuil du régime multimode ( $Q_{max}$ ) pour chaque fibre [Darwich, 2017].

Ces études théoriques ont confirmé les avantages des FA-LPFs par rapport aux LPFs, par exemple en termes de confinement du mode fondamental et de délocalisation du  $LP_{11}$  à l'extérieur du milieu à gain même pour des valeurs de chargement thermiques importantes [Dauliat, 2015 ; Darwich, 2017].

Des FA-LPFs actives ont déjà été fabriquées par notre équipe en utilisant un procédé fondé sur l'utilisation de matériaux frittés et vitrifiés à partir de poudres de silice dopées (cette méthode sera présentée en détails dans le chapitre II). Ces matériaux sont ensuite mis en forme pour obtenir des barreaux qui seront assemblés. Des FA-LPFs dopées ytterbium ayant des diamètres de cœur très importantes (jusqu'à  $113 \mu\text{m}$ ) ont été fabriquées par notre équipe [Malleville, 2018 ; Malleville, 2019]. Récemment, une FA-LPF dopée ytterbium ayant une dimension de cœur de  $110 \mu\text{m}$  et une différence d'indice de  $-3 \times 10^{-5}$  a été fabriquée par

notre équipe et caractérisée en configuration amplification [Leconte, 2019]. Un seuil d'IMT très élevé ( $> 170$  W limité par la puissance de la pompe) a été rapporté avec une valeur de  $M^2$  inférieure à 1,3 et une forte efficacité de confinement du mode fondamental dans le cœur pour des valeurs de chargement thermique élevées.

Pour trois générations de fibres FA-LPF différentes, la différence d'indice entre les matériaux formant le milieu actif et ceux de la gaine était de  $4 \times 10^{-5}$ ,  $8 \times 10^{-5}$  et  $13 \times 10^{-5}$  respectivement avec une précision de mesure de  $\pm 1 \times 10^{-5}$  obtenue par la méthode d'interférométrie. Les résultats du seuil d'apparition des IMT obtenus en configuration laser à  $1 \mu\text{m}$  sur des FA-LPFs ayant une longueur de 90 cm, une différence d'indice de ( $\Delta n = 8 \times 10^{-5}$ ) pour trois dimensions du cœur différentes ( $\varnothing_{\text{cœur}}$ ) sont présentés dans le Tableau 2 [Malleville, 2018]. Ces résultats ont confirmé que le seuil d'apparition des IMT diminue en augmentant la dimension de cœur. D'autre part, le Tableau 3 montre les résultats du seuil d'apparition des IMT obtenus en configuration laser sur des FA-LPFs ayant une dimension de cœur autour de  $62 \mu\text{m}$  pour trois différentes valeurs de ( $\Delta n$ ) [Malleville, 2018]. Ces résultats confirment que le seuil d'apparition de ce phénomène est repoussé en diminuant la différence d'indice entre le cœur et la gaine. Ainsi, plus la délocalisation des modes d'ordre supérieur est forte, plus le seuil d'apparition des IMT est repoussé, mettant en exergue la pertinence de l'architecture des FA-LPFs.

Tableau 2 : Le seuil d'apparition des IMT mesuré sur des FA-LPFs de 90 cm de longueur en configuration laser pour des dimensions de cœur différentes [Malleville, 2018].

$\Delta n$	$8 \times 10^{-5}$		
$\varnothing_{\text{cœur}}$	<b>58 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>84 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>100 <math>\mu\text{m}</math></b>
<b>Seuil IMT</b>	<b>100 – 105 W</b>	<b>80 – 85 W</b>	<b>55 - 60 W</b>

Tableau 3 : Le seuil d'apparition des IMT mesuré sur des FA-LPFs de 90 cm de longueur en configuration laser pour des dimensions de cœur autour de  $62 \mu\text{m}$  et des valeurs de différence d'indice ( $\Delta n$ ) différentes [Malleville, 2018].

$\Delta n$	<b><math>13 \times 10^{-5}</math></b>	<b><math>8 \times 10^{-5}</math></b>	<b><math>4 \times 10^{-5}</math></b>
$\varnothing_{\text{cœur}}$	<b>65 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>58 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>62 <math>\mu\text{m}</math></b>
<b>Seuil IMT</b>	<b>55 – 60 W</b>	<b>100 – 105 W</b>	<b>145 – 150 W</b>

Une FA-LPF peut être la meilleure solution pour dépasser les limitations de la montée en puissance des lasers à fibre et les problèmes des effets thermiques. Sa structure nous permet de travailler avec des fibres rigides à large cœur et de courte longueur grâce à leur fort gain linéique. Une FA-LPF dopée thulium a été fabriquée par notre équipe et elle sera présentée et utilisée dans le chapitre III.

#### **I.4.3. Les avantages des lasers émettant autour de $2 \mu\text{m}$**

Au cours des dernières années, plusieurs travaux ont été menés dans le but de développer des sources laser de haute puissance dans le domaine spectral autour de  $2 \mu\text{m}$ . Cela est dû aux nombreux avantages de travailler autour de cette longueur d'onde et à la grande gamme des applications qu'elle couvre. Les fibres dopées thulium sont les plus utilisées pour obtenir des émissions lasers autour de cette longueur d'onde bien que l'holmium puisse aussi être

employé. Les propriétés spectroscopiques des ions thulium seront présentées en détails dans le chapitre II.

Une caractéristique intéressante par rapport aux autres longueurs d'ondes découle du seuil de dommage de l'œil environ 10 fois supérieur au seuil de dommage autour de 1  $\mu\text{m}$ . Cette longueur d'onde est dite à sécurité oculaire et est prise en compte pour les applications en espace libre. Cette propriété vient du fait que la lumière dans cette plage de longueurs d'onde est fortement absorbée par la cornée et le cristallin de l'œil et ne peut pas donc atteindre la rétine nettement plus sensible. Néanmoins, la caractéristique « sécurité oculaire » ne dépend pas seulement de la longueur d'onde d'émission, mais également du niveau de puissance et de l'intensité optique pouvant atteindre l'œil. Pour une puissance élevée, l'œil peut toujours être endommagé. Cependant, cela peut déjà être très utile si au moins les faibles réflexions parasites de certains faisceaux principaux ne sont pas dangereuses pour les yeux, particulièrement pour les configurations laser en espace libre.

D'autre part, la bande d'émission des lasers à fibre émettant autour de 2  $\mu\text{m}$  s'étale sur une très large bande spectrale de 1800 nm jusqu'à 2100 nm ce qui en font un bon candidat pour la réalisation de sources lasers accordables. Cette bande d'émission permet de réaliser une source bi-fréquences avec un écart entre les deux longueurs d'onde émises largement réglable (1 nm à 120 nm), nécessaire pour la réalisation d'une source THz accordable de (0,1 THz à 10 THz) par DFG qui est le but de ma thèse. De plus, en travaillant autour de 2  $\mu\text{m}$  permet d'avoir une meilleure résolution et stabilité dans le domaine THz. Par exemple, pour une variation de  $\Delta\lambda$  de  $\pm 0,1$  nm, nous obtenons une variation de fréquence générée  $\Delta f$  de  $\pm 7,5$  GHz, alors que autour de 1,5  $\mu\text{m}$  et 1  $\mu\text{m}$  cette valeur augmente à  $\pm 13,3$  GHz et  $\pm 30$  GHz, respectivement. L'absorption d'ions thulium est plus élevée que celle d'ions erbium ce qui peut réduire la longueur de la fibre utilisée et donc réduire la durée d'impulsion en régime déclenché qui sera présenté dans le chapitre III. D'après la relation [1.5], en augmentant la valeur de la longueur d'onde de travail, nous pouvons travailler avec une fibre monomode avec une aire effective plus grande, et donc repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires. Ainsi, une meilleure efficacité de conversion par DFG avec une faible absorption des longueurs d'ondes de pompage peuvent être obtenues autour de 2  $\mu\text{m}$  avec des cristaux non-linéaires comme le GaAs [Yan, 2017].

Enfin, grâce à un mécanisme qui s'appelle « la relaxation croisée », le rendement quantique des fibres dopées aux ions thulium peut être amélioré pour atteindre une valeur de 80% [Jackson, 2003]. Pour favoriser le phénomène de relaxation croisée, un fort dopage du cœur de la fibre est demandé afin de rapprocher les ions thulium et favoriser l'échange énergétique. En revanche, l'augmentation du dopage du cœur peut former des agrégats dans la fibre diminuant son efficacité laser [Digonnet, 2001 ; Jackson, 2003]. Le co-dopage du cœur avec des ions tels que l'aluminium  $\text{Al}^{3+}$  aide à limiter la formation d'agrégats. Les propriétés spectroscopiques des ions thulium seront discutées en détails dans le chapitre suivant.

## **I.5. Conclusion**

Ce premier chapitre nous a permis de présenter les principales applications qui justifient l'intérêt de développer des lasers impulsifs bi-fréquences accordables. Les lasers à fibre combinent plusieurs avantages (excellente qualité du faisceau, dissipation thermique élevée, large bande de gain et une efficacité de conversion élevée) en les rendant un bon candidat pour la réalisation des sources lasers puissantes largement accordables. Par contre, la

montée en puissance dans ces fibres est limitée par des effets indésirables comme les effets non-linéaires qui dégradent la qualité spectrale ou spatiale du faisceau émis. Afin de repousser le seuil d'apparition de ces effets limitant, l'utilisation d'une fibre courte à large dimension du cœur est indispensable. Pour cette raison, une nouvelle structure des fibres optiques (FA-LPFs) a été développée par notre équipe de recherche. D'autre part, l'utilisation des VBGs permettant d'accorder la longueur d'onde émise sur une large bande spectrale et comportant un seuil de dommage élevé est le meilleur choix couvrant l'objectif de cette thèse, ainsi qu'il est possible d'utiliser plusieurs VBGs dans une configuration en cascade pour obtenir une réflexion de multiples raies spectrales.



## Chapitre II. Laser à fibre dopée thulium accordable en régime continu

---

Les fibres dopées thulium sont les plus utilisées pour réaliser des sources lasers émettant autour de 2  $\mu\text{m}$ . En raison d'un fort défaut quantique, leur efficacité est affectée et limitée à moins de 40% pour les fibres dopées thulium pompées à 790 nm. En effet, cette longueur d'onde de pompage est très loin de la bande d'émission autour de 2 $\mu\text{m}$ , le fonctionnement laser est par conséquent accompagné d'un échauffement d'autant plus significatif que les niveaux de puissance recherchés sont élevés. Par contre, leur rendement quantique peut être accru grâce à un mécanisme qui s'appelle « la relaxation croisée » et qui sera présenté dans la suite. Dans ce chapitre, les propriétés spectroscopiques des ions thulium sont présentées dans un premier temps, afin de montrer les différents schémas de pompage possibles dans les fibres dopées thulium et afin de détailler le phénomène de relaxation croisée. Dans un second temps, la fabrication d'une fibre dopée thulium à maintien de polarisation (PM) par la méthode de synthèse de matériaux optiques par frittage et vitrification de poudre de silice dopée et sa caractérisation sont discutées et présentées. La fin du chapitre décrira la réalisation d'une source laser mono-fréquence accordable émettant autour de 2  $\mu\text{m}$ , puis d'une source laser bi-fréquences accordable. Les deux sources lasers réalisées étant basées sur des rétroactions optiques par des réseaux de Bragg en volume (VBGs). Les résultats obtenus avec ces deux sources lasers en régime continu seront finalement vérifiés et discutés avant de présenter le régime déclenché dans le chapitre III.

### II.1. Méthode de fabrication d'une fibre dopée aux ions thulium

#### II.1.1. Les propriétés spectroscopiques des ions thulium

Les ions thulium, comme les autres ions de terres rares ont des capacités à absorber ou à émettre des photons dans différentes bandes spectrales, définies par leurs sections efficaces d'absorption et d'émission spécifiques. Les niveaux énergétiques de l'ion  $\text{Tm}^{3+}$  dans une matrice de silice et la longueur d'onde correspondant à l'absorption des niveaux respectifs sont présentés ci-après (cf. Figure II.1). Sans entrer dans des considérations poussées du domaine de la physique de la matière, il est important de souligner que les différents niveaux sont décomposés en sous-niveaux par effet Stark d'une part, et qu'ils subissent des élargissements dit homogènes et inhomogènes. Le premier est similaire à l'élargissement des raies observé dans les cristaux dopés, il est essentiellement lié à la durée de vie limitée des niveaux d'énergie. Le second s'explique par l'influence du champ cristallin local du matériau hôte, qui de part la nature vitreuse de la silice, change d'un site d'accueil d'un ion  $\text{Tm}^{3+}$  à un autre [Faure, 2005] en entraînant une dispersion des longueurs d'onde d'émission. D'après la Figure II.1, il faut exciter le niveau  ${}^3\text{F}_4$  pour avoir une émission laser autour de 2  $\mu\text{m}$ . La Figure II.2 montre les sections efficaces d'absorption et d'émission des fibres dopées thulium qui résultent de tous les effets d'élargissement cités précédemment. Ces deux figures montrent qu'il existe plusieurs mécanismes de pompage pour exciter le niveau  ${}^3\text{F}_4$ . Le premier mécanisme est par excitation directe du niveau  ${}^3\text{F}_4$  par absorption d'un photon autour de 1650 nm sur une bande de 150 nm, comme le montre la Figure II.2. Les avantages de pomper à ces longueurs d'onde s'expliquent par le faible défaut quantique présenté (autour de 20%), et l'existence des lasers à fibres dopées erbium émettant potentiellement jusqu'à 1650 nm. Ces derniers peuvent par conséquent être utilisés pour pomper des lasers à fibre dopée thulium, préférentiellement en pompant directement le cœur de la fibre dopée thulium puisque le laser à fibre dopée erbium peut être

transversalement monomode et donc très brillant. Néanmoins, les sources de pompes sont peu accessibles, la section efficace d'absorption est moins forte qu'à 793 nm et l'efficacité de pompage observée ne dépasse guère 50% [Min, 2007]. Deux autres mécanismes existent par désexcitation d'un niveau supérieur ( $^3H_5$ ,  $^3H_4$ ) vers le niveau  $^3F_4$ , par un pompage autour de 1220 nm pour le niveau  $^3H_5$  et autour de 790 nm pour le niveau  $^3H_4$ . Le défaut quantique du premier mécanisme (autour de 1220 nm) est plus élevé qu'autour de 1550 nm avec 40% mais il est peu utilisé du fait du manque des sources efficaces et puissantes autour de 1220 nm. Au contraire, le pompage autour de 790 nm pour réaliser des sources lasers pompées par diode de haute puissance est un bon choix. Ce schéma bénéficie d'un côté de la disponibilité sur le marché de diodes lasers de fortes brillances émettant autour de cette longueur d'onde (790 nm) et d'un autre côté de la forte absorption de cette longueur d'onde par les fibres dopées aux ions thulium (cf. Figure II.2). La valeur de section efficace très élevée ( $8.5 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ ) favorise l'absorption par rapport aux autres longueurs d'onde et permet par exemple, d'envisager des schémas de pompage par la gaine. Le défaut quantique de ce mécanisme est d'environ 40%, dû à la grande différence entre la longueur d'onde de pompe et celle du signal émis. Chaque cycle de pompage génère une grande quantité de chaleur par rapport à l'énergie convertie en émission laser. Cela est dû au temps de vie très court du niveau  $^3H_4$  (autour de 20  $\mu\text{s}$ ) où l'ion se désexcite rapidement vers le niveau  $^3F_4$  via un processus non radiatif.

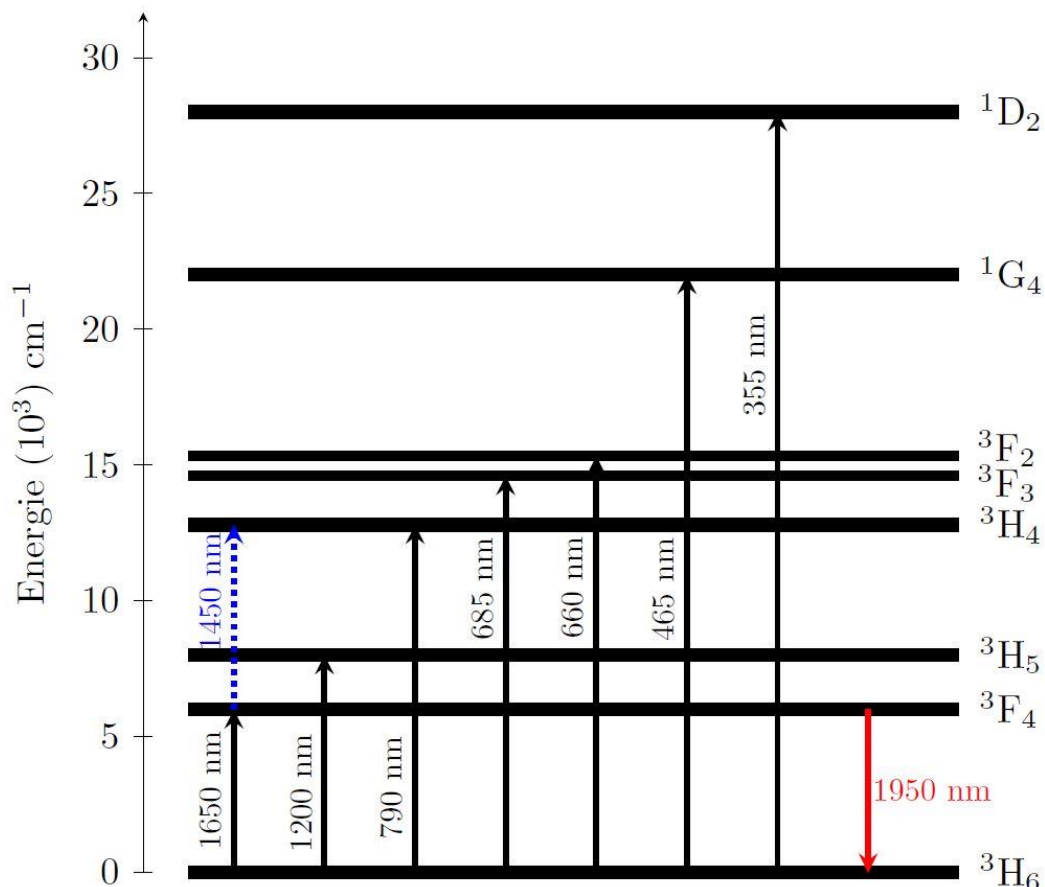


Figure II.1 : Diagramme énergétique du Tm<sup>3+</sup> dans la silice avec les longueurs d'onde correspondantes à l'absorption ou à l'émission les niveaux concernés [Renard, 2012].

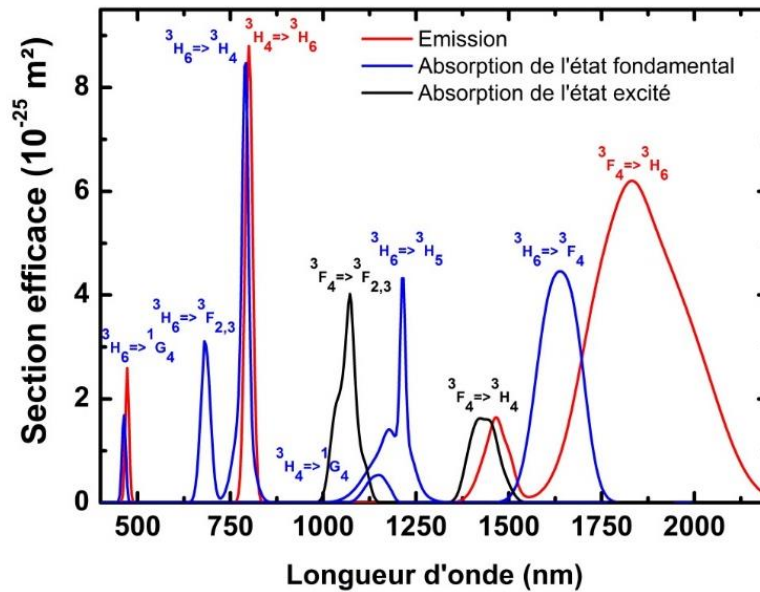


Figure II.2 : Les sections efficaces d'absorption et d'émission d'une fibre dopée  $Tm^{3+}$  [Peterka, 2012].

Pour augmenter l'efficacité quantique théorique de ces fibres, Jackson *et al.* proposent de favoriser et d'exploiter la relaxation croisée, ou effet deux pour un, qui consiste à exciter deux ions thulium au niveau  $^3F_4$  pour l'absorption d'un seul photon de pompe à 790 nm (cf. Figure II.3) [Jackson, 2003]. Ce phénomène peut être observé lorsque deux ions thulium sont proches (Ion 1, Ion 2), c'est à dire lorsque le matériau est fortement dopé. L'ion 1 absorbe un photon à 790 nm et passe au niveau  $^3H_4$ , il se désexcite alors rapidement de  $^3H_4$  vers  $^3F_4$  puis le temps de vie du niveau  $^3H_4$  est très court, en excitant l'ion 2 directement au niveau  $^3F_4$  par l'énergie libérée. Au global, pour un seul photon de pompe, les deux ions thulium excités génèrent un photon signal à 2  $\mu m$  en se désexcitant du niveau  $^3F_4$  au niveau fondamental  $^3H_6$ . Dans le cas idéal, ce phénomène peut permettre de doubler l'efficacité quantique théorique (jusqu'à 80% au lieu de 40%).

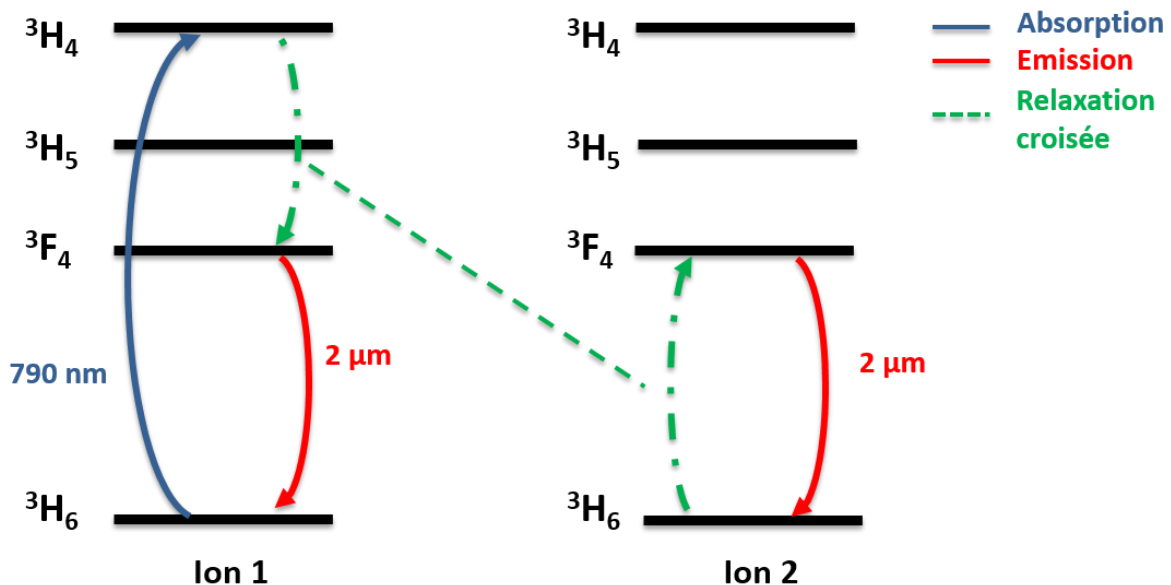


Figure II.3 : Représentation schématique du phénomène de relaxation croisée entre deux ions thulium proches dans une fibre en silice.



Pour augmenter l'efficacité quantique des fibres dopées aux ions thulium, il faut donc améliorer la probabilité d'obtenir le phénomène de relaxation croisée. Cela nécessite un fort dopage du cœur de la fibre afin de rapprocher les ions thulium et donc favoriser l'échange énergétique. Cependant, l'augmentation du dopage du cœur peut amener à des phénomènes d'absorption parasites vers les états excités (ETU pour Energy Transfer Upconversion). L'ETU implique l'absorption, par un ion  $Tm^{3+}$  voisin (Ion 2) déjà à l'état excité  $^3F_4$ , d'un photon signal émis par l'ion 1 (désexcitation du niveau  $^3F_4$  vers le niveau fondamental  $^3H_6$ ). L'ion 2 passe alors sur des niveaux excités supérieurs ( $^3H_4$  ou  $^3H_5$ ) (cf. Figure II.4) qui n'ont pas de rôle dans le phénomène d'émission recherché, entraînant ainsi une perte d'efficacité. La désexcitation qui excite le niveau  $^3H_4$  (ETU 1) est exothermique, alors que celle qui excite le niveau  $^3H_5$  (ETU 2) est endothermique [Jackson, 2004]. Il est donc peut être nécessaire d'implémenter un refroidissement de la fibre pour diminuer le mécanisme ETU 2.

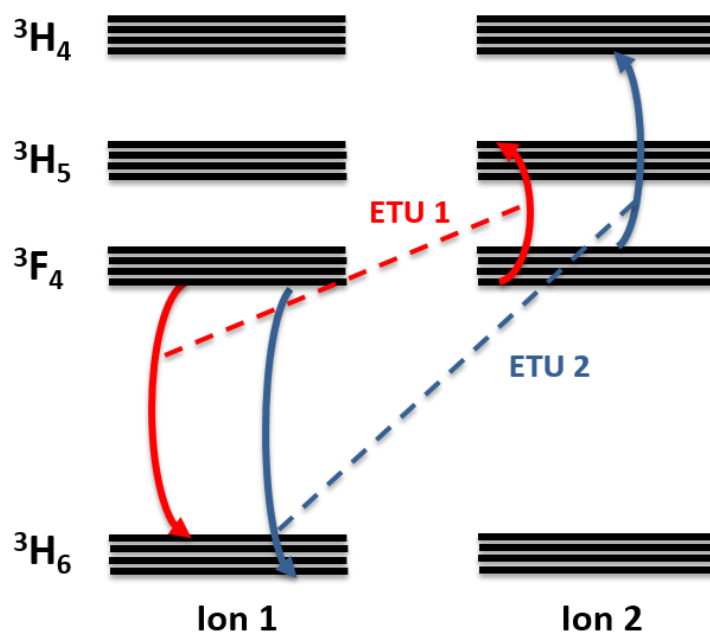


Figure II.4 : Le phénomène d'ETU (Energy Transfer Upconversion) qui excite le niveau  $^3H_5$  par le mécanisme (ETU 1), et le niveau  $^3H_4$  par le mécanisme (ETU 2).

En plus, un fort dopage de la fibre en ions  $Tm^{3+}$  forme des agrégats dans la fibre [Digonnet, 2001 ; Jackson, 2003] qui diminuent aussi l'efficacité de la fibre. Pour favoriser la relaxation croisée tout en limitant la formation d'agrégats, il faut augmenter la solubilité des matériaux actifs en co-dopants avec des ions tels que l'aluminium  $Al^{3+}$  [Jackson, 2004]. Par contre, en augmentant la concentration en aluminium et en ions de terres rares, l'indice de réfraction du cœur augmente significativement ( $\Delta n > 7 \times 10^{-3}$ ), comme mentionné au chapitre I. Pour de grands diamètres de cœur, un tel matériau entouré de silice pure ne sera plus monomode. Pour contourner ce problème, il sera indispensable d'utiliser des architectures adaptées comprenant par exemple un piédestal afin de diminuer l'ouverture numérique du cœur et d'obtenir une fibre monomode ( $V < 2,405$ ). Dans le but de développer une source laser bi-fréquences accordable autour de  $2 \mu m$ , une nouvelle fibre à double gaine dopée thulium et à maintien de polarisation a été étirée par notre équipe. La méthode et les différentes étapes de fabrication de cette nouvelle fibre sont présentées et discutées dans les paragraphes qui suivent avant de poursuivre avec la caractérisation de cette fibre en cavité laser.

### II.1.2. La fabrication d'une fibre dopée thulium

La fabrication d'une fibre optique active demande une technologie bien maîtrisée en fabrication et synthèse des matériaux dopants du cœur et des différents éléments de la fibre dopés passivement. Pour cela, différentes méthodes peuvent être utilisées. La méthode de dépôt en phase vapeur (ou CVD pour Chemical Vapor Deposition) [Schuster, 2014] est très utilisée pour fabriquer des fibres passives pour le domaine de télécommunication du fait de la grande pureté des matériaux synthétisés. Cette méthode consiste à installer un tube en silice horizontalement dans un tour de verrier, et de le mettre en rotation au-dessus d'une source d'énergie (chalumeau, four, ...). Un mélange de gaz contenant des éléments précurseurs et/ou dopants est injecté dans le tube de silice et des suies de silice formé par du chlorure de silicium évaporé dans un bulleur avec du dioxygène ( $O_2$ ) se déposent sur les parois internes du tube sous l'effet de la chaleur [Schuster, 2014]. Ces suies sont ensuite vitrifiées et le tube de silice est rétreint pour former une préforme. Le dopage aux ions de terres rares peut être réalisé par voie liquide (on interrompt le processus CVD et on imprègne les suies d'une solution contenant les ions) ou par voie gazeuse (on évapore des sels de terres rares que l'on injecte dans le tube pendant la phase de dépôt). Cette méthode ne permet pas une bonne maîtrise du profil d'indice transverse et longitudinal, et des fluctuations de l'indice de réfraction sont incontournables (le profil d'indice de réfraction est maîtrisé avec un contrôle maximum de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-4}$  [Beier, 2016]). De plus, le volume dopé est limité, de l'ordre de  $250 \text{ mm}^3$ , ce qui limite énormément le potentiel de fabrication de fibres à gros cœurs. Une autre méthode peut être utilisée pour dépasser ces limites, c'est la méthode de synthèse par frittage et vitrification de poudres de silice dopées (ou REPUSIL) qui a été développée depuis une dizaine d'année. Un dopage sous forme poudre a été montré avec une fibre dopée ytterbium en 2009 et 2011 par [Devautour, 2009 ; Leich, 2011]. Cette méthode comporte plusieurs étapes illustrées sur la Figure II.5. La première étape est le dopage réactif des nanoparticules de silice à partir d'une solution aqueuse contenant de l'aluminium et des ions de terres rares afin d'obtenir de la silice dopée terres rares sous forme de poudre. Cette poudre dopée est ensuite chauffée dans un four sous flux d'hélium et de chlore pour éliminer les impuretés et l'eau. Ensuite, cette poudre est placée et comprimée dans un cylindre, afin de le mettre en forme par rectification cylindrique et former un cylindre rigide qui est placé à l'intérieur d'un tube en silice servant d'enceinte. Ce cylindre est ensuite fritté et vitrifié à l'aide d'un banc MCVD pour obtenir une préforme transparente et sans inclusion ni bulle. Enfin, cette préforme est rectifiée et polie pour éliminer la silice provenant du tube d'enceinte et d'extraire la partie dopée. Ce procédé de fabrication offre la possibilité de produire un volume bien plus conséquent et homogène que ceux fournis par CVD (diamètre entre 10 et 30 mm pour une longueur de 10 à 20 cm, soit 50 à 800 fois supérieurs aux volumes produits par CVD). De tels volumes sont particulièrement utiles pour fabriquer des fibres par méthode d'assemblage et permettent d'économiser du temps et de l'argent. L'homogénéité d'indice de réfraction d'une préforme fabriquée par cette méthode est inférieure à  $10^{-4}$  [Schuster, 2014]. Des efficacités laser de 74% et 80% ont déjà été montrées dès 2009 [Devautour, 2009] et 2011 [Leich, 2011] avec des fibres dopées ytterbium fabriquées par cette méthode. Récemment, plusieurs fabrications ont permis de démontrer un contrôle de l'indice de réfraction de l'ordre de quelques  $10^{-5}$  [Malleville, 2017].

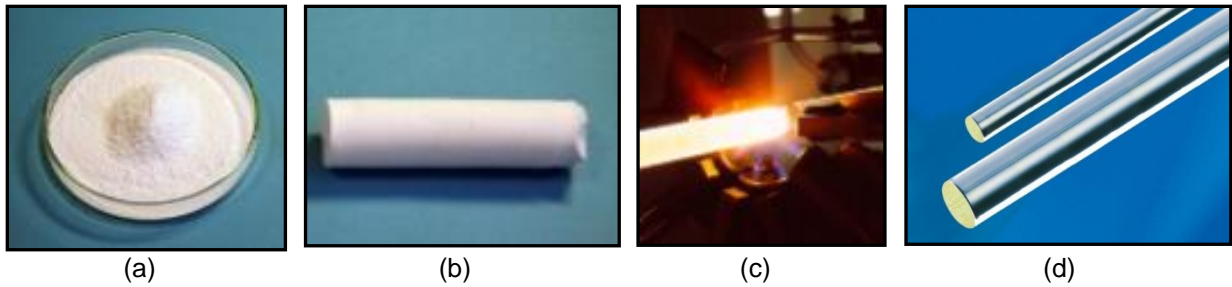


Figure II.5 : Les différentes étapes de fabrication de préforme par la méthode REPUSIL. (a) silice dopée sous forme de poudre, (b) la poudre comprimée sous la forme d'un cylindre, (c) frittage et vitrification à l'aide d'un banc MCVD, (d) image d'une préforme fabriquée par cette méthode [Darwich, 2017].

La première fibre dopée thulium fabriquée par la méthode REPUSIL a été montrée en 2012 [Dauliat, 2012], avec des concentrations modérées en ions thulium et aluminium (0,3 mol% de  $Tm_2O_3$  et de 3 mol% de  $Al_2O_3$ ), afin d'éviter certains problèmes de cristallisation qui peuvent être observés lorsque les niveaux de dopage sont très élevés. Cette fibre avait un diamètre de cœur de  $9\ \mu m$ , et une gaine en forme de D afin d'améliorer l'absorption de la pompe ( $122\ \mu m \times 149\ \mu m$ ) (cf. Figure II.6 (a)). La différence d'indice entre le cœur et la gaine était de  $10^{-2}$  et une efficacité laser de 43% avait été obtenue avec cette fibre (valeur  $> 40\%$  la limite théorique), ce qui validait la mise en place partielle du phénomène de relaxation croisée. Dans le but d'augmenter le diamètre du cœur de la fibre et conserver une émission monomode, une fibre à grande aire modale dopée thulium a été fabriquée par cette méthode en 2016 [Darwich, 2016], avec une concentration de 0,3 mol% de  $Tm_2O_3$  et 6 mol% de  $Al_2O_3$ . La structure de cette fibre est composée d'une double gaine et d'un piédestal (cf. Figure II.6 (b)), afin de diminuer l'ouverture numérique du cœur ( $0,07$  à  $2\ \mu m$ ), avec une différence d'indice de réfraction entre le cœur et le piédestal de  $2 \times 10^{-3}$ . La fibre a été tirée en forme de D pour améliorer l'absorption de la pompe aussi, avec un diamètre de cœur de  $18\ \mu m$ , et une gaine de ( $221\ \mu m - 289\ \mu m$ ). Une pente d'efficacité de 47,7% en fonction de la puissance de pompe absorbée a été montrée à  $20\ ^\circ C$ . Cette efficacité est montée à 50% à  $0\ ^\circ C$ . Ce qui met en évidence l'intérêt d'un matériau fortement dopée en  $Al^{3+}$  pour favoriser le phénomène de relaxation croisée dans le milieu à gain.

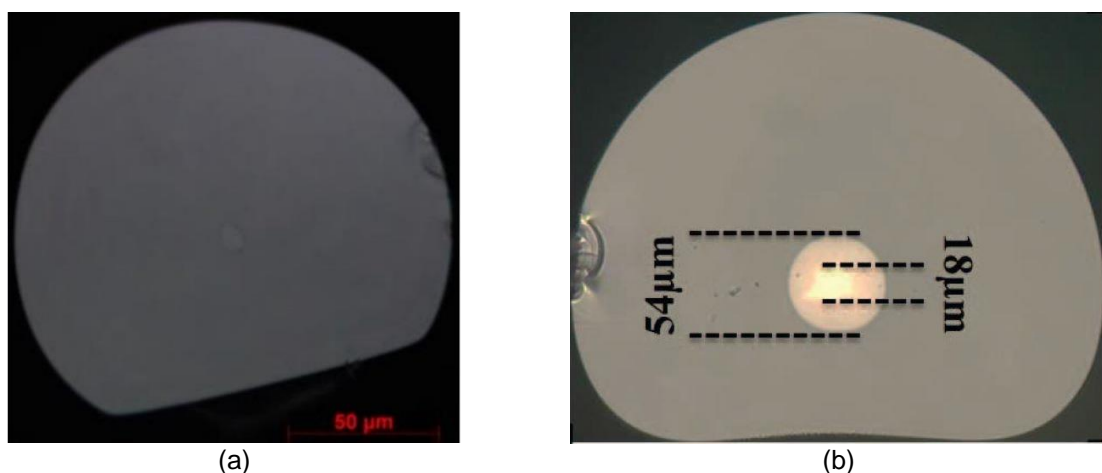


Figure II.6 : Image microscopique de la section transverse de la fibre dopée thulium ayant un diamètre du cœur de  $9\ \mu m$  (a) [Dauliat, 2012] et  $18\ \mu m$  (b) [Darwich, 2016].

## II.2. Fibre à maintien de polarisation dopée thulium

### II.2.1. Fabrication d'une fibre PM dopée thulium par la méthode REPUSIL

Une fibre monomode où un mode transverse  $LP_{01}$  est guidé, peut guider deux modes électromagnétiques dégénérés et polarisés orthogonalement ( $LP_{01x}$  et  $LP_{01y}$ ), qui sont linéairement polarisés suivant les axes x et y respectivement. Un couplage entre les modes de polarisation peut se produire tout au long de la fibre, rendant l'état de la polarisation aléatoire. Pour transmettre la lumière injectée en maintenant sa polarisation d'entrée, les fibres à maintien de polarisation (PM) ont été développées, comme mentionné au chapitre I. Ces fibres sont rendues fortement biréfringentes dans le cœur, en ajoutant des barreaux qui apportent une contrainte mécanique (cf. Figure II.7). Cette dernière engendre une différenciation des indices effectifs en fonction de l'orientation qui se traduit par une biréfringence linéaire dans le cœur de la fibre. Le couplage entre les polarisations est de ce fait réduit. Certaines applications nécessitent une lumière polarisée, qui se propage donc dans la fibre suivant un seul axe de polarisation (axe rapide ou axe lent) afin d'obtenir une lumière polarisée en sortie de la fibre. Les conversions non linéaires de fréquence (différence ou doublage de fréquence) dans un cristal sont un exemple de telles applications. Dans le but de développer une source laser bi-fréquences bien adaptée pour la génération des ondes terahertz par DFG dans un cristal non-linéaire, une fibre PM dopée thulium sera fabriquée, permettant la réalisation d'un laser linéairement polarisé. Nous avons choisi de fabriquer notre propre fibre et de ne pas travailler avec une fibre commerciale afin de travailler avec une fibre courte à large diamètre de cœur pour réduire la durée d'impulsions en régime déclenché qui sera présenté dans le chapitre III.

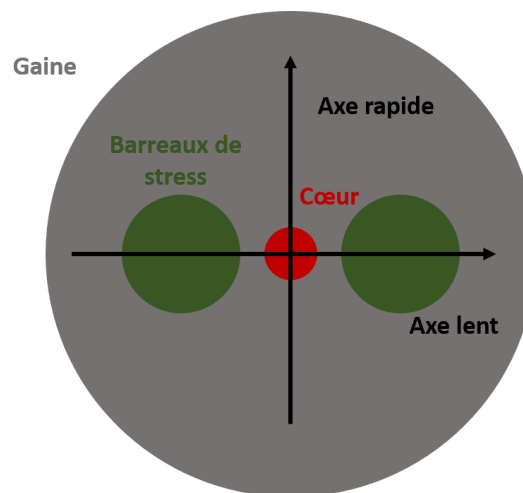


Figure II.7 : Structure d'une fibre à maintien de polarisation avec les axes de biréfringences.

Partant des résultats obtenus avec les fibres dopées thulium présentées dans la partie précédente, nous avons fabriqué une fibre dopée thulium à double gaine (DC-TDF pour Double Clad Thulium Doped Fiber) et à maintien de polarisation, avec un large diamètre de cœur. Cette fibre sera utilisée dans la suite pour réaliser une source laser bi-fréquences largement accordable à  $2 \mu\text{m}$ . Les concentrations des matériaux du cœur sont les mêmes concentrations utilisées dans la fabrication de la fibre à grande aire modale présentées dans le paragraphe précédent suite à la bonne efficacité laser obtenue (47,7%) et à la disponibilité des matériaux (0,3 mol% de  $\text{Tm}_2\text{O}_3$  et 6 mol% de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ). Un piédestal de silice dopée  $\text{Al}^{3+}$  avec une concentration de 6,5 mol% de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  a été mis en place, afin de diminuer l'ouverture numérique du cœur et conserver une émission monomode. Deux plots de bore (ou plots de

stress) avec une forte concentration de 19 mol% de  $B_2O_3$  ont été ajoutés, pour générer une contrainte mécanique et donc une biréfringence linéaire dans le cœur de la fibre. Ces contraintes mécaniques permettent de conserver la polarisation de la lumière injectée suivant un des deux axes de biréfringence de la fibre. La figure II.8 (a) montre l'assemblage des cannes avant de les mettre dans un tube de silice pour les maintenir durant le tirage de la fibre. Les différentes couleurs représentent les différentes cannes (la canne en rouge représente la préforme active, en vert représentent les plots de bore, en blanc représentent les cannes dopées passivement formant le piédestal). Une image microscopique de la fibre après le tirage est présentée sur la Figure II.8 (b). La fibre est tirée en forme d'hexagone, afin d'améliorer l'absorption de la pompe. La forme de la fibre n'est pas parfaitement hexagonale car l'assemblage a légèrement été déformé du fait d'un défaut de positionnement du tube hexagonal qui n'était pas bien centré sur le tour de fibrage lors de l'application du vide. Des déformations supplémentaires sont dues à la forte température appliquée pendant le tirage de la fibre pour faire fondre la silice pure. Puisque les matériaux assemblés sont eux fortement dopés, ils ont une température de fusion plus faible que la silice et subissent les plus fortes déformations (cœur et zones de contraintes non circulaires par exemple). Cette fibre a un diamètre de cœur moyen de  $20\ \mu\text{m}$  ( $18\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$ ), et un piédestal de  $100\ \mu\text{m}$  de diamètre moyenne ( $90\ \mu\text{m} \times 110\ \mu\text{m}$ ), et une gaine extérieure avec un diamètre autour de  $120\ \mu\text{m}$  ( $110\ \mu\text{m} \times 130\ \mu\text{m}$ ). Dans le but de confiner la pompe et protéger la fibre mécaniquement de toute casse, un revêtement de polymère bas indice a été ajouté autour de la silice pure, ce qui assure une ouverture numérique de 0,45 à la longueur d'onde de la pompe (790 nm). Cette fibre a été choisie afin de travailler avec une fibre à maintien de polarisation ayant un large diamètre de cœur ( $20\ \mu\text{m}$ ) et donc de repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires. Sa forme hexagonale et son faible rapport cœur/gaine ont été choisis pour améliorer l'absorption de la pompe pour travailler avec une fibre plus courte et donc réduire la durée d'impulsion et atteindre une puissance crête plus élevée en régime déclenché qui sera présenté dans le chapitre III. Une méthodologie a été suivie afin d'atteindre l'objectif de ma thèse. Cette méthodologie consiste à réaliser des mesures et tests en régime continu avant de passer en régime impulsif.



Figure II.8 : (a) L'assemblage (ou le stack) des cannes formant la préforme de la future fibre PM dopée thulium : en rouge la canne dopée  $Tm^{3+}/Al^{3+}$ , en blanc les cannes dopées  $Al^{3+}$  et en vert les plots de bore. (b) Une image microscopique de la fibre étirée montrant la structure de la fibre.

## II.2.2. Caractérisation de la fibre PM dopée thulium en cavité laser

Après la fabrication, cette fibre a été caractérisée et testée, afin de connaître son efficacité laser en fonction de la pompe absorbée, l'étendue et la forme du spectre d'émission spontanée amplifiée, la population modale guidée et sa valeur de biréfringence. Cette

mesure nous permet d'obtenir une puissance de référence avant de passer sur l'utilisation des VBGs pour vérifier qu'en passant d'une étape à un autre, je n'ai pas perdu de la puissance à cause d'une facette de la fibre mal préparée ou de l'alignement du VBG.

Afin de vérifier que la fibre est monomode théoriquement, nous devons calculer sa valeur de fréquence normalisée (qui doit être inférieure à 2,405) et donc calculer son ouverture numérique (§1.2.3). Une mesure de profil d'indice de la fibre permet de connaître la différence d'indice de réfraction entre le cœur et le piédestal et calculer la valeur de l'ouverture numérique du cœur. Pour cela, nous avons réalisé cette mesure et une valeur moyenne de différence d'indice de  $1,7 \times 10^{-3}$  a été mesurée (cf. Figure II.9), équivalente à une ouverture numérique du cœur de 0,07 à  $2 \mu\text{m}$  calculée d'après la relation [1.4]. Cette mesure a été réalisée sur un axe choisi aléatoirement en dehors des axes de contrainte. Pour cette raison, nous ne voyons pas la différence d'indice entre la silice et les plots de bore, qui ferait apparaître des valeurs négatives, vu que l'indice de réfraction de la silice est supérieur à celui des plots de bore. La valeur de 2,2 de la fréquence spatiale normalisée calculée à  $2 \mu\text{m}$  par l'équation [1.5] montre que la fibre est théoriquement monomode.

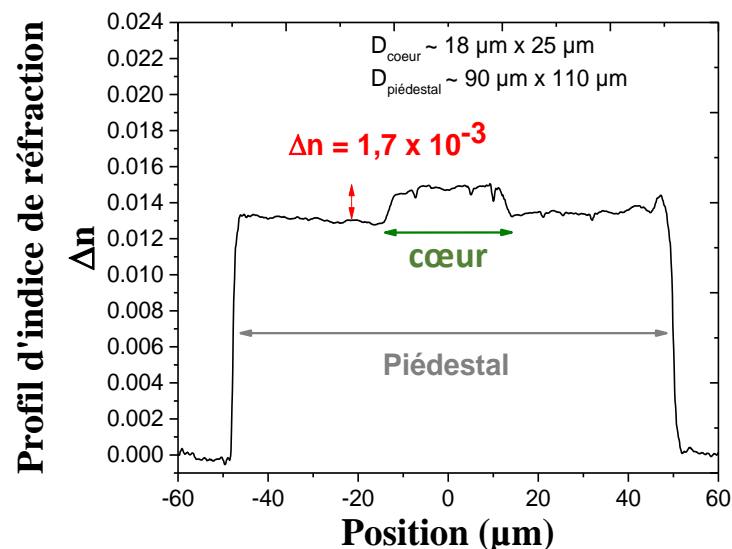


Figure II.9 : Le profil d'indice de réfraction de la fibre PM dopée thulium, montrant une différence d'indice moyenne de  $1,7 \times 10^{-3}$  entre le cœur et le piédestal.

Une mesure d'absorption de la puissance de pompe par la fibre (à 790 nm) a été réalisée aussi. La méthode «cut-back» qui repose sur la mesure de la puissance de pompe non absorbée en sortie de la fibre pour des différentes longueurs a été utilisée pour calculer son absorption, où une valeur de 18 dB/m a été obtenue. Cette valeur d'absorption élevée est expliquée par la forte concentration en ions thulium des préformes utilisées, par le diamètre réduit de la gaine et par sa forme hexagonale qui améliorent l'absorption de la pompe.

Ensuite, pour calculer l'efficacité laser de la fibre en fonction de la puissance de pompe absorbée et vérifier la mise en place de la relaxation croisée dans le milieu de gain, la fibre a été caractérisée en cavité laser. Une représentation schématique de la cavité laser est montrée sur la Figure II.10. Ce montage est basé sur l'utilisation d'un tronçon d'un mètre de la fibre dont les extrémités ont été préparées avec un angle droit ( $0^\circ$ ) à chaque extrémités, afin d'obtenir les 4% de réflexion de Fresnel. Cela permet de former un coupleur de sortie d'un côté, et de faciliter l'injection de la pompe de l'autre côté. Pour pomper la fibre, une diode laser multimode fibrée (diamètre de cœur = 105  $\mu\text{m}$ , ON = 0,22) émettant à 790 nm a

été utilisée, avec un couple de lentille de 8 mm de distance focale, pour collimater et focaliser la pompe dans la gaine de la fibre. Deux miroirs dichroïques, avec une haute réflexion à 2  $\mu\text{m}$  et haute transmission à 790 nm ont été utilisés à 22,5°, pour séparer le signal de la pompe. Un troisième miroir dichroïque (à 0° cette fois-ci) a été utilisé du côté d'injection de la pompe, pour fermer la cavité laser. Cette dernière est donc formée par la réflexion 100% de ce miroir d'un côté, et par la réflexion de 4% sur la face de sortie de la fibre de l'autre côté. Une lentille de 25 mm de focale a été utilisée en sortie de la cavité, afin de collimater le signal et la pompe résiduelle et de réaliser les mesures nécessaires à la caractérisation de la fibre. Un wedge (lame de verre en forme de coin) avec un angle de 10° a été placé en sortie de la cavité laser, pour réaliser simultanément des autres mesures de caractérisation. Deux mesureurs de puissance ont été utilisés aussi pour mesurer la puissance signal après le wedge (PM 1), et la puissance résiduelle après le miroir dichroïque utilisé en sortie de la cavité (PM 2) (cf. Figure II.10).

Une puissance maximale de 7,5 W est obtenue pour une puissance de pompe injectée de 22,4 W, et une puissance de pompe résiduelle de 0,5 W. La puissance injectée a été mesurée en sortie d'un échantillon de 4 cm de la fibre, et en soustrayant les 16% de la pompe absorbée par les 4 cm de la fibre. La pente d'efficacité de la fibre en fonction de la puissance de pompe absorbée est de 41%, avec un seuil laser de 3,5 W (Figure II.11). Ces résultats montrent que la mise en place de la relaxation croisée dans le milieu de gain existe mais demeure faible (efficacité > 40%). Cette efficacité est obtenue dans des conditions de fonctionnement normales, sans refroidir la fibre alors que cela peut aussi favoriser la mise en place de la relaxation croisée puisque cela influence la distribution des électrons sur les niveaux énergétiques. Les sections efficaces d'absorption et d'émission dépendent d'ailleurs également de la température du milieu [Darwich, 2017].

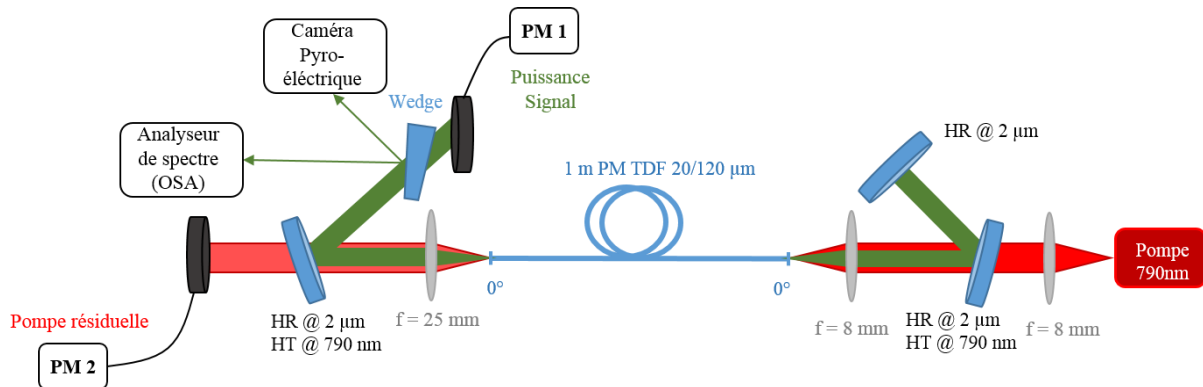


Figure II.10 : Montage expérimental utilisé pour caractériser la fibre PM-DC-TDF, avec PM 1 et PM 2 sont deux puissance-mètres.

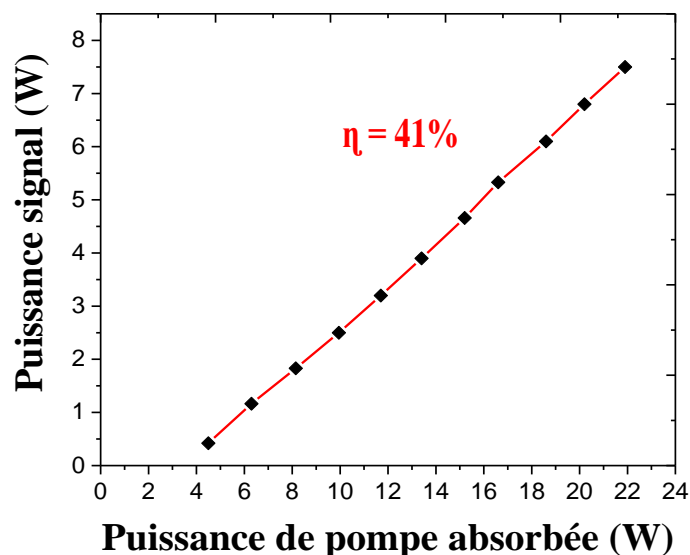


Figure II.11 : Puissance signal émise en fonction de la puissance de pompe absorbée pour un tronçon d'un mètre de la fibre PM-DC-TDF.

Afin de visualiser la forme du spectre d'émission spontanée amplifiée et le domaine spectral d'accordabilité possible, une mesure du spectre du laser a été faite en utilisant un analyseur de spectre optique (OSA pour Optical Spectrum Analyzer / Yokogawa AQ6375 1200-2400nm). Cette mesure a été réalisée sur les 4% du signal réfléchi par la face d'avant du wedge et envoyés vers l'OSA. Le spectre émis est représenté sur la Figure II.12. Ce spectre montre l'émission spontanée amplifiée (ASE) de 1900 nm à 2000 nm, et l'effet laser représenté par plusieurs pics autour de 1950 nm. Cela est dû au fort gain de la fibre et à l'absence d'un filtre spectral utilisé dans la cavité laser.

Une observation du faisceau émis a été réalisée aussi en utilisant une caméra pyroélectrique (Pyrocam III) placée sur la deuxième réflexion du wedge (face arrière) pour confirmer une émission monomode en sortie de la cavité laser et visualiser la qualité du faisceau. En insert dans la Figure II.12, une image prise à 4,7 W de puissance signal émis montre la distribution d'intensité du faisceau en champ proche. La forme quasi-Gaussienne du faisceau obtenu confirme une émission laser monomode obtenue par la valeur de la fréquence normalisée calculée. L'ellipticité du faisceau est due à la déformation de la fibre qui a une forme hexagonale elliptique ( $MFD \approx 18 \mu\text{m}$ ). Une mesure du paramètre  $M^2$  n'a pas été réalisée à cause du manque de l'équipement de cette mesure (banc de translation avec une caméra adaptée). En effet, la Pyrocam III utilisée n'est pas assez résolue pour réaliser une mesure de  $M^2$  fiable. Ce paramètre compare la divergence d'un faisceau à celui d'un faisceau gaussien parfait, ayant la même dimension au waist (§1.2.3).



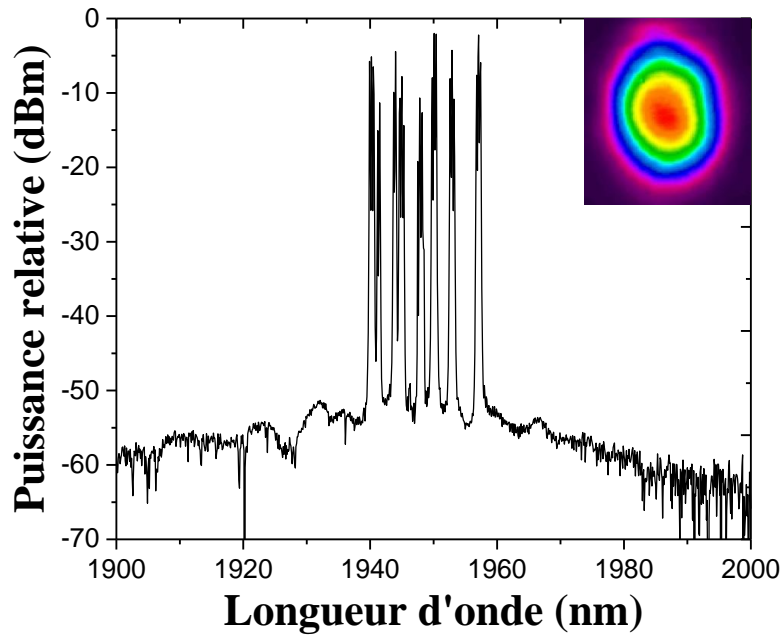


Figure II.12 : Spectre mesuré en sortie de la fibre PM dopée thulium. L'émission spontanée amplifiée couvre une bande de longueurs d'onde allant de 1900 nm à 2000 nm et l'émission laser est obtenue autour de 1550 nm. En insert une image du faisceau obtenu à 6 W de puissance signal émise.

Pour mesurer la biréfringence et vérifier que la fibre est à maintien de polarisation, la méthode «spectre cannelé» a été utilisée. Cette méthode consiste en une répartition équitable de la puissance optique d'une source large bande sur les deux axes neutres de la fibre qui présentent deux indices effectifs différents ( $n_x$  et  $n_y$ ). Les modes de polarisation vont alors se propager sur les deux axes neutres. Pour une longueur d'onde  $\lambda$  qui se propage dans une fibre de longueur  $L$ , la lumière guidée suivant l'axe  $x$  subit un déphasage de  $(2\pi/\lambda)n_x L$ , et celle guidée suivant l'axe  $y$  subit un déphasage égal à  $(2\pi/\lambda)n_y L$ . Les lumières guidées suivant les deux axes ( $x$  et  $y$ ) sont couplées en sortie de la fibre en utilisant un analyseur (polariseur). L'intensité du champ  $I$  qui traverse l'analyseur est définie par l'équation suivante :

$$I = I_0 \left( 1 - \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} B \cdot L \right) \right) \quad [2.1]$$

Avec  $B$  est égale à  $(n_x - n_y)$ . Pour  $B = (\lambda/L) \cdot m$ , l'intensité du champ électrique est nulle, et atteint un maximum pour  $B = (\lambda/L) \cdot (2m+1)/2$ , où  $m$  est un entier naturel. La valeur de biréfringence  $B$  est mesurée alors à partir de la période des cannelures,  $\Delta\lambda$ , du spectre mesuré et par la relation suivante :

$$B = \frac{\lambda^2}{L \cdot \Delta\lambda} \quad [2.2]$$

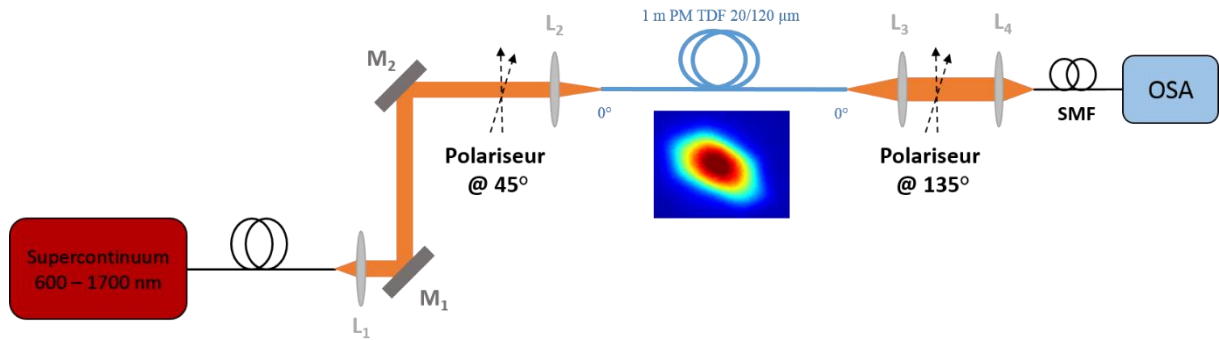


Figure II.13 : Schéma du montage expérimental pour la mesure de biréfringence de groupe par la méthode du spectre cannelé, avec une image du faisceau prise à 1400 nm afin de vérifier l'excitation du mode fondamental.

Une représentation schématique du montage expérimental réalisé pour mesurer la biréfringence par la méthode du spectre cannelé est montrée sur la Figure II.13, en utilisant une source laser « supercontinuum » dont le spectre s'étend de 600 nm jusqu'à 1700 nm. Afin d'éviter les bandes spectrales dans lesquelles la fibre absorbe la lumière, cette mesure a été effectuée sur une plage de longueur d'onde de 20 nm autour de 1420 nm (longueur d'onde centrale) et, respectivement de 70 nm autour de 1465 nm. Un échantillon d'un mètre de la fibre PM-DC-TDF a été utilisé pour réaliser cette mesure. Un polariseur orienté à 45° des axes neutres a été placé à l'entrée de la fibre afin de répartir équitablement la puissance optique injecté sur les deux axes neutres. Un second polariseur (analyseur) positionné à 45° des axes neutres aussi (à 90° du polariseur d'entrée) a été placé à la sortie. Une caméra (New Imaging Technology) a été positionnée en sortie de la fibre avant d'effectuer les mesures afin de vérifier l'excitation du mode fondamentale autour de 1400 nm. Les spectres cannelés obtenus sont montrés sur la Figure II.14. Ils présentent des cannelures qui démontrent que la fibre est bien biréfringente et guide les deux états de polarisation du mode fondamental. La biréfringence de la fibre est alors estimée en mesurant l'écart spectral moyen entre deux cannelures ( $\Delta\lambda = 2$  nm) et en appliquant la formule [2.2]. Ces mesures aboutissent à une valeur de biréfringence de groupe de  $B = 10^{-3}$ . Cette valeur confirme bien que la fibre est à maintien de polarisation, où des fibres PM commerciales ayant une biréfringence de l'ordre de  $10^{-4}$  sont disponibles (par exemple les fibres Panda vendues par Nuferrn).

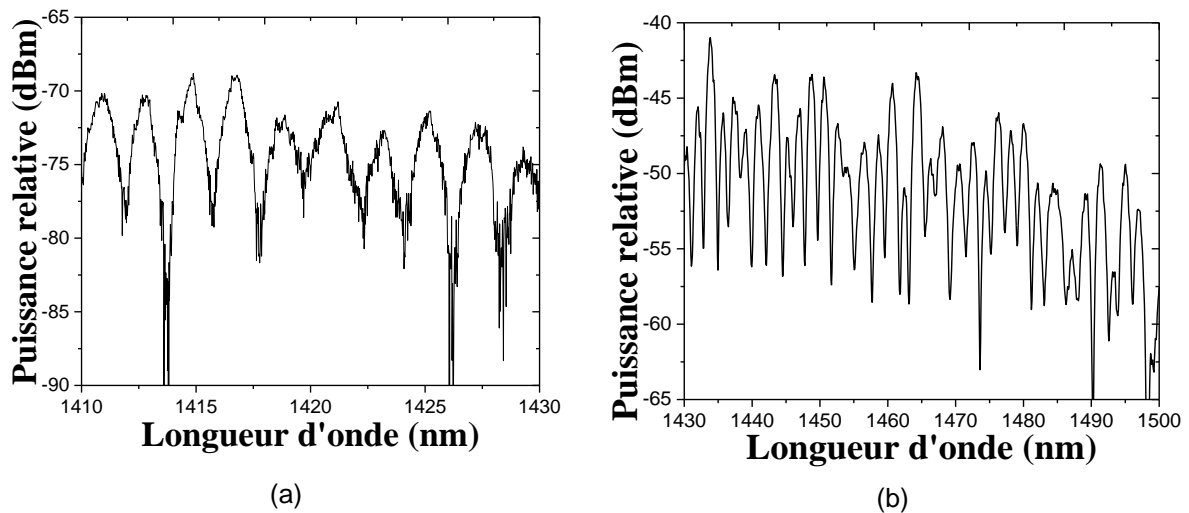


Figure II.14 : Spectre cannelé obtenu avec un mètre de la fibre PM-DC-TDF, (a) autour de 1420 nm sur une largeur spectrale de 20 nm, (b) autour de 1465 nm sur une largeur spectrale de 70 nm.

### II.3. Laser à fibre dopée thulium mono-fréquence accordable en régime continu

L'objectif de ma thèse est de développer un laser à fibre déclenché bi-fréquences accordable. Nous avons fait le choix d'utiliser des miroirs dichroïques de type Volume Bragg Gratings (VBG) pour refermer la cavité laser, mais il nous a semblé indispensable de qualifier ces éléments tout d'abord en régime continu et en recherchant l'émission d'une longueur d'onde. Après d'avoir obtenu une puissance de référence en utilisant un miroir hautement réfléchissant et avoir vérifié la qualité du faisceau émis §II.2.2, il s'agira donc de valider le choix des VBGs en régime continu avant de travailler en régime déclenché. Pour cela, nous allons étudier dans la suite, la qualité de réjection de l'ASE et donc du spectre du faisceau émis (contraste de signal sur bruit et largeur spectrale des raies), la stabilité du laser et enfin l'étendue de la bande spectrale d'accordabilité et ses limitations.

#### II.3.1. Principe d'accord en longueur d'onde par un VBG

L'utilisation des VBGs pour réaliser une source laser bi-fréquences accordable a été choisie afin de profiter de leurs avantages mentionnés dans le chapitre I (grande réflectivité, seuil de dommage élevé, largeur spectrale réduite, faibles pertes d'insertion, accordabilité et possibilité d'utiliser plusieurs VBGs simultanément). Pour accorder la longueur d'onde réfléchi par le VBG, il faut changer l'angle ( $\theta$ ) entre ce dernier et le faisceau incident d'après la relation de Bragg [1.15]. Cela induit une déviation du faisceau correspondant à la longueur d'onde réfléchi. Pour cela, l'utilisation d'un miroir hautement réfléchissant autour de la bande d'accordabilité est indispensable pour compenser la déviation du faisceau réfléchi et former un miroir de fond de cavité avec le VBG (cf. Figure II.15).

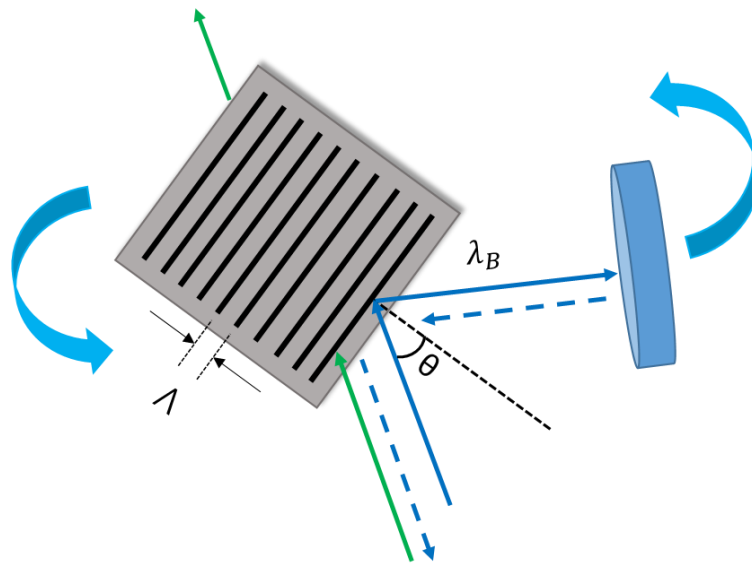


Figure II.15 : Principe d'accordabilité de la longueur d'onde réfléchi par un VBG en ajoutant un miroir hautement réfléchissant autour de la longueur d'onde du travail.

Dans le paragraphe suivant les deux VBGs choisis pour réaliser notre source bi-fréquences accordable sont caractérisés et discutés respectivement en incidence normale et en cavité laser mono-fréquence. Cette mesure nous permet de comparer les puissances obtenue en utilisant les VBGs avec celle de référence (§II.2.2), ainsi que d'avoir si nous avons perdu de puissance en les accordant dans la suite.

### II.3.2. Laser à fibre mono-fréquence

Deux VBGs hautement réfléchissants (> 90%) à 1984 nm et 1970 nm (en incidence normale), et de 5 mm x 5 mm x 5 mm de dimensions (OptiGrate), ont été choisis dans le but de développer un laser à fibre bi-fréquences. Ces deux VBGs sont caractérisés tour à tour en cavité laser, en lieu et place du miroir dichroïque initialement utilisé dans la caractérisation de la fibre PM-DC-TDF (cf. Figure II.10). Le montage expérimental est présenté dans la Figure II.16.

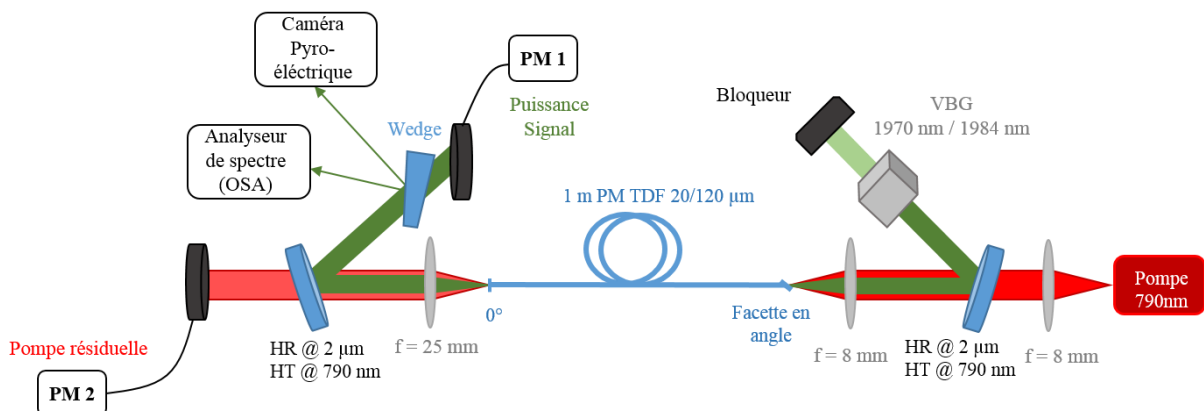


Figure II.16 : Montage expérimental utilisé pour caractériser le VBG 1970 nm et 1984 nm, respectivement.

La fibre PM-DC-TDF a été préparée avec un angle du côté d'injection de la pompe, afin d'éviter les réflexions de Fresnel dans la fibre, qui peuvent former une cavité laser avec les 4% du signal réfléchis sur la face de la fibre clivée avec un angle droit (0°). Cela peut former

donc un niveau d'ASE élevé finissant par des pics lasers parasites à côté du pic laser principal sélectionné par le VBG. Un bloqueur est placé derrière le VBG pour bloquer les longueurs d'onde non réfléchies. La courbe de puissance émise en fonction de la puissance de pompe est montrée sur la Figure II.17. Les puissances maximales émises sont 7,3 W et 7,2 W pour les deux VBGs à  $\lambda_{B(\theta=0)}$  (1970 nm et 1984 nm) respectivement. Ces puissances sont légèrement inférieures à la puissance obtenue avec un miroir dichroïque (7,5 W). Les causes peuvent être les pertes liées aux imperfections du traitement antireflet sur les facettes des VBGs, à la clive en angle réalisée sur la fibre, ou encore à cause de phénomène d'absorption dans le verre massif. L'efficacité laser optique-optique obtenue est autour de 32%, avec un seuil laser de 4,6 W.

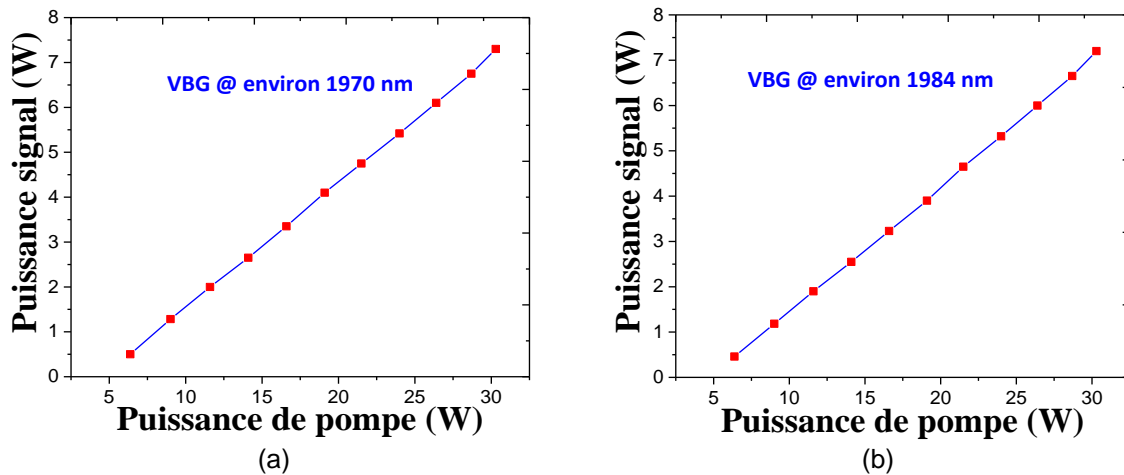


Figure II.17 : Puissance signal émise en fonction de la puissance de pompe (faisceau collimaté) pour (a) le VBG réfléchissant à 1970 nm, (b) le VBG réfléchissant à 1984 nm.

Les mesures spectrales en sortie de la cavité montrent un seul pic laser, correspondant à la longueur d'onde réfléchi par le VBG (Figure II.18), avec un bon contraste signal sur bruit autour de 47 dB, et une largeur spectrale de 0,07 nm (respectivement 0,18 nm), mesurée à 3 dB (respectivement à 10 dB) du maximum avec une résolution de 0,05 nm de l'OSA.

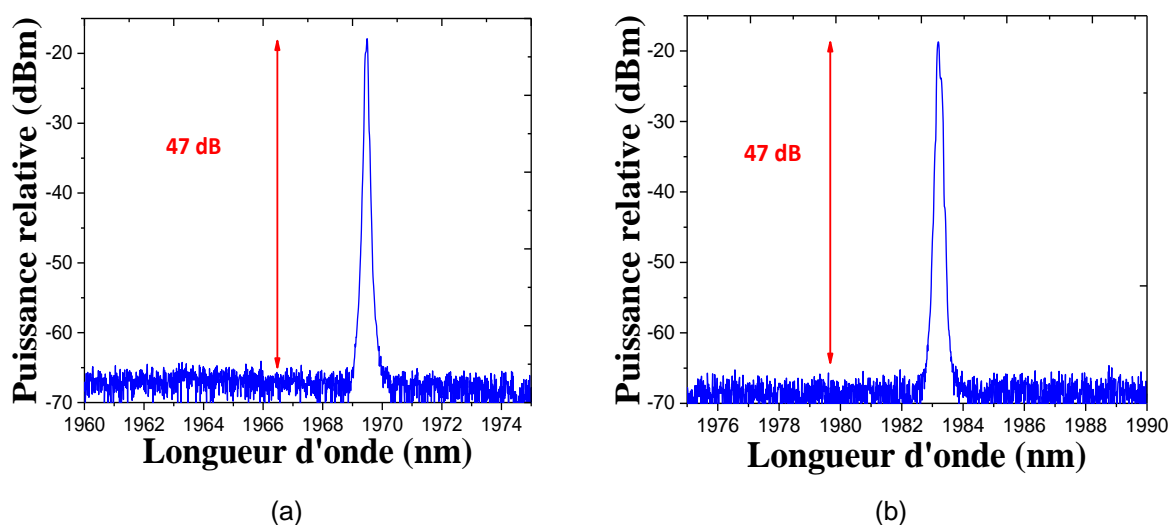


Figure II.18 : Spectre mesuré en sortie de la cavité, montrant l'émission laser obtenue avec (a) le VBG centré à 1970 nm (pic laser à 1969,6 nm), (a) le VBG centré à 1984 nm (pic laser à 1983,2 nm).

Le petit décalage des longueurs d'onde (1969,6 nm et 1983,2 nm), peut-être dû au positionnement des VBGs, qui sont fixés sur des supports rotatifs, avec des vis pour les régler (les incliner et les tourner dans l'espace).

### II.3.3. Laser à fibre mono-fréquence accordable

La longueur d'onde d'émission du laser peut être accordée par rotation, en changeant l'angle ( $\theta$ ) entre le faisceau incident et le VBG. Par contre, l'accordabilité tend vers les longueurs d'onde les plus petites d'après l'équation [1.15] qui dépend de  $\cos(\theta)$ . Pour cela, l'accordabilité a été évaluée avec un seul VBG, celui réfléchissant à 1984 nm du fait de son positionnement plus avantageux (plus haut) dans la bande spectrale de gain du thulium, ce qui permet d'avoir une accordabilité sur une plage spectrale plus large. L'accordabilité est obtenue en tournant le VBG, et en ajoutant un miroir hautement réfléchissant à 2  $\mu\text{m}$ , pour suivre le faisceau réfléchi par le VBG (cf. Figure II.19).

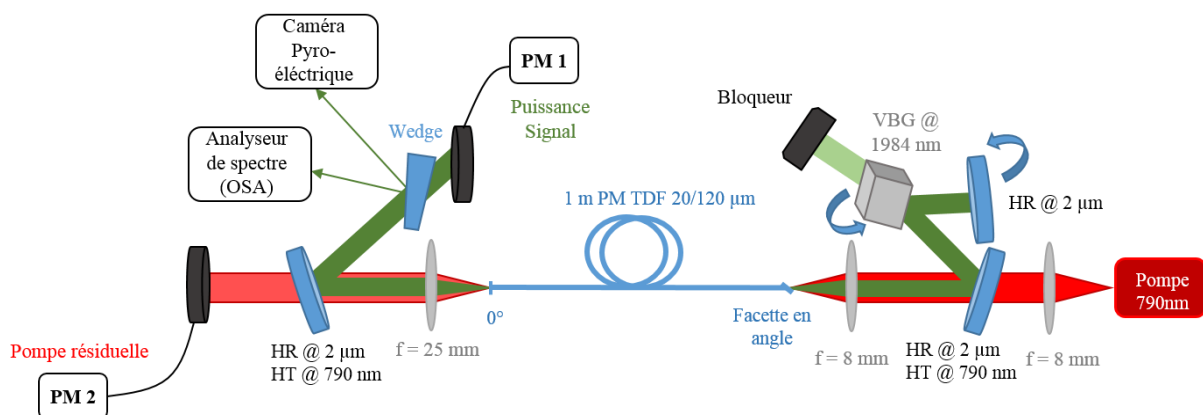


Figure II.19 : Schéma du montage expérimental du laser à fibre mono-fréquence accordable réalisé, en utilisant un mètre de la fibre PM-DC-TDF, et le VBG réfléchissant à 1984 nm.

En tournant le VBG et le miroir simultanément, une accordabilité sur une plage de 124 nm a été obtenue (cf. Figure II.20), avec un contraste de signal sur bruit toujours supérieur à 37 dB et une puissance signal émise supérieure à 5 W sur toute la bande d'accordabilité (Figure II.21). Une puissance maximale de 7,2 W a été obtenue en incidence normale à 1983,2 nm (§II.3.2), tandis que, cette puissance diminue au fur et à mesure que la longueur d'onde d'émission diminue, jusqu'à une puissance minimale de 5 W à 1855,4 nm. Cette diminution de puissance est due, d'une part, à la diminution de gain dans la fibre pour les basses longueurs d'onde, et d'autre part à la diminution de la réflectivité de l'ensemble VBG-miroir dichroïque. En effet, en tournant le VBG, le faisceau incident traverse un nombre de modulation périodique du réseau plus faible que dans le cas d'incidence normale, ce qui diminue sa réflectivité (cf. Figure II.15). La distribution d'intensité du faisceau émis en champ proche prise à la longueur d'onde de 1925,5 nm et à 6,55 W de puissance signal émise est présentée en insert dans la Figure II.21, montrant une forme quasi-Gaussienne.

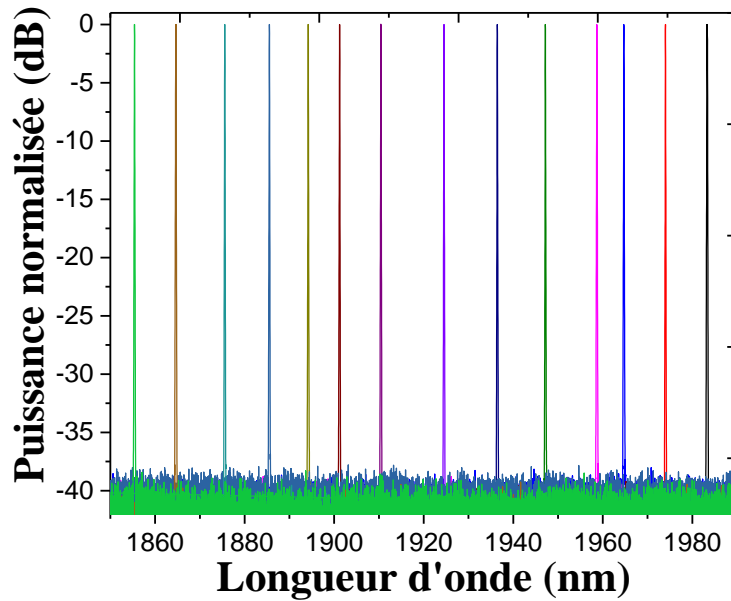


Figure II.20 : Les spectres normalisés en puissance mesurés en sortie du laser mono-fréquence accordable, montrant différents pics laser sélectionnés arbitrairement dans la bande d'accordabilité de 124 nm.

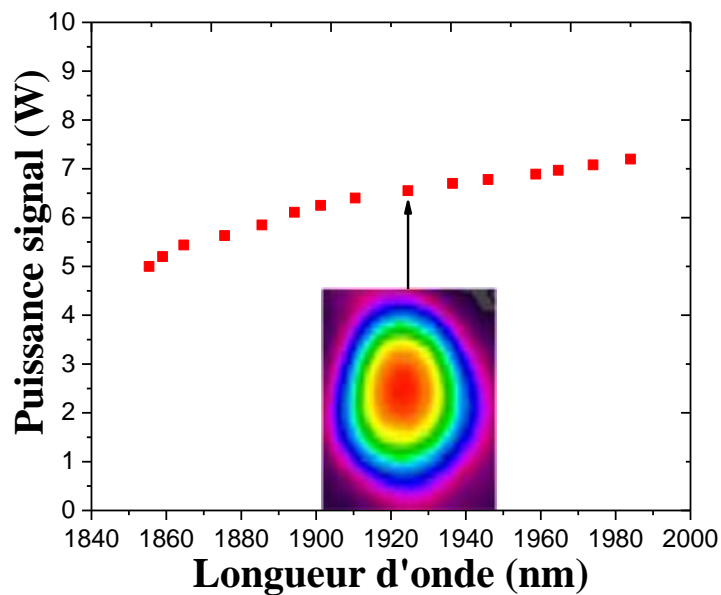


Figure II.21 : La puissance signal mesurée à différentes longueurs d'onde, émises par le laser mono-fréquence accordable, à 30 W de puissance de pompe. En insert une image du faisceau prise à 1925,5 nm et à 6,55 W de puissance signal émise.

Dans le cas particulier du laser qui a été décrit, l'étendue maximale de la bande d'accordabilité a été limitée à 124 nm. Au-delà, des lignes laser parasites apparaissent autour de 1925 nm, pour une puissance de pompe élevée. Ces pics laser sont dus au fait que la rétroaction optique opérée par le VBG n'est plus suffisante pour consommer l'inversion de population en totalité, permettant l'apparition des longueurs d'onde proche de la bande de gain de la fibre. Une orientation de VBG sélectionnant une longueur d'onde éloignée du centre de la bande de gain (par exemple 1853,5 nm) va ainsi permettre au laser d'osciller sur des réflexions parasites à des longueurs d'onde plus favorables, c'est à dire à des longueurs d'onde bénéficiant de plus de gain (cf. Figure II.12).

Fort de ces résultats encourageants, nous avons étudié la réalisation d'une source laser bi-fréquences en utilisant les deux VBGs simultanément dans le but de déterminer l'extension maximale de la plage d'accordabilité lorsque deux longueurs d'onde sont émises simultanément.

## II.4. Laser à fibre dopée thulium bi-fréquences accordable

### II.4.1. Laser à fibre bi-fréquences accordable

Dans cette partie, les deux VBGs sont insérés simultanément dans la cavité laser pour réaliser une source laser bi-fréquences accordable (cf. Figure II.22). En utilisant un VBG en incidence normale, et en faisant tourner le second, il est possible de modifier la différence de longueur d'onde entre les deux pics laser. Tout d'abord, j'ai fixé les deux VBGs (VBG<sub>1</sub> à 1970 nm et VBG<sub>2</sub> à 1984 nm) avec un angle d'incidence normal ( $\lambda_{B(\theta=0)}$ ). Une différence entre les deux longueurs d'onde laser ( $\Delta\lambda$ ) de 13,6 nm a été obtenue en sortie de la cavité (cf. Figure II.23 (a)) avec un contraste signal sur bruit autour de 47 dB. Afin d'accorder la différence entre les deux longueurs d'onde vers les valeurs inférieures à 13,6 nm, le VBG<sub>1</sub> (1970 nm) a été fixé avec un angle d'incidence normale, alors que le VBG<sub>2</sub> (1984 nm) a été orientable. La rotation du VBG<sub>2</sub> associée au réalignement du miroir hautement réfléchissant à 2  $\mu\text{m}$  nous a permis d'obtenir une différence entre les deux longueurs d'onde laser ( $\Delta\lambda$ ) réglable de 13,6 nm à 1 nm (cf. Figure II.23). Dans le but d'accorder  $\Delta\lambda$  vers les valeurs supérieures à 13,6 nm et sur une large bande spectrale, les deux VBGs ont été inversés, à savoir VBG<sub>2</sub> a été fixé avec un angle d'incidence normale et le VBG<sub>1</sub> a été mis en rotation. Une accordabilité de la valeur de  $\Delta\lambda$  de 13,6 nm à 144 nm a été obtenue. Afin de maximiser la puissance de sortie et d'égaliser l'amplitude de deux longueurs d'onde, les alignements des deux VBGs ont été mécaniquement ajustés. Les spectres mesurés en sortie de la cavité laser pour différentes valeurs de  $\Delta\lambda$  entre 1nm et 144 nm sont montrés sur la Figure II.24. Le contraste signal sur bruit est supérieur à 45 dB et la largeur de raie de chaque pic laser est inférieure à 0,1 nm (mesurée à 3 dB du maximum avec une résolution de 0,05 nm de l'OSA), indépendamment de la valeur de  $\Delta\lambda$  (en insert Figure II.23 (a)).

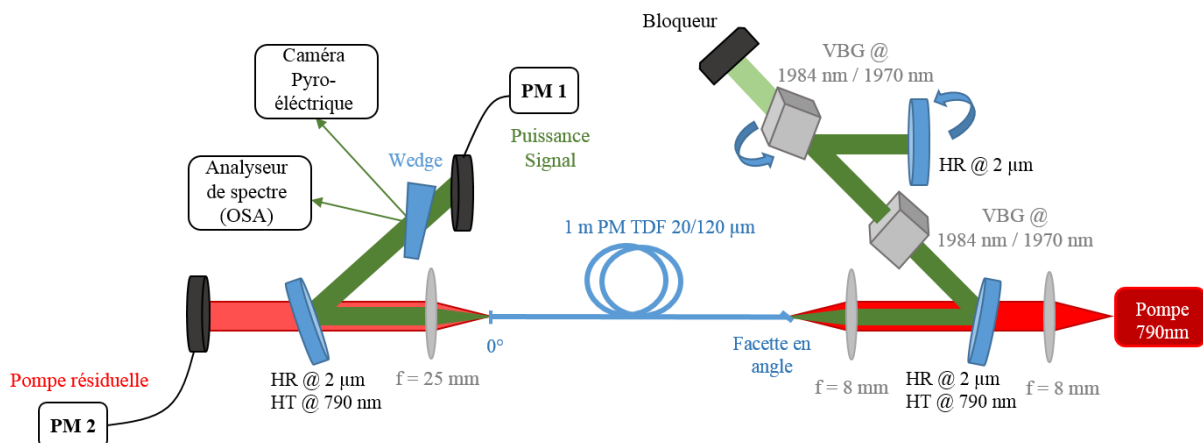


Figure II.22 : Schéma du montage expérimental du laser à fibre bi-fréquences accordable réalisé, en utilisant les deux VBGs simultanément.



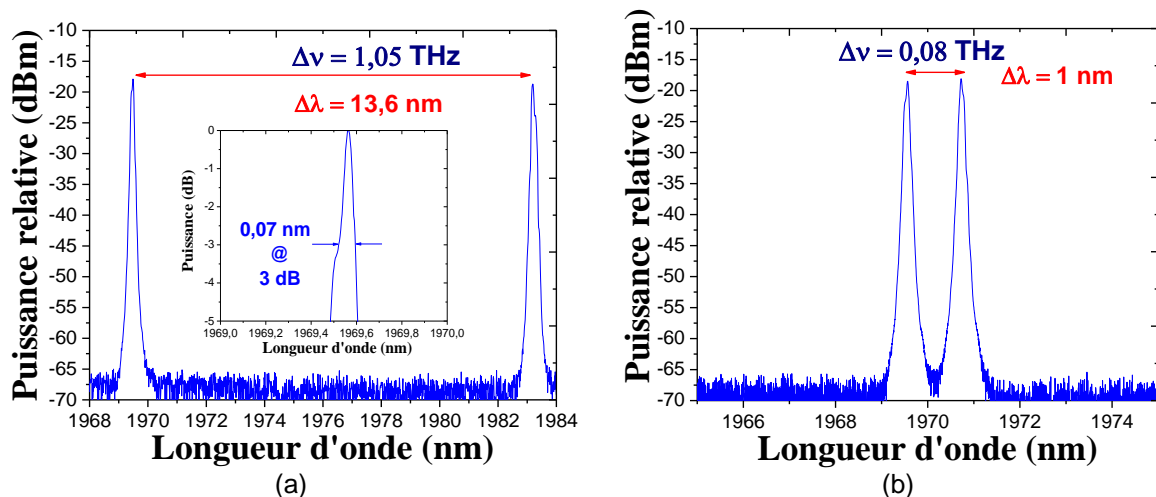


Figure II.23 : Spectre mesuré en sortie du laser à fibre bi-fréquences accordable : (a) les deux VBGs fixés avec un angle d'incidence normal ( $\Delta\lambda = 13,6$  nm), (b) le VBG à 1984 nm est accordé pour atteindre un  $\Delta\lambda$  de 1 nm. En insert de (a) : la largeur spectrale mesurée à une longueur d'onde centrale de 1969,5 nm.

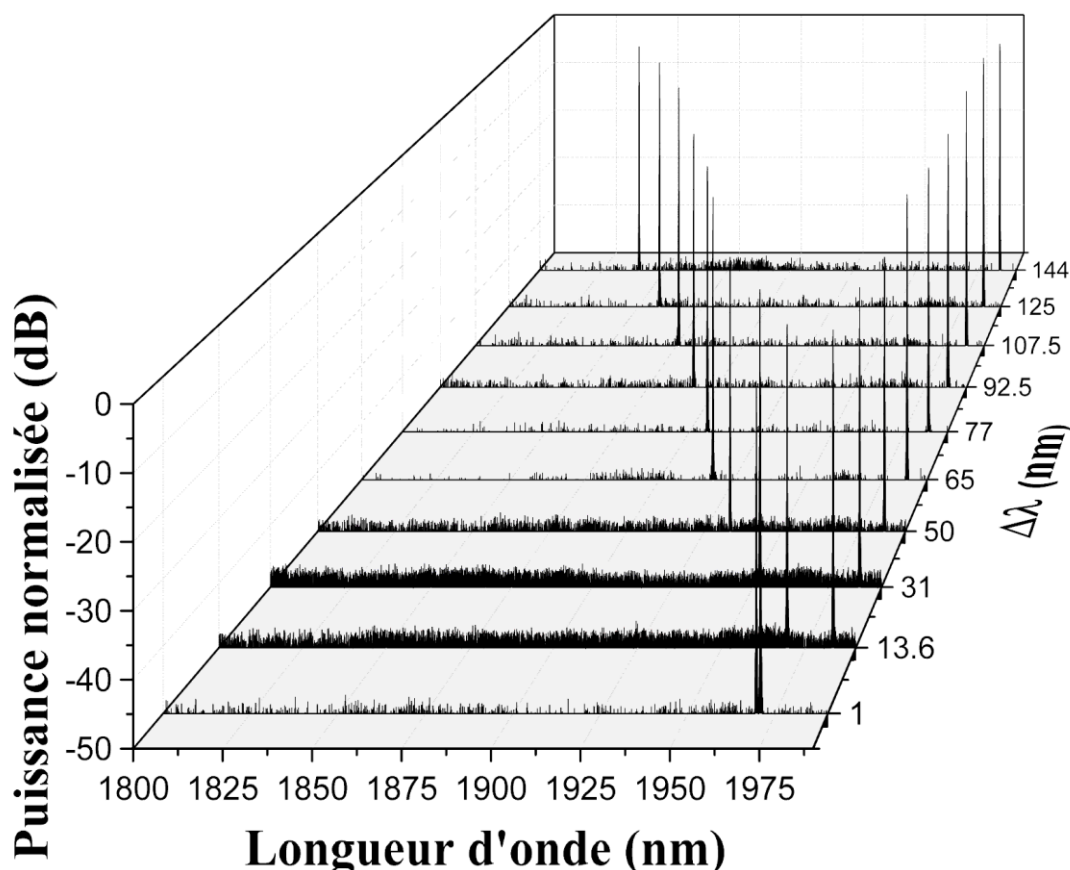


Figure II.24 : Les spectres normalisés en puissance mesurés en sortie du laser bi-fréquences accordable, pour différentes valeurs de  $\Delta\lambda$  entre 1 nm et 144 nm.

La puissance signal émise a été mesurée, simultanément avec les mesures spectrales effectuées, pour différent  $\Delta\lambda$  entre 1 nm et 144 nm, avec une puissance de pompage constante de 30 W. La figure II.25 montre les puissances obtenues en sortie de la cavité en fonction de  $\Delta\lambda$ . Une puissance signal minimale de 4,5 W a été obtenue sur toute la bande d'accordabilité. La puissance maximale de 7 W a été obtenue pour un intervalle de  $\Delta\lambda$  entre

1 nm et 13,6 nm. Cette puissance diminue lorsque  $\Delta\lambda$  augmente, pour atteindre la valeur de 4,5 W pour une valeur de  $\Delta\lambda$  est égale à 144 nm. Cette diminution de puissance de sortie s'explique de la même manière que dans le cas de la source mono-fréquence (§II.3.3). Avec la rotation du VBG<sub>1</sub>, la longueur d'onde réfléchi par ce dernier sort progressivement du centre de la bande de gain, finissant par une décroissance de sa puissance émise. Alors la longueur d'onde réfléchi par le VBG<sub>2</sub> (à 1984 nm) profite d'un gain plus élevé que celui de la longueur d'onde accordée par le VBG<sub>1</sub>, où un pic laser plus puissant que l'autre sera obtenu. Pour équilibrer le niveau de puissance entre les deux pics laser, l'alignement du premier VBG doit être légèrement dégradé par rapport à sa position d'origine pour diminuer sa réflectivité. La puissance globale émise par le laser diminue de manière progressive pour cette raison, car il est impératif d'obtenir deux pics lasers de même amplitude pour la future application visée par la thèse (conversion non linéaire de fréquence par DFG). Afin de visualiser la forme du faisceau obtenu en sortie du laser, une mesure a été faite pour deux valeurs différentes de  $\Delta\lambda$  (1 nm et 92,5 nm). En insert dans la figure II.25, deux images du faisceau obtenu pour les deux  $\Delta\lambda$  citées, montrent que les distributions d'intensité du faisceau émises en champ proche ont une forme quasi-Gaussienne. Les phénomènes physiques qui limitent la plage spectrale d'accordabilité sont les mêmes que dans le cas d'un laser mono-fréquence, un spectre montrant l'apparition d'une raie laser parasite est tracé sur la figure II.26. Cela est dû à la même raison expliquée dans la section (§II.3.3) qui est la faible rétroaction optique opérée par les deux VBGs.

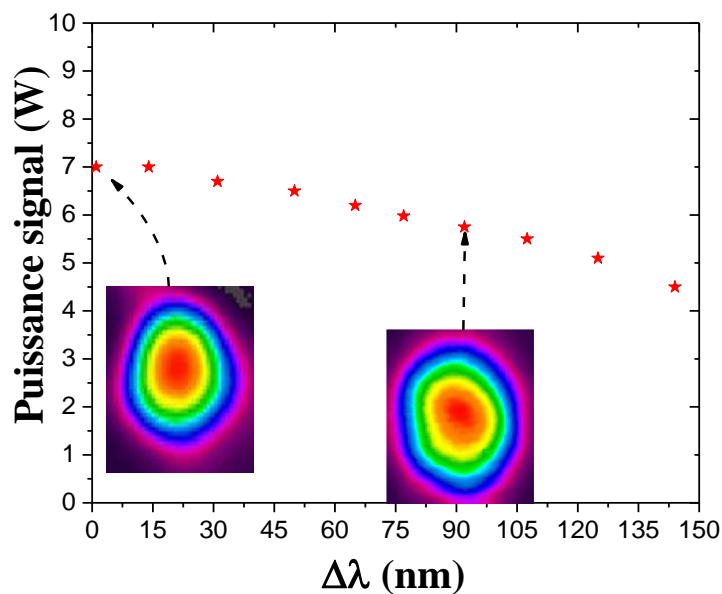


Figure II.25 : La puissance signal mesurée à différent  $\Delta\lambda$  entre 1 nm et 144 nm, avec 30 W de puissance de pompage. En insert, deux images du faisceau obtenu pour  $\Delta\lambda = 1$  nm, et  $\Delta\lambda = 92,5$  nm.

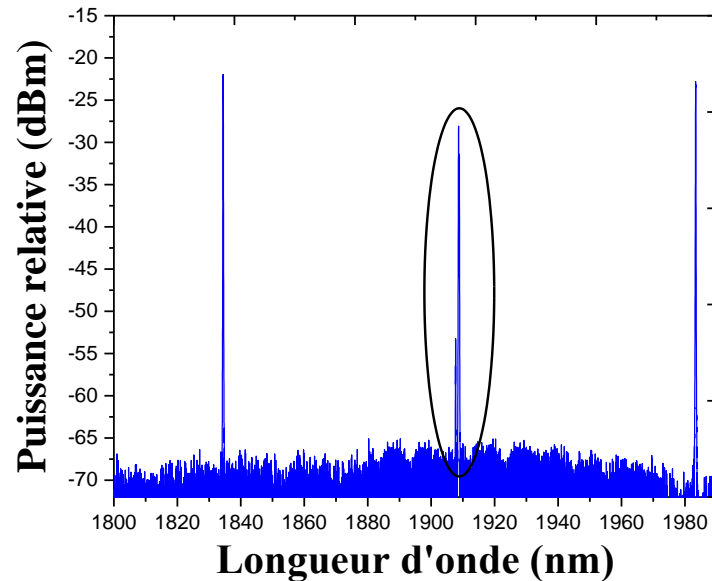


Figure II.26 : Le spectre mesuré pour un  $\Delta\lambda$  supérieur à 144 nm, montrant l'apparition des pics laser parasites autour de 1910 nm.

Dans ce paragraphe, un laser à fibre bi-fréquences largement accordable a été développé et caractérisé en utilisant deux VBGs et une fibre PM dopée thulium. Le faisceau signal en sortie de cette source laser n'est pas polarisé, mais c'est faisable en insérant un élément polarisant (polariseur) dans la cavité laser, devant les VBGs. Néanmoins, une mesure du taux d'extinction de polarisation (PER pour Polarization Extinction Ratio) a été réalisée en utilisant un polariseur placé en sortie de la cavité laser. Une valeur de PER de 12 dB a été obtenue à une faible puissance de sortie de 110 mW, limité par le seuil de dommage du polariseur utilisé. Cette valeur obtenue est attribuée aux miroirs dichroïques qui présentent un coefficient de réflexion différentiel en fonction de l'état de polarisation. A plus forte puissance, les deux états de polarisation devraient coexister avec des niveaux de puissance plus équilibrés. En fonction des types de cristaux utilisés, différentes stratégies devront être mises en œuvre afin de pouvoir choisir l'orientation de chaque polarisation en sortie du laser.

Afin de vérifier qu'une propagation bi-fréquences a toujours lieu dans la fibre, et qu'il n'y a pas une longueur d'onde qui domine sur une autre, la stabilité temporelle de la source laser développée doit être étudiée.

#### II.4.2. Mesures de stabilité de la source bi-fréquences

Dans le but de vérifier l'émission bi-fréquences et la stabilité temporelle en sortie de la cavité laser, des mesures de stabilité ont été réalisées en utilisant un OSA et deux photodiodes.

En premier lieu, la stabilité a été mesurée avec un OSA en enregistrant le spectre de l'émission laser (pour une résolution de 0,05 nm) toutes les 3 minutes pendant 30 minutes pour deux différentes valeurs de  $\Delta\lambda$  (13,6 nm et 92,5 nm). La Figure II.27 montre le niveau de puissance de sortie pour chaque pic des deux longueurs d'onde du spectre mesuré ( $\lambda_1 = 1890,7$  nm et  $\lambda_2 = 1983,2$  nm correspondantes à une valeur de  $\Delta\lambda = 92,5$  nm), ainsi que la différence de puissance entre les deux longueurs d'onde pour les deux valeurs de  $\Delta\lambda$  choisies. La différence entre la puissance des deux longueurs d'onde était inférieure à 1 dB (cf. Figure II.27) et la fluctuation de  $\Delta\lambda$  était inférieure à 0,3 nm limitée par la résolution de

l'OSA. Les faibles différences entre les puissances de sortie des deux longueurs d'onde ne sont pas significatives du fait des fluctuations de température dans le PM-DC-TDF et de l'échantillonnage fait lors de l'acquisition du spectre par l'OSA. Il faut noter que la puissance signal globale émise mesurée en sortie de la cavité laser avec un puissance-mètre était stable aussi tout au long des mesures spectrales effectuées, ainsi que le spectre d'émission ne montrait aucune compétition significative entre les deux longueurs d'onde émises.

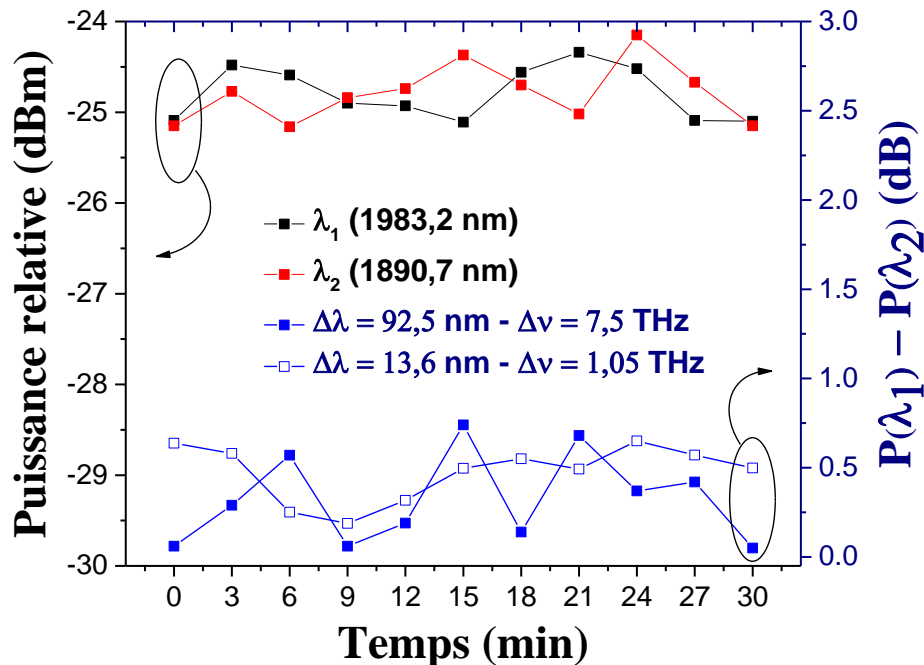


Figure II.27 : La différence de puissance de sortie mesurée avec l'OSA pour deux différentes valeurs de  $\Delta\lambda$  (92,5 nm et 13,6 nm) en bleu, et la puissance de sortie mesurée avec l'OSA pour chaque longueur d'onde (1983,2 nm et 1890,7 nm), correspondante à ( $\Delta\lambda = 92,5$  nm) en fonction du temps en rouge et noir.

La stabilité temporelle a ensuite été vérifiée en séparant les deux longueurs d'onde d'émission, les deux VBGs étant orientés pour une émission à 1907,5 nm et à 1922 nm. En insérant deux lames séparatrices intra-cavités entre chaque VBG et son miroir réfléchissant, la mesure de stabilité a été réalisée pour chaque longueur d'onde à l'aide de deux photodiodes (THORLABS DET 10D/M, et Newport 818-BB-51) (Figure II.28). Dans un premier temps, la stabilité de chaque longueur d'onde émise (1907,5 nm puis à 1922 nm) a été vérifiée à part en mesurant leurs intensités l'une après l'autre avec la même photodiode. Les mesures sont présentées sur la Figure II.29 (a), tandis que les courbes montrées sur la Figure II.29 (b) ont été mesurés simultanément avec deux photodiodes différentes. L'intensité de chaque longueur d'onde a été mesurée en continu (toutes les 0,2 secondes) pendant 120 secondes. Les fluctuations d'intensité sur chaque longueur d'onde sont inférieures à 10% (1 dB), ce qui confirme la stabilité du fonctionnement en double longueur d'onde. Les spectres d'émission illustrés en (Figure II.30) ont été mesurés à la sortie du laser réalisé, toutes les 3 minutes avec l'OSA. Ces spectres montrent une stabilité spectrale aussi pour les deux longueurs d'onde émises, ainsi qu'une stabilité au niveau des amplitudes des deux pics émis.

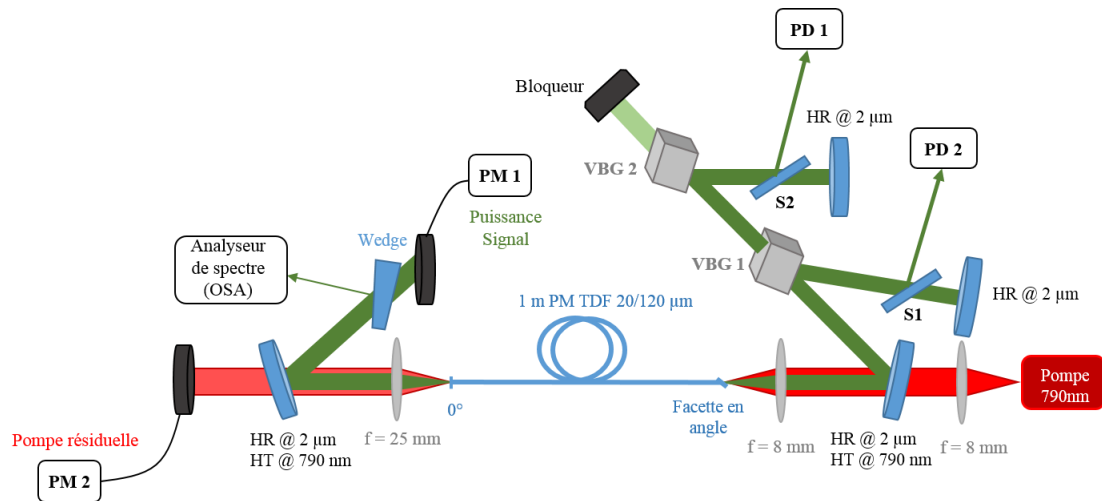


Figure II.28 : Représentation schématique du montage réalisé pour mesurer la stabilité intra-cavité, avec (PD 1 et PD 2) sont les deux photodiodes utilisées pour mesurer les signaux séparés par les lames séparatrices (S1 et S2).

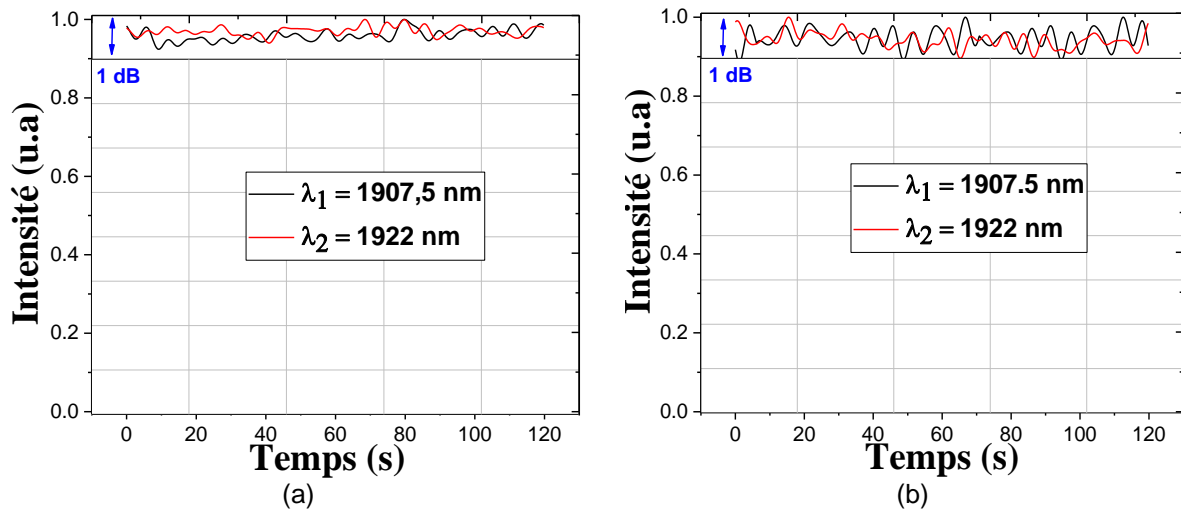


Figure II.29 : Evolution d'intensité de chaque longueur d'onde (1907,5 nm et 1922 nm) mesurée par la même photodiode, l'une après l'autre (a), ou par deux photodiodes, simultanément (b), pour une puissance signal de 3,25 W.

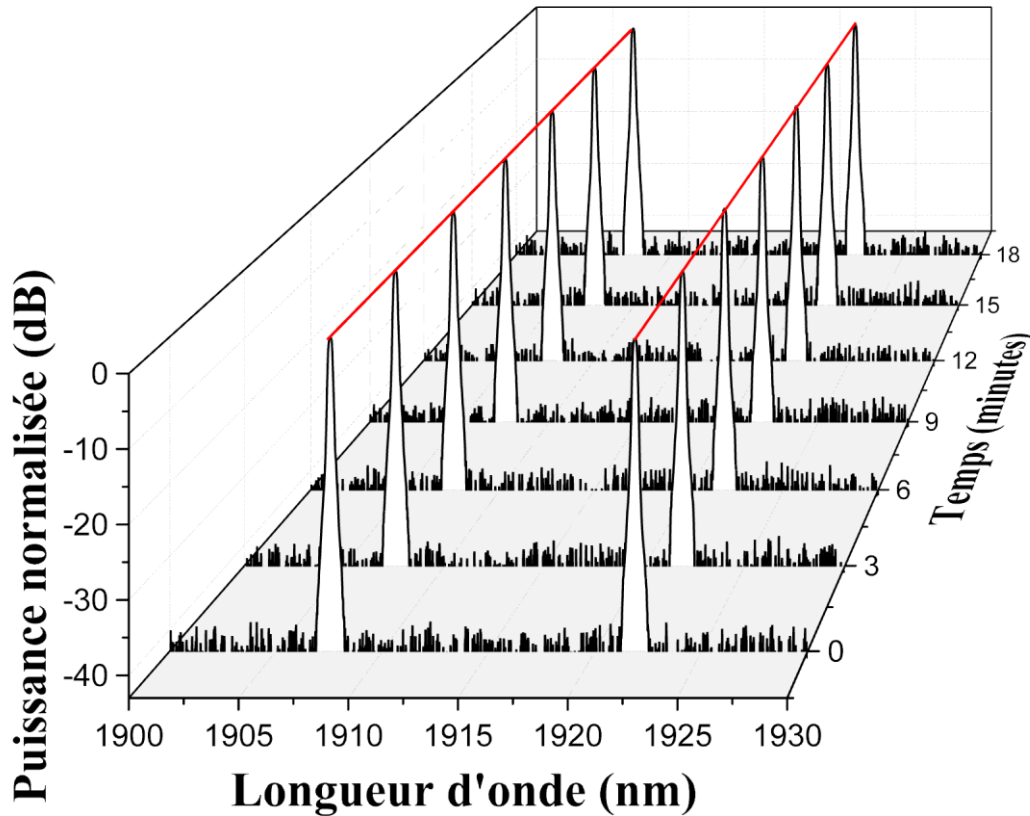


Figure II.30 : Les spectres normalisés en puissance mesurés chaque 3 minutes en sortie du laser bi-fréquences accordable (à 1907,5 nm et 1922 nm), montrant une stabilité spectrale sur un temps d'acquisition de 18 minutes.

Notre source bi-fréquences nous a permis d'obtenir une puissance moyenne de plusieurs W ( $> 5$  W) sur une large bande d'accordabilité de  $\Delta\lambda$  entre 1 nm et 144 nm. En comparant ces résultats avec les résultats démontrés par Ahmad *et al.* qui représentent l'état de l'art d'accordabilité de  $\Delta\lambda$  (de 1 nm à 183 nm), nous pouvons conclure que notre source est peu moins accordable [Ahmad, 2019]. Par contre, la puissance obtenue par Ahmad *et al.* est très faible (autour de 1 mW) par rapport à celle obtenue par notre source. En outre, en comparant la puissance obtenue par rapport à celle de Wang *et al.* qui ont obtenu la meilleure puissance ( $> 110$  W) pour un laser bi-fréquences accordable entre 1 nm et 50 nm [Wang, 2010], nous remarquons qu'on est moins puissant, mais 3 fois plus accordable. Enfin, nous avons pu développer une source laser bi-fréquences accordable avec une puissance élevée sur une large bande d'accordabilité qu'elle couvre.

## II.5. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, les propriétés spectroscopiques des ions thulium ont été présentées, et la fabrication d'une nouvelle fibre dopée thulium à double gaine et à maintien de polarisation, par la méthode REPUSIL a été présentée et caractérisée dans un premier temps. Ensuite, cette fibre a été utilisée dans une cavité laser, afin de tester et caractériser deux différents VBGs, qui ont une longueur d'onde centrale différente (1970 nm – 1984 nm), ainsi que pour réaliser un laser à fibre mono-fréquence largement accordable, en utilisant le VBG centré à 1984 nm. Cette configuration nous a permis d'accorder la longueur d'onde sur une bande de 124 nm, avec une puissance signal émise plus grande que 5 W couvrant toute la bande d'accordabilité. Enfin les deux VBGs ont été utilisés simultanément dans une cavité laser,

avec un mètre de la fibre dopée thulium, pour développer une source laser bi-fréquences largement accordable (1 nm – 144 nm), avec une puissance plus grande que 4,5 W; un bon contraste signal sur bruit supérieur à 45 dB; et une largeur spectrale inférieure à 0,1 nm, indépendamment de la valeur de  $\Delta\lambda$ . La stabilité de cette source a été vérifiée tout d'abord avec un OSA, et ensuite avec deux photodiodes, pour obtenir une mesure d'instabilité inférieure à 1 dB (10%).

Les résultats obtenus dans ce chapitre ont été réalisés en régime continu. Dans le chapitre suivant, les tests réalisés avec cette fibre en régime déclenché seront présentés et discutés, ainsi que la fabrication d'une nouvelle fibre dopée thulium qui sera présentée et utilisée pour réaliser une source laser déclenchée bi-fréquences accordable.





## Chapitre III. Laser à fibre dopée thulium accordable en régime déclenché

La méthode de déclenchement ou commutation-Q (Q-switching en anglais) permettent à un laser de générer des impulsions courtes, typiquement de quelques centaines de picosecondes (ps) à quelques centaines de nanosecondes (ns) selon la configuration du laser. Comparé au niveau de puissance d'un laser continu pompé de manière identique, la puissance des impulsions générées à une cadence de quelques kHz à quelques centaines de Hz est très élevée. D'autres techniques existent pour réaliser un laser impulsionnel. Le gain switch ou le régime de blocage de mode (mode-locked) en sont deux exemples. Un laser mode-locked aura une cadence de répétition fixe très élevée en général car elle est liée au temps de parcours de la cavité. Dans le cadre de ma thèse, nous avons retenu la technique de déclenchement qui permet de générer des impulsions avec des durées de l'ordre de quelques ns tout en permettant de contrôler la cadence de répétition et par conséquent la puissance crête de ces dernières. Cette technique sera présentée et détaillée dans ce chapitre, avec les résultats des tests réalisés en utilisant la fibre PM dopée thulium présentée dans le chapitre précédent (PM-DC-TDF). Ensuite, la fabrication d'une nouvelle fibre FA-LPF dopée thulium sera présentée et utilisée pour la réalisation d'une source laser déclenchée bi-fréquences accordable. Les deux VBGs seront testés et utilisés pour réaliser notre source déclenchée bi-fréquences, et un modulateur acousto-optique sera introduit dans la cavité pour permettre le fonctionnement en mode déclenché.

### III.1. Laser à fibre déclenché

#### III.1.1. Introduction au régime déclenché

Les lasers à fibre optique déclenchés (Q-switched) sont des lasers impulsionnels qui permettent d'obtenir de fortes puissances crêtes, de l'ordre du kW en général, et des énergies par impulsion de l'ordre du microjoule ( $\mu\text{J}$ ) jusqu'au millijoule (mJ). De telles impulsions sont indispensables pour des nombreuses applications (conversion non-linéaire, génération de supercontinuum, dé-tatouage, holographie, ...). Cette technique est basée sur l'utilisation d'un dispositif intra-cavité, qui joue le rôle d'un interrupteur optique (commutateur) dans la cavité laser. L'activation du modulateur (faisceau absorbé ou dévié) permet de faire varier le facteur de qualité Q de la cavité, c'est à dire d'interdire l'émission laser continue (ou CW pour Continuous Wave) pendant une phase dite de pompage. Au cours de cette dernière, le milieu à gain est toujours maintenu sous le flux de la puissance de pompage, le signal est idéalement bloqué. Dans ce cas, l'inversion de population augmente et l'énergie est emmagasinée à l'intérieur du milieu actif sous la forme d'atomes excités (idéalement, tous les ions sont à l'état métastable). En ouvrant l'interrupteur, la cavité est alors refermée et le système laser bénéficie d'une inversion de population beaucoup plus élevée que lors d'un fonctionnement en régime continu. La puissance signal bénéficie alors d'un fort gain et atteint un niveau de puissance bien supérieur à celui d'un laser continu équivalent [Limpert, 2005-b]. L'énergie emmagasinée est rapidement consommée par le fort flux qui parcourt la cavité et le milieu à gain rapidement dépleté, ce qui entraîne une chute de puissance. L'émission laser prend donc la forme d'une impulsion courte avec une puissance crête élevée. Le principe de fonctionnement du régime déclenché est illustré de manière schématique sur la Figure III.1, en montrant les différents paramètres des impulsions de sortie (durée d'impulsion; cadence de répétition; puissance moyenne; et puissance crête), qui seront utilisés dans les prochains paragraphes de ce chapitre.

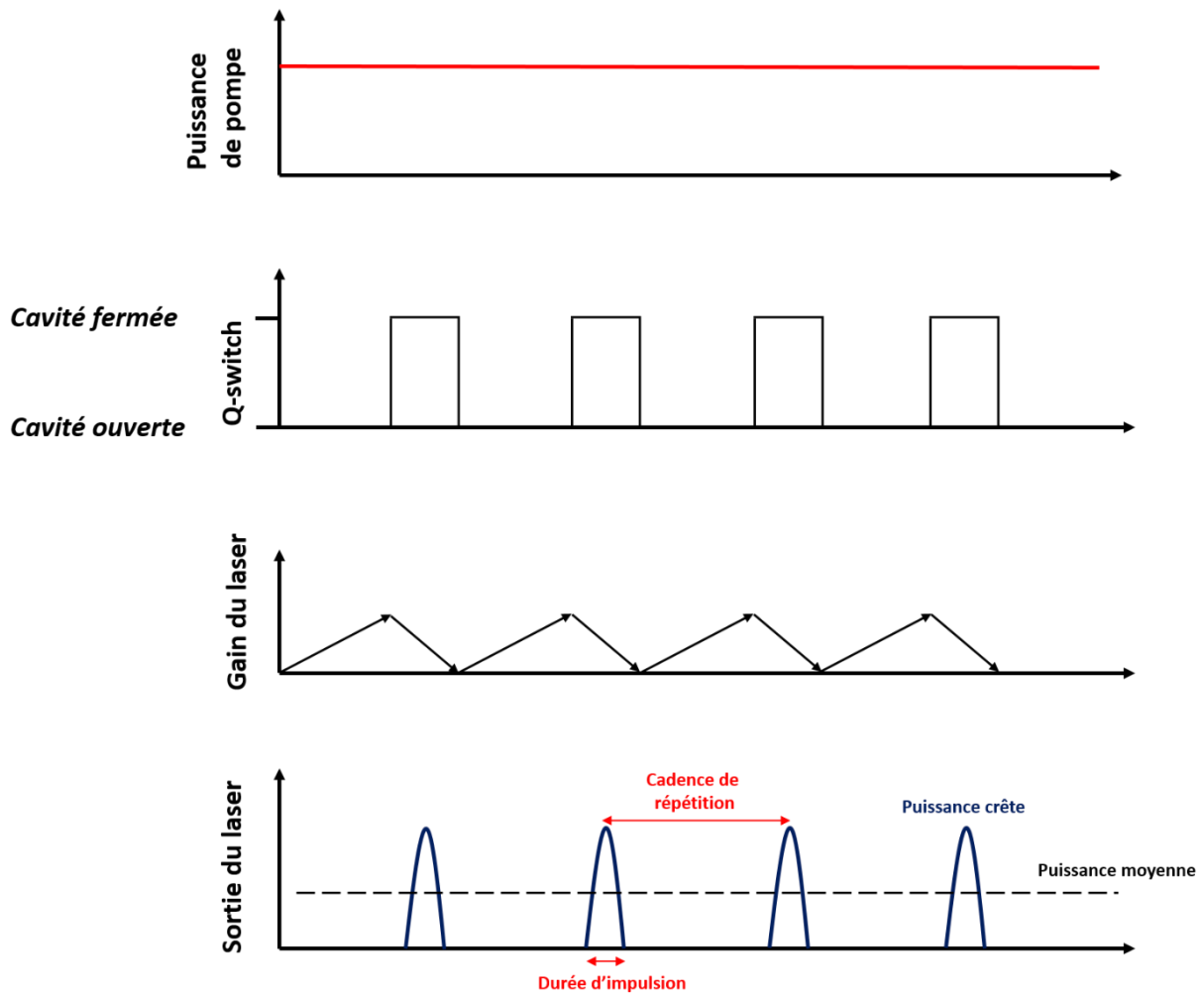


Figure III.1 : Principe de fonctionnement du régime déclenché.

La modulation du facteur de qualité de la cavité laser, ou la fonction interrupteur optique peut être réalisée de plusieurs manières. Les caractéristiques essentielles sont le temps de transition d'un état « ouvert » à un état « fermé », le taux d'extinction, le seuil de dommage et les pertes d'insertion en mode « passant ». Un simple chopper par exemple permet d'obtenir un excellent taux d'extinction (arrêt total du faisceau), des pertes nulles et il peut être utilisé à forte puissance. En revanche, le temps de transition est très lent, quelques ms en général, ce qui ne permet pas de générer des impulsions très courtes. Un modulateur électro-optique présente aussi certaines caractéristiques attrayantes mais son seuil de dommage est très bas en général et pas compatible avec notre laser. Un déflecteur acousto-optique (AOM pour Acousto-Optic Modulator) est souvent préféré pour des lasers puissants et ses caractéristiques permettent de générer des niveaux de puissances crêtes élevés. Cet élément est basé sur l'interaction entre un faisceau laser et une onde acoustique dans un cristal qui a des propriétés photo-élastiques, tel que le quartz ou le  $\text{TeO}_2$ . Ce cristal est collé sur un transducteur piézo-électrique (Figure III.2), dont l'épaisseur varie en fonction d'une tension appliquée à ses bornes. Lorsque cette tension est un signal périodique radiofréquence (RF) généré par un système de pilotage, le transducteur induit par couplage électromécanique, une onde acoustique qui se propage à l'intérieur du cristal, tout en modifiant localement son indice de réfraction. Selon la configuration du cristal, le réseau induit est progressif ou stationnaire et va permettre de diffracter le signal optique. Le générateur RF est lui-même piloté par un générateur à basse fréquence (G.B.F) dont le

signal permettra de contrôler l'émission ou non du signal RF et donc la présence d'un réseau d'indice dans le cristal. Les caractéristiques du signal BF vont contrôler la durée « d'ouverture des portes » et la cadence de répétition. Le signal RF quant à lui est optimisé en fonction du cristal afin de maximiser l'efficacité de diffraction du réseau. Ainsi, en présence de signal RF, une onde acoustique crée un réseau d'indice sinusoidal dans le cristal et l'onde optique est diffractée. En absence de signal RF, le cristal est homogène, le faisceau laser est transmis sans déviation (non diffracté). Quand le signal radiofréquence est appliqué au déflecteur AO (Acousto-Optique), en pratique, une partie seulement du faisceau laser traversant le réseau se diffracte vers l'ordre 1 (environ 80% maximale), l'autre n'est pas déviée et reste sur l'ordre 0 du réseau (environ 20% minimale). Le rapport de la puissance réfractée sur l'ordre 1 sur la puissance incidente définit l'efficacité de diffraction d'un déflecteur AO. Le seuil de dommage varie en fonction de la nature du cristal utilisé et de la densité de puissance incidente. Pour réaliser un laser déclenché, la cavité laser peut-être alignée sur l'ordre 0 ou 1, c'est à dire que le miroir de fond de cavité peut être positionné sur le faisceau réfracté (ordre 1) ou transmis (ordre 0). Dans le cas des lasers à fibre, il est préférable de travailler sur l'ordre 1. En effet, puisque 20% de la puissance du faisceau laser est transmis sur l'ordre 0 du réseau quand le signal RF est appliqué, et compte tenu du fort gain linéique dans les fibres, une émission laser continue parasite peut être observée, on dit que le taux d'extinction du déflecteur AO est insuffisant. Lorsque le miroir est aligné sur le faisceau diffracté, le déflecteur AO introduit des pertes de l'ordre de 20% à chaque passage du faisceau dans le réseau mais aucun faisceau parasite continu ne vient perturber la phase de pompage. Au contraire, dans le cas des lasers à solides qui présentent moins de gain linéique, les utilisateurs alignent la cavité sur l'ordre 0 puisque les pertes d'insertion du déflecteur AO y sont plus faibles et que les 80% de pertes introduites sur l'ordre zéro suffisent à arrêter l'oscillation laser.

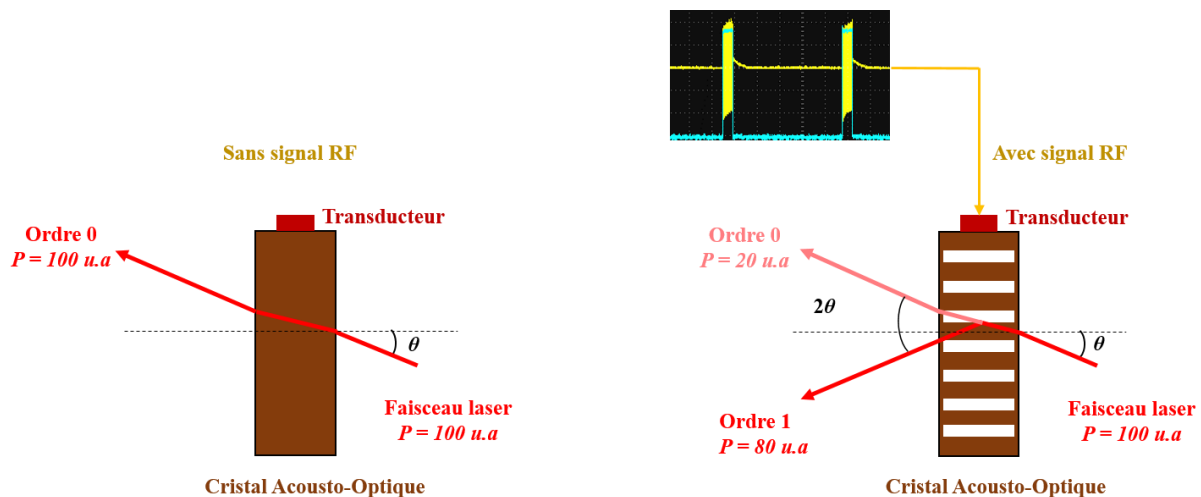


Figure III.2 : Principe de fonctionnement d'un déflecteur acousto-optique.

Les déflecteurs AO ont déjà été utilisés pour réaliser des sources lasers déclenchées autour de 2  $\mu\text{m}$ , générant de hautes puissances crêtes et des énergies d'impulsions très élevées. En utilisant 2,3 m d'une DC-TDF ayant 20  $\mu\text{m}$  de diamètre du cœur pompée à 790 nm et un déflecteur AO en espace libre, Eichhorn *et al.* ont démontré une énergie de 207  $\mu\text{J}$  avec une puissance crête de 5 kW et une durée d'impulsion de 50 ns [Eichhorn, 2007]. Une autre source laser déclenchée basée sur l'utilisation d'une PCF dopée thulium ayant un diamètre du cœur de 50  $\mu\text{m}$  et une longueur de 2,7 m a été réalisée par Kadwani *et al.*, en obtenant une énergie de 435  $\mu\text{J}$  avec une puissance crête de 8,9 kW et une durée d'impulsion de 49

ns. Une meilleure performance en régime déclenché autour de 2  $\mu\text{m}$  a été démontrée en 2013 par Stutzki *et al.* pour une énergie de 2,5 mJ, correspondant à une puissance crête de 150 kW et une durée d'impulsion de 15 ns [Stutzki, 2013]. La fibre utilisée était une LPF dopée thulium ayant un diamètre du cœur de 81  $\mu\text{m}$  et une longueur de 1,2 m. Le pompage opéré à 790 nm était co et contre propagatif et le défecteur AO utilisé était « en espace libre » car supportant plus de puissance que les modèles fibrés. Dans le cas des lasers accordables, une source laser à fibre dopée thulium déclenchée accordable a été développée en 2015, montrant un accord de la longueur d'onde jusqu'à 130 nm. La puissance crête maximale émise était de 5,6 kW pour une énergie d'impulsion de 1,58 mJ [Li, 2015]. L'accord de la longueur d'onde a été réalisé par rotation d'un réseau de diffraction utilisé comme un miroir de fond de cavité.

### III.1.2. Laser déclenché basé sur l'utilisation de la fibre PM-DC-TDF

Comme nous l'avons déjà indiqué dans les parties précédentes de ce manuscrit, le but de ma thèse est de réaliser une source laser déclenchée bi-fréquences largement accordable. Pour cela, après la vérification du fonctionnement du laser bi-fréquences accordable en régime continu, des tests ont été réalisés en utilisant la fibre dopée thulium présentée dans le chapitre II, en régime déclenché avec un miroir dichroïque afin d'obtenir une puissance de référence et avoir l'influence de la fréquence de répétition. Les tests ont été réalisés en utilisant un défecteur AO réalisé sur la base d'un cristal de  $\text{TeO}_2$  et dont le module de pilotage opéré à une fréquence centrale de fonctionnement de 80 MHz (Crystal Technology, AOMO 3080-1911). Ce défecteur AO a été prêté par notre partenaire allemand afin de réaliser des premiers tests, en attendant de recevoir notre propre défecteur AO. Le générateur RF associé ne fournissait cependant pas assez de puissance pour obtenir une efficacité de diffraction optimale. Avant de commencer les tests en cavité laser, l'ensemble générateur RF-défecteur AO a été caractérisé, afin de connaître le temps de montée, les pertes d'insertion et l'efficacité de diffraction accessibles. Le temps de montée du défecteur AO va dépendre du temps nécessaire à l'installation du réseau acoustique dans tout le volume de cristal occupé par le faisceau. Or, la vitesse de propagation de l'onde acoustique est imposée par la nature du cristal et la fréquence de l'onde acoustique. L'utilisateur ne peut donc pas intervenir sur ces paramètres. Il pourra en revanche minimiser le temps de montée en adaptant le diamètre du faisceau focalisé dans le cristal. Il y a cependant une limite puisque la longueur de Rayleigh du faisceau doit être au moins égale à l'épaisseur de cristal. En pratique, différentes lentilles ayant différentes distances focales ont été utilisées et comparées de manière empirique en mesurant le temps de montée pour chacune d'elle afin de déterminer la plus adaptée à l'obtention d'un temps de montée court. Un générateur basses fréquences (PHILIPS - PM 5712) a été utilisé, afin de piloter la fréquence de répétition ( $F_{\text{rép}}$ ) et la durée « d'ouverture des portes » où le signal RF sera appliqué pour commuter le faisceau laser sur l'ordre 1. Une photodiode a été utilisée pour mesurer le temps de montée et l'efficacité de diffraction sur l'oscilloscope. Les valeurs mesurées du temps de montée sur l'ordre 1 en fonction de la taille du faisceau focalisé dans le cristal du défecteur AO sont présentés sur la Figure III.3 (a), en remarquant que le temps de montée augmente linéairement avec l'augmentation de la taille du faisceau. Cette augmentation est due à l'augmentation de la distance focale de la lentille de focalisation utilisée (taille du faisceau plus large), où l'onde acoustique propageant dans le cristal du défecteur AO prend plus du temps pour le traverser. L'utilisation d'une lentille ayant une distance focale inférieure à 50 mm était impossible, du fait des dimensions du support utilisé pour positionner le défecteur AO. Ce support rotatif a été utilisé pour trouver l'angle de Bragg du

réseau créé dans le cristal du défecteur AO et avoir une meilleure efficacité de diffraction. Pour cela, les mesures ont été réalisées jusqu'à 50 mm de distance focale, où le temps de montée le plus court (25 ns) a été obtenu. Cette lentille sera utilisée dans la suite de mon travail, afin d'obtenir des impulsions les plus courtes possibles. La Figure III.3 (b) montre la courbe de puissance transmise mesurée avec la photodiode sur l'ordre 0 permettant de déterminer l'efficacité de diffraction du défecteur AO lorsque le signal RF est appliqué. Cette mesure a été réalisée en réglant la puissance RF du générateur sur sa valeur maximale (2,5 W) afin d'optimiser l'efficacité de diffraction du défecteur AO. Une valeur d'environ 65% a été mesurée. La valeur globale de l'efficacité de diffraction du défecteur AO par passage est entre 62% et 65% par rapport au signal injecté. Les pertes d'insertion du cristal (2%) et les réflexions sur les faces (autour de 0,5%) sont incluses dans la valeur mesurée.

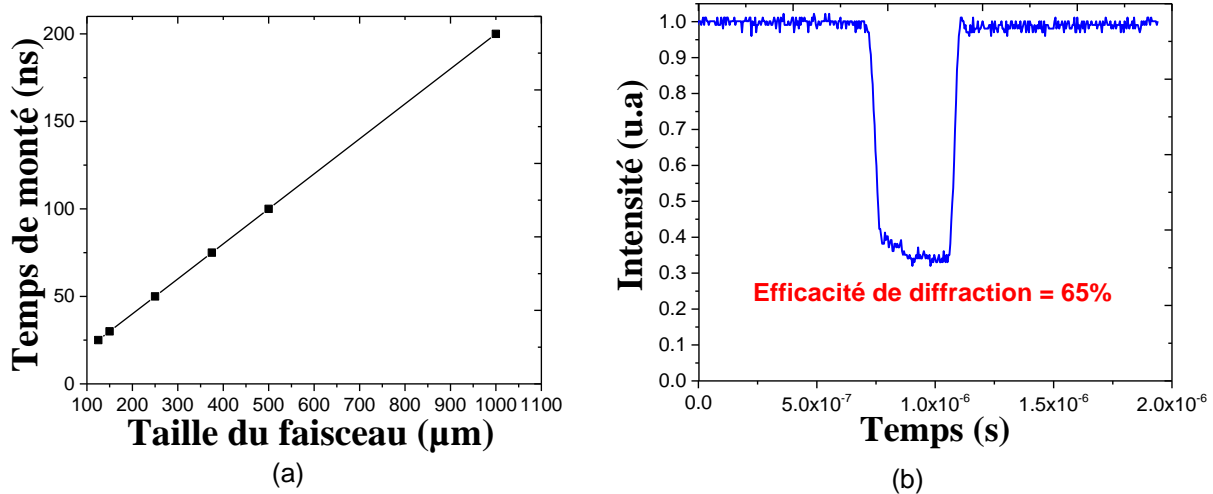


Figure III.3 : Mesures du temps de montée en fonction de la taille du faisceau focalisé dans le cristal du défecteur AO en (a), et la courbe de puissance transmise sur l'ordre 0 servant à déterminer l'efficacité de diffraction du défecteur AO (b).

Le laser déclenché a été réalisé en insérant le défecteur AO dans la cavité laser (cf. la Figure II.10 présentée dans le chapitre précédent). La lentille de 50 mm de distance focale a été utilisée pour focaliser le faisceau signal. Une autre lentille de 150 mm est ajoutée pour collimater le faisceau sur le miroir hautement réfléchissant à 2 μm (cf. Figure III.4). Il faut bien noter qu'en pompant la fibre avec une puissance supérieure à 16,6 W une émission laser parasite est observée. Cette émission est due aux réflexions des deux facettes de la fibre, puisque la préparation de la facette avec un angle était délicate et peu reproductible, à cause de la structure de la fibre et la présence des deux plots de bore fortement dopés. Cette émission laser parasite n'avait pas présence en régime continu, vu que la rétroaction des VBGs été suffisante pour vider tout le gain sur sa longueur d'onde. En régime déclenché et quand le signal RF n'est pas appliqué sur le défecteur AO, cette émission laser parasite peut apparaître pour une puissance de pompe élevée, vu que le VBG n'est pas aligné sur l'ordre 0 et une cavité laser peut être formée par les deux facettes clivées de la fibre. Afin d'éviter cette émission laser parasite, la puissance de la pompe a été fixée à 16,6 W. Dans ce cas, autour de 100 mW de puissance d'ASE sont mesurés. En utilisant un wedge positionné sur le faisceau émis en sortie du laser déclenché, nous avons pu réaliser simultanément des mesures de spectres (OSA) et temporelles (photodiode). La puissance du faisceau non réfléchi par les faces du wedge est mesurée avec le puissance-mètre. Les résultats de la durée d'impulsion mesurée sur l'oscilloscope (à mi-hauteur du maximum)

ainsi que de la puissance moyenne mesurée avec le puissance-mètre et de la puissance crête calculée en fonction de  $F_{\text{rép}}$  sont présentés sur la Figure III.5. La puissance crête a été calculée en fonction de la durée d'impulsion, de  $F_{\text{rép}}$  et de la puissance moyenne par la relation suivante :

$$P_{\text{crête}} = \frac{P_{\text{moyenne}}}{D_{\text{impulsion}} \cdot F_{\text{rép}}} \quad [3.1]$$

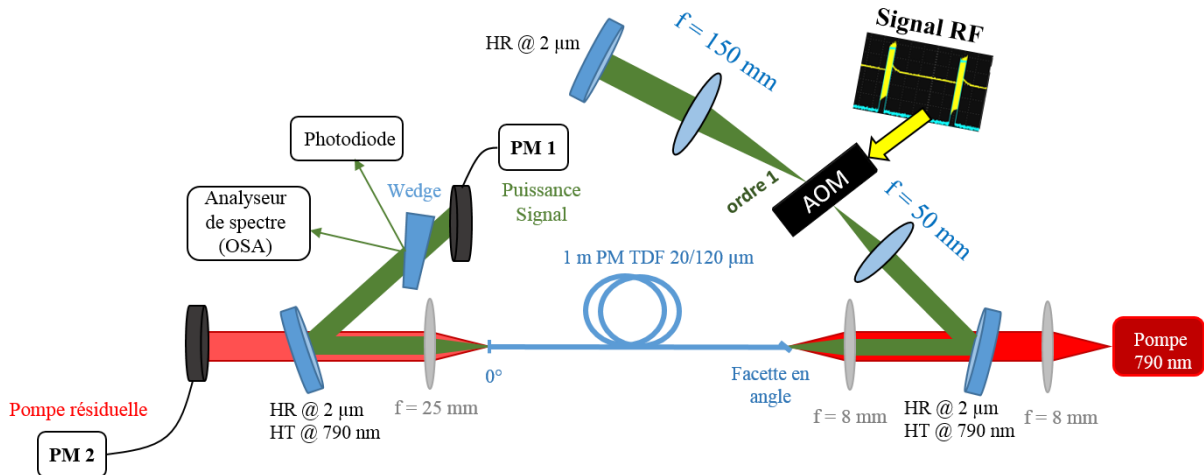


Figure III.4 : Montage expérimental du laser déclenché réalisé en utilisant la fibre PM-DC-TDF et un modulateur acousto-optique.

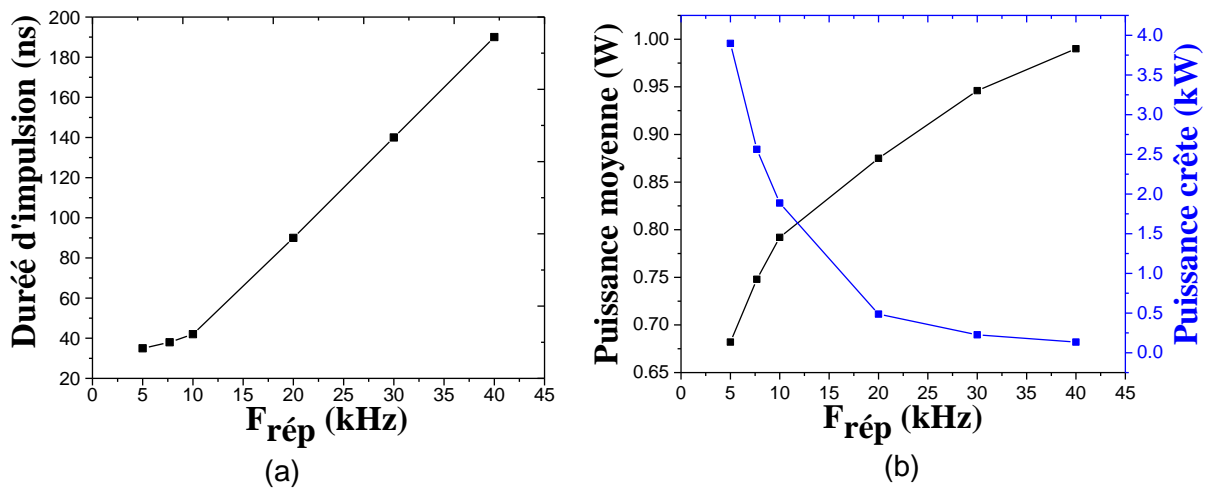


Figure III.5 : Durée d'impulsion (a), et la puissance moyenne (en noir) et la puissance crête (en bleu) (b), obtenues en fonction de  $F_{\text{rép}}$ .

D'après la Figure III.5, nous pouvons remarquer que lorsque  $F_{\text{rép}}$  augmente, la puissance moyenne et la durée d'impulsion augmentent, alors que la puissance crête diminue. Ceci est dû au fonctionnement du régime déclenché. Plus la période entre deux impulsions consécutives sera longue ( $F_{\text{rép}}$  faible), plus la fibre emmagasinerait d'énergie, augmentant ainsi l'inversion de population dans le milieu à gain du laser. En appliquant le signal RF au déflecteur AO et donc commutant le signal de l'ordre 0 à l'ordre 1 (cavité refermée), le gain disponible dans la fibre sera plus élevé puisque l'énergie emmagasinée est plus importante. Cela réduit la durée de l'impulsion, provoquant ainsi une augmentation de la puissance

crête. Par contre, en augmentant la valeur de  $F_{\text{rép}}$  la puissance moyenne augmente dû à la faible période entre deux impulsions consécutives, ce qui rend le fonctionnement du laser proche d'un fonctionnement en régime continu.

Les mesures ont été effectuées entre 5 kHz et 40 kHz de  $F_{\text{rép}}$  (cf. Figure III.5). Pour des valeurs de  $F_{\text{rép}}$  inférieures à 5 kHz, une émission laser parasite continue est observée. Cette émission laser détériore l'efficacité du Q-Switch en consommant une partie de l'inversion de population générée. Une puissance crête maximale de 3,9 kW a été obtenue à 5 kHz de  $F_{\text{rép}}$ , et pour une puissance moyenne de 0,68 W (cf. Figure III.5) et une durée d'impulsion de 35 ns. La puissance moyenne mesurée avec le puissance-mètre à cette cadence de répétition était stable, ainsi que l'amplitude et la durée de l'impulsion qui avait une forme Gaussienne (cf. Figure III.6). Figure III.7 montre le spectre mesuré pour une  $F_{\text{rép}}$  de 5 kHz. L'émission laser s'étale de 1850 nm à 1940 nm. Cela est dû à l'absence d'un filtre spectral dans la cavité laser qui ne permet pas de sélectionner une longueur d'onde d'émission spécifique et autorise au fort gain disponible d'amplifier simultanément toutes ces longueurs d'onde.

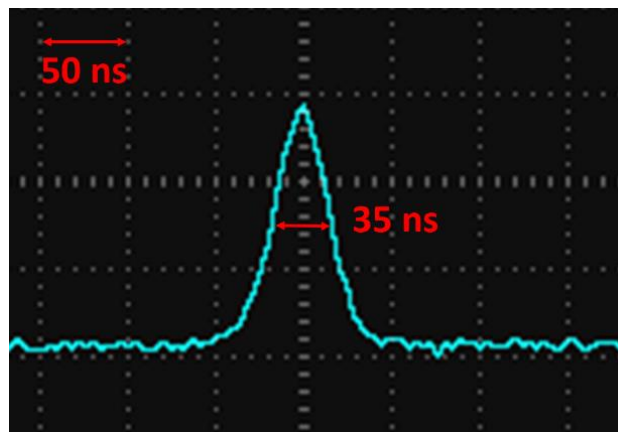


Figure III.6 : Evolution temporelle de l'impulsion mesurée en sortie de la cavité laser déclenchée pour une  $F_{\text{rép}}$  de 5 kHz et une puissance crête de 3,9 kW, montrant une forme Gaussienne.

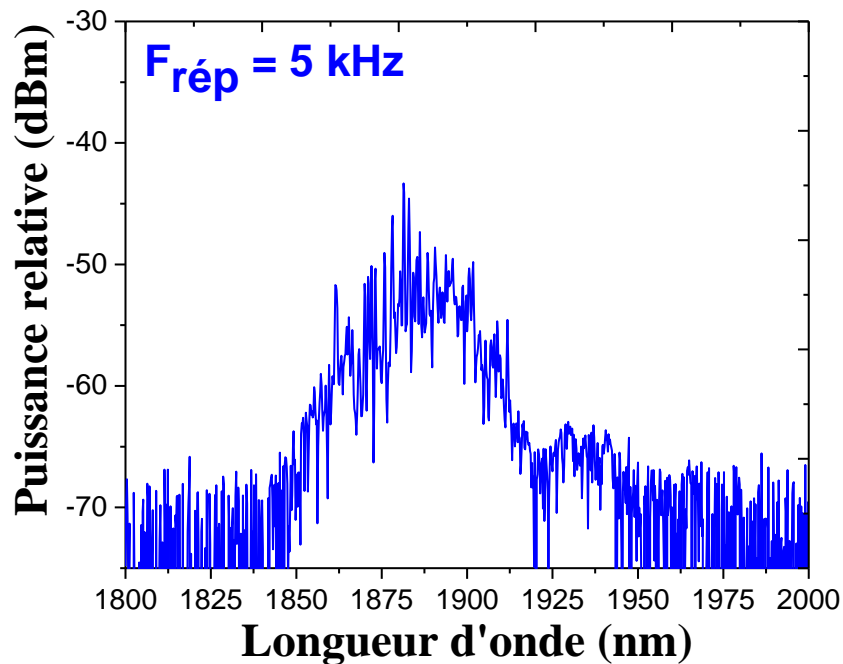


Figure III.7 : Spectre mesuré en sortie du laser déclenché à 22 W de puissance de pompe, pour une  $F_{\text{rép}}$  de 5 kHz.

Les performances du laser déclenché présenté dans cette partie, ont été limitées en termes de puissance crête, à cause de différents problèmes liés à la fibre utilisée. Parmi ces problèmes, nous trouvons : la préparation délicate de la facette de la fibre avec un angle afin de limiter les réflexions parasites et le niveau d'ASE dans la fibre en fonctionnement déclenché, la fragilité de la fibre qui a pu être endommagée par le rayonnement de pompage mal injecté (calcination du polymère). Pour cela, les tests avec les VBGs en régime déclenché n'ont pas été poursuivis et une autre fibre doit remplacer la PM-DC-TDF. La limitation de ces problèmes aiderait à régler le problème de l'émission laser parasite continue et nous permettrait de pomper plus fortement la fibre et de descendre en  $F_{\text{rép}}$  et donc d'augmenter la puissance crête du laser. En augmentant les valeurs de la puissance crête du laser, la probabilité d'avoir des effets non-linéaire dans la fibre augmente aussi. Pour repousser leurs apparitions, il faut travailler avec des fibres courtes et à gros cœur, comme mentionné dans le chapitre I. Ainsi, l'utilisation d'une fibre rigide courte à gros cœur, dont les faces seront plus faciles à préparer, permettra aussi de réduire l'ASE significativement et de raccourcir le temps de parcours dans la cavité, augmentant en théorie la puissance crête. A cet égard, une nouvelle fibre à gros cœur dopée thulium développée et fabriquée par notre équipe est présentée dans la partie suivante.

## III.2. Laser déclenché à fibre rigide FA-LPF dopée thulium

### III.2.1. Fabrication d'une FA-LPF dopée thulium

La structure et le principe de fonctionnement d'une FA-LPF ont été démontrés et expliqués dans le chapitre I, ainsi que leurs avantages d'utilisation. Une FA-LPF étant conçue pour être courte d'une part, et pour propager un mode fondamental aussi large que possible d'autre part, son diamètre externe est volontairement augmenté pour la rendre rigide. Ainsi, il n'est pas efficace d'utiliser un polymère bas indice, ce qui aide à résoudre le problème de la préparation de la facette de la fibre avec un angle bien maîtrisé par polissage. Cela rend la fibre plus résistante aux forts rayonnements de pompage. En plus, la structure d'une FA-LPF



nous permet de fabriquer des fibres monomodes avec un grand diamètre de cœur, grâce à leurs principes de confinement inédit qui favorisent la délocalisation des modes d'ordre supérieur dans la gaine. Cette grande aire modale limite les effets non-linéaire dans la fibre.

Cependant, comme cela a été précisé dans le chapitre I, un accord d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine est demandé pour favoriser le confinement par le réseau d'inclusions bas indice et par conséquent la performance de la fibre. Ainsi, pour augmenter l'efficacité quantique de la FA-LPF, un fort dopage du cœur en ions thulium est demandé. Alors qu'une optimisation simultanée de ces deux problématiques (accord d'indice et efficacité quantique) est compliquée à réaliser, notre choix a été de se concentrer sur l'accord d'indice et de relâcher la contrainte sur l'efficacité pour assurer un résultat et réaliser une première synthèse, même non optimale.

Un contrôle bien précis de la différence d'indice des matériaux formant le cœur dopé activement et la gaine dopée passivement de la fibre est nécessaire durant la fabrication. Figure III.8 montre la différence d'indice maximale pouvant être tolérée pour assurer un caractère monomode en fonction de la dimension du cœur de la structure FA-LPF pour un chargement thermique nul ( $Q = 0 \text{ W/m}$ ) [Darwich, 2017]. Par exemple, pour fabriquer une fibre ayant une dimension de cœur de  $75 \mu\text{m}$ , une différence d'indice inférieure à  $+1,5 \times 10^{-4}$  est indispensable.

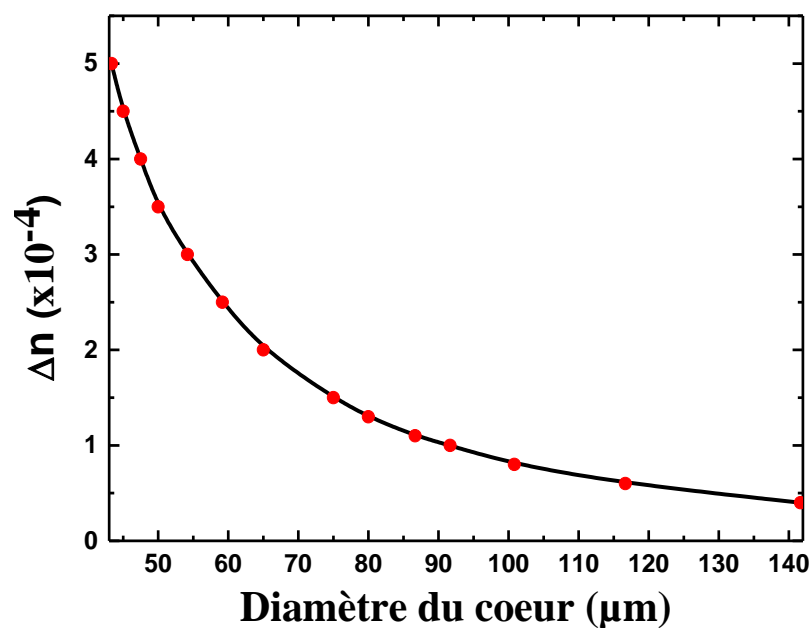


Figure III.8 : La différence d'indice maximale pouvant être tolérée pour assurer un caractère monomode en fonction de la dimension du cœur de la structure FA-LPF (pour un chargement thermique nul  $Q = 0 \text{ W/m}$ ) [Darwich, 2017].

Une composition de 0,3 mol% de  $\text{Tm}_2\text{O}_3$  et 3 mol% d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  a été choisie pour former le cœur de la FA-LPF. Ces concentrations ne sont pas les plus favorables à l'obtention d'efficacités quantiques élevées. Néanmoins, du fait des problématiques de cristallisation rencontrées pour de fortes concentration d'aluminium, il nous a semblé important de dissocier les problèmes et de sécuriser la fabrication de cette première fibre en travaillant avec des concentrations plus faibles. La gaine dopée passivement est composée de silice dopée aluminium avec une concentration d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  de 3,95 mol% dans le but d'obtenir un accord d'indice avec le cœur. Une mesure d'indice de réfraction a été réalisée sur une fibre de test

(cf. Figure III.9 (a)), constituée d'un assemblage d'un barreau utilisé pour la gaine passive dopée aluminium entouré de trois barreaux actifs et trois barreaux utilisés pour la gaine passive, positionnés en alternance. La mesure d'indice a été effectuée avec un appareil commercial IFA100 (Inter Fiber Analysis) qui permet d'établir une cartographie transverse 2D des indices de réfraction. Cette mesure a été faite selon trois axes différents tout en passant par les trois barreaux actifs, comme c'est illustré sur la Figure III.9 (b). Une différence d'indice de  $+3 \times 10^{-4}$  entre le matériau actif et le matériau passif a été mesurée sur les différents axes de mesure. Cela permettra un fonctionnement monomode autour d'une longueur d'onde de  $2 \mu\text{m}$  pour un diamètre maximal du milieu à gain de  $55 \mu\text{m}$  (cf. Figure III.8). Cependant, la précision de l'appareil de mesure ( $\pm 1 \times 10^{-4}$ ) doit être prise en compte. Nous avons donc préféré réaliser des échantillons de fibres plus petits en tenant compte de cette précision, respectivement avec des dimensions du cœur de  $29 \mu\text{m}$ ,  $40 \mu\text{m}$  et  $48 \mu\text{m}$  (soit un MFD de  $28 \mu\text{m}$ ,  $35 \mu\text{m}$  et  $39 \mu\text{m}$ ). Ces fibres présentent des gaines de pompage avec une dimension interne de  $100 \mu\text{m}$ ,  $150 \mu\text{m}$ , et  $200 \mu\text{m}$  respectivement. Les dimensions des cœurs ont été choisies afin d'assurer un fonctionnement monomode des fibres, où pour une différence d'indice de  $+4 \times 10^{-4}$  un diamètre maximal de cœur de  $48 \mu\text{m}$  peut être réalisé. Pour cela nous étions limités à  $48 \mu\text{m}$  de diamètre du cœur par les matériaux utilisés pour la fabrication de ces fibres.

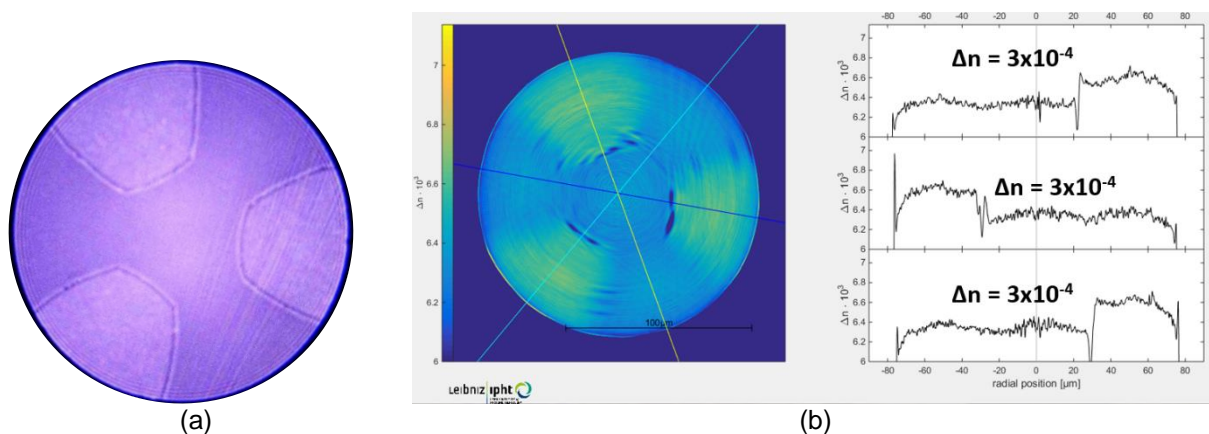


Figure III.9 : La fibre de test constituée d'un barreau utilisé pour la gaine passive dopée aluminium entouré de trois barreaux actifs et trois barreaux utilisés pour la gaine passive (a), et les résultats obtenus de la mesure d'indice réalisée selon trois axes différents avec l'appareil commercial IFA100 (Inter Fiber Analysis), montrant une valeur de  $\Delta n = +3 \times 10^{-4}$ .

En outre, un phénomène de séparation de phase traduite par la génération des cristaux dans la matrice de silice dopée aluminium a été observé pendant la fabrication du matériau passif de la FA-LPF dopée thulium (Figure III.10). Ce phénomène est dû à une concentration d'oxyde d'aluminium dans la matrice silice proche d'une concentration critique fixée à 5mol%, changeant le diamètre extérieur des cannes passives à l'échelle macroscopique. Ce problème de cristallisation des cannes a provoqué une diminution drastique du volume de matière disponible, puisque seules les cannes ayant une moindre fluctuation de diamètre ont été utilisées, afin de minimiser le risque d'avoir des effets de cristallisation dans la fibre FA-LPF. La quantité des cannes identifiées n'était pas suffisante pour réaliser la structure initiale de la fibre avec cinq couronnes de silice dopée passivement (Figure III.11(a)). En conséquence, il a donc fallu étudier une structure modifiée à gaine réduite. La structure initiale de la fibre FA-LPF a été modifiée, et une gaine réduite a été mise en place, formée de trois couronnes de silice dopée passivement, à la place de cinq couronnes de la structure FA-LPF (Figure III.11). Les deux autres couronnes ont été remplacées par des barreaux de

silice pure, tout en gardant le même nombre des cannes actives (19 cannes) pour former le milieu à gain. Ainsi, la propagation monomode dans le cœur est assurée en remplaçant 9 cannes de silices dopées passivement, par 9 inclusions de silice bas indice dopée fluor (Figure III.11(b)). Une simulation effectuée a pu démontrer que la nouvelle structure de FA-LPF (à gaine réduite), reste efficace à délocaliser les modes d'ordre supérieur vers l'extérieur du milieu à gain, même en présence de l'échauffement thermique qui ajoute un problème de guidage de plusieurs modes [Darwich, 2017]. Néanmoins, cette structure est moins performante de 13% que la structure initiale, au niveau du seuil d'apparition du régime multimode en présence d'un chargement thermique pour une dimension du cœur de 75  $\mu\text{m}$ .

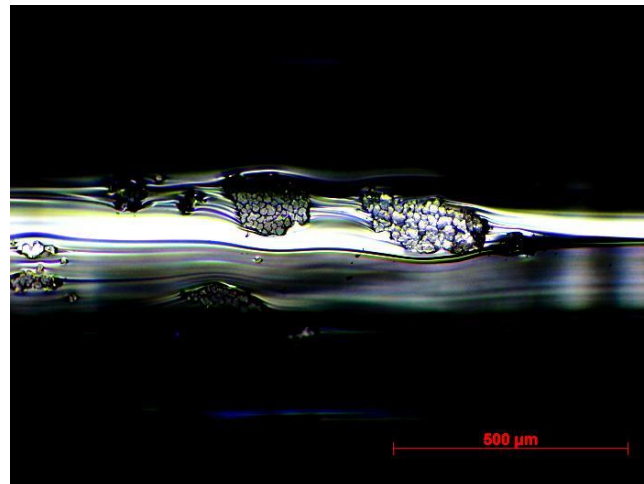


Figure III.10 : La formation des cristaux dans la matrice de silice dopée aluminium pendant la fabrication du matériau passif n'est pas éliminée au fibrage.

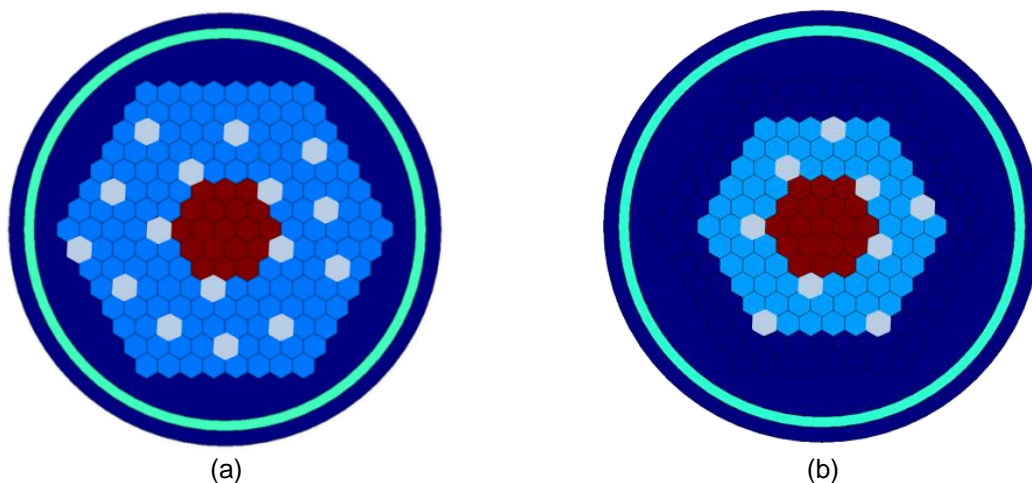


Figure III.11 : La structure initiale de la fibre FA-LPF dopée thulium formée de cinq couronnes de silice dopée passivement (en bleu claire) (a), et la structure à gaine réduite formée de trois couronnes (b) [Darwich, 2017].

L'assemblage de la structure réalisée par notre équipe est montré dans la Figure III.12 (a). Cette fibre n'est pas PM vu que c'est la première génération d'une FA-LPF dopée thulium et nous avons choisi de tester cette structure non-PM. Ainsi que la rigidité de la fibre peut aider à conserver une polarisation linéaire tout au long de la fibre, où aucune courbure n'est appliquée sur cette dernière. Les différents éléments formant la fibre sont présentés par différentes couleurs : le cœur par les barreaux en rouges, la silice dopée fluor en vert, la

silice dopée aluminium en blanc, et la silice pure en bleu. Ensuite, l'assemblage a été étiré en cannes microstructurées comme illustré sur la Figure III.12 (b), montrant une intensité lumineuse légèrement différente entre le cœur dopé activement et la gaine dopée passivement, ce qui est la conséquence d'une légère différence d'indice de réfraction entre les deux matériaux. Enfin, des fibres avec différents diamètres de cœur ont été étirées. Une image microscopique d'une de ces fibres est montrée dans la Figure III.12 (c). La caractérisation de la fibre FA-LPF dopée thulium en cavité laser sera présentée dans le paragraphe qui suit.

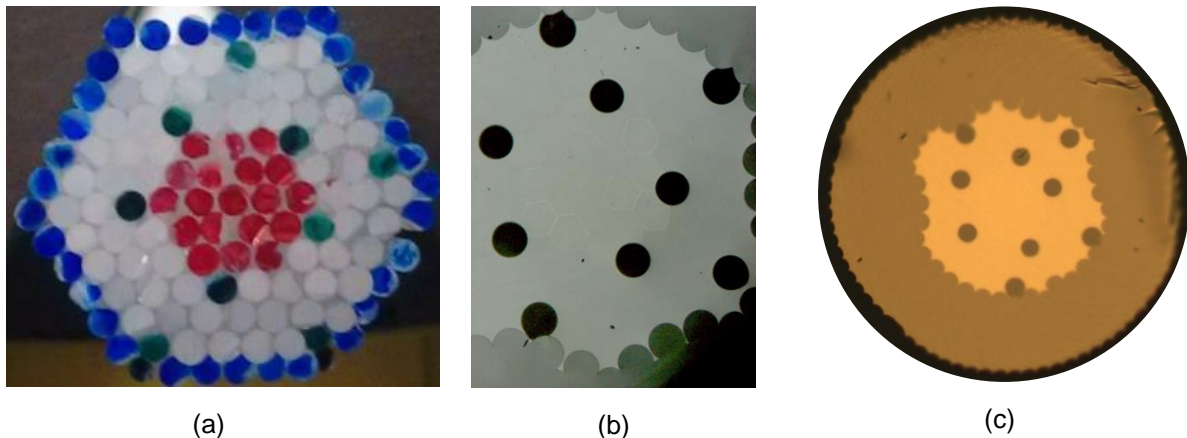


Figure III.12 : Assemblage de la structure FA-LPF à gaine réduite (a): en rouge le milieu à gain, en blanc la silice dopée aluminium, en vert les inclusions à bas indice et en bleu la silice pure, (b) image prise au microscope d'une canne microstructurée, (c) image prise au microscope d'une fibre FA-LPF à gaine réduite étirée [Darwich, 2017].

### III.2.2. Caractérisation de la fibre FA-LPF dopée thulium

Les différentes dimensions de cœur de la FA-LPF (29  $\mu\text{m}$ , 40  $\mu\text{m}$ , et 48  $\mu\text{m}$ ) ont été caractérisées en cavité laser par un collègue de l'équipe afin de connaître leurs efficacités laser pour des longueurs comprises entre 83 cm et 88 cm. Une diode de pompe de 100 W de puissance optique, émettant à 790 nm avec une sortie fibrée de 200  $\mu\text{m}$  de diamètre du cœur et une ouverture numérique de 0,22 a été utilisée pour réaliser ces mesures [Darwich, 2017]. Un système de refroidissement fixé à 15 °C a été mis en place pour maintenir la température du support de la fibre, afin d'éviter les effets thermiques dans la fibre pour des puissances de pompe élevées. Un rendement de 18% calculé en fonction de la puissance de pompe a été obtenu pour la fibre de 29  $\mu\text{m}$  de dimension du cœur. Cette valeur monte à 31% pour une fibre de 40  $\mu\text{m}$  de dimension du cœur. Cela est principalement dû à la plus grande dimension de la gaine (150  $\mu\text{m}$  contre seulement 100  $\mu\text{m}$  précédemment) qui favorise l'injection de plus de puissance de pompage dans la gaine. Ainsi, cette valeur atteint 36,5% avec la fibre de 48  $\mu\text{m}$  de dimension du cœur. La fibre ayant une dimension de cœur de 40  $\mu\text{m}$  sera utilisée dans la suite de mon travail. Nous avons choisi de ne pas travailler avec celle de 48  $\mu\text{m}$  de dimension du cœur afin d'assurer une émission laser quasi-monomode et une bonne qualité du faisceau émis. Ce choix a été sélectionné à cause de la valeur de différence d'indice trouvée ( $\Delta n$  autour de  $+4 \times 10^{-4}$ ) pour laquelle un cœur de 48  $\mu\text{m}$  de dimension est la valeur limite pour obtenir une émission quasi-monomode, sans aucun chargement thermique (cf. Figure III.8). Pour cela, une FA-LPF dopée thulium de 40  $\mu\text{m}$  de dimension du cœur et de 62 cm de longueur a été préparée d'un côté avec un angle de 5° par polissage, et avec un angle de 0° de l'autre côté, pour les mêmes raisons mentionnées

avec la PM-DC-TDF. La longueur de la fibre a été réduite à 62 cm pour résoudre les problèmes d'ASE et de réflexions parasites rencontrés avec la PM-DC-TDF (§III.1.2) d'un part, et minimiser les effets non-linéaires dans la fibre d'autre part.

Tout d'abord, avant de commencer les tests avec cette nouvelle fibre, j'ai mesuré l'ASE obtenu en sortie de la fibre afin de vérifier qu'aucune émission laser parasite (régime continu) n'aura lieu durant les phases de pompage, valider que ce problème rencontré avec la PM-DC-TDF est résolu, y compris sous fort pompage (30 W disponibles). Pour réaliser cette mesure, deux puissance-mètres (PM 1 et PM 3) sont placés de deux côtés de la fibre pour mesurer la puissance d'ASE générée (cf. Figure III.13). Les puissances maximales d'ASE mesurées avec PM 1 et PM 2 sont 7 mW et 53 mW respectivement, pour une puissance de pompe de 30 W. Le niveau d'ASE est plus élevé du côté de PM 3 (53 mW) (cf. Figure III.13), due aux 4% d'ASE qui sont réfléchis et amplifiés du côté de la facette préparée à 0°. Dans ce test réalisé, ce qui nous intéresse est la puissance PM 1 mesurée (qui est très faible de 7 mW), pour résoudre le problème du laser continu et d'ASE rencontré avec l'ancienne fibre en régime déclenché.

Une autre mesure a été réalisée en refermant la cavité laser afin d'obtenir : 1) la puissance signal émise et l'efficacité laser en régime continu, 2) le domaine spectral d'émission laser. Cette mesure a été faite en remplaçant PM 3 par un miroir hautement réfléchissant à 2  $\mu\text{m}$  (cf. Figure III.13). De l'autre côté une réflexion d'environ 4% est assurée par la facette préparée à 0° (qui fait également office de coupleur de sortie). La courbe d'efficacité laser obtenue est présentée sur la Figure III.14 (a). La puissance maximale émise est de 3,95 W limitée par la puissance de pompe (30 W). Le seuil laser de 11,6 W est élevé du fait de la faible longueur et de la configuration particulière de la fibre. La puissance non absorbée est faible puisque toujours inférieure à 0,61 W. La valeur de la puissance signal émise peut être améliorée en refroidissant la fibre, ce qui n'était pas le cas durant cette mesure. Le spectre mesuré s'étend de 1890 nm à 1930 nm (cf. Figure III.14 (b)).

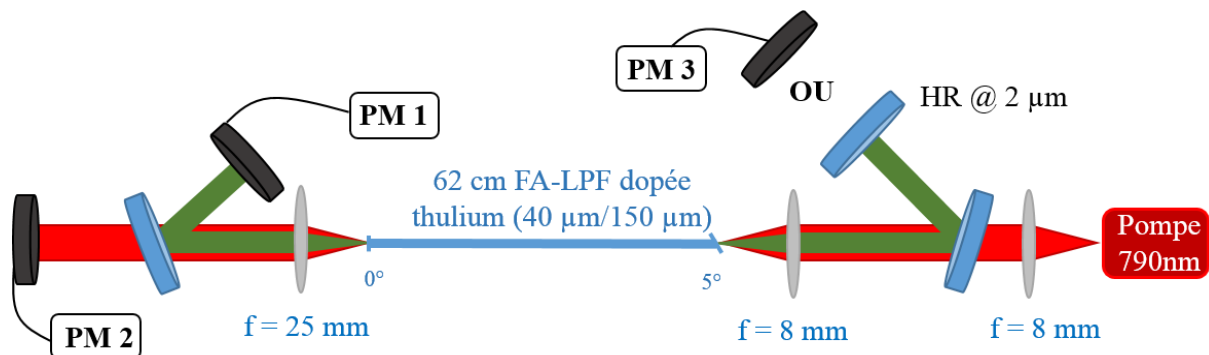


Figure III.13 : Montage expérimental utilisé pour caractériser la FA-LPF de 62 cm de longueur et 40  $\mu\text{m}$  de diamètre du cœur en cavité laser (miroir hautement réfléchissant à 2  $\mu\text{m}$  mis en place), et pour mesurer la puissance d'ASE générée avec : PM 1, PM 2, et PM 3 sont des puissance-mètres.

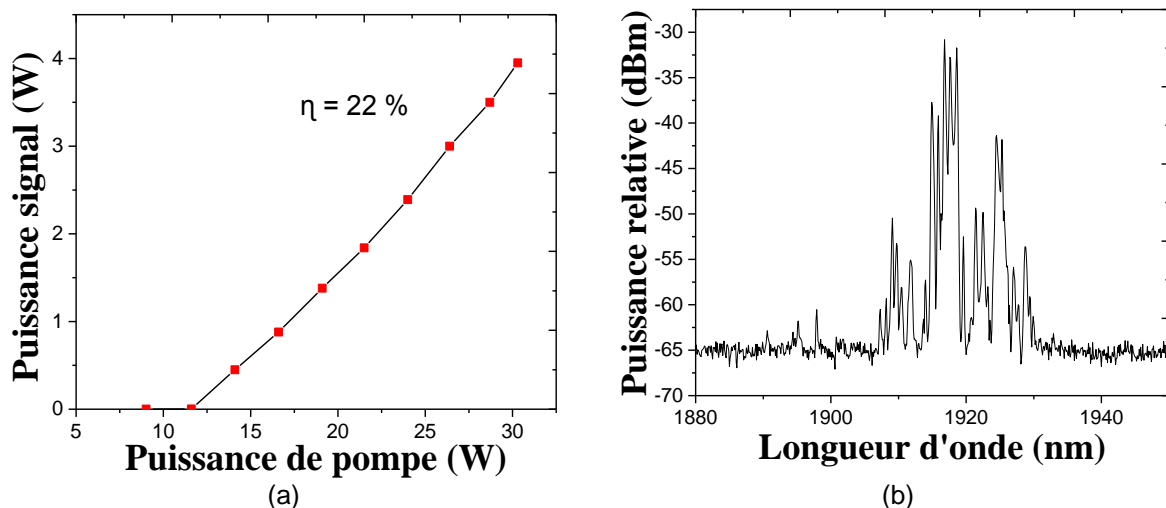


Figure III.14 : Puissance signal émise mesurée par PM 1 en sortie de la cavité laser fermée en fonction de la puissance de pompe (a), et le spectre mesuré en sortie du laser par l'OSA (b).

Enfin, les problèmes rencontrés avec la fibre souple (PM-DC-TDF) concernant la préparation de la facette en angle, les réflexions parasites, et le niveau d'ASE élevé sont résolus avec la nouvelle fibre présentée dans ce paragraphe (FA-LPF). La puissance d'ASE mesurée pour une puissance de pompe maximale de 30 W est de 7 mW, ce qui est négligeable et en régime déclenché, cette puissance ne sera pas suffisante pour avoir des émissions lasers continus parasites. La préparation des faces d'une FA-LPF par polissage, où un angle bien maîtrisé peut être réalisé et la très faible ON du cœur font qu'il n'y a plus de problème dû aux effets lasers parasites comme cela vient d'être démontré par les tests sans cavité. Ainsi, malgré l'utilisation d'une fibre de faible longueur (62 cm) et la puissance limitée de notre diode de pompe de 30 W, plusieurs watts ont été obtenus. Cela est suffisant pour envisager, comme cela est reporté dans le paragraphe suivant, la réalisation d'une source laser déclenchée en insérant le modulateur AO dans la cavité laser. En outre, l'utilisation d'une fibre rigide sans polymère supprime les risques de casse liés à la calcination par le rayonnement de pompage de ce dernier. Le choix des VBGs a été validé avec l'ancienne fibre (PM-DC-TDF). Pour cela, dans la suite nous allons passer directement en régime déclenché en utilisant la FA-LPF tout en suivant les mêmes démarches suivies en régime continu afin de réaliser notre source laser déclenchée bi-fréquence accordable.

### III.2.3. Caractérisation de la FA-LPF dopée thulium en cavité laser déclenchée

Dans cette partie, il convient de préciser qu'un autre déflecteur AO a été utilisé. Au-delà du déflecteur lui-même qui est similaire à celui utilisé dans la partie III.1.2 (même type de cristal de  $\text{TeO}_2$ ), c'est l'utilisation d'un générateur RF adapté délivrant une puissance RF demandée pour obtenir une meilleure efficacité de diffraction qui présente le plus d'intérêt en termes de performances attendues. Ce nouveau modulateur AO (Gooch & Housego, AOMO 3080-1980) a été caractérisé dans la même configuration utilisée pour caractériser l'ancien déflecteur AO, afin de mesurer son efficacité de diffraction et son temps de montée. Les résultats obtenus sont rapportés dans la Figure III.15. Une efficacité de diffraction autour de 85% a été mesurée (de l'ordre de 82% à 85% par passage en tenant compte les pertes d'insertion du cristal (2%) et les (0,5%) des réflexions parasites sur les faces) avec un temps de montée de 40 ns. Ces mesures ont été réalisées en utilisant une lentille de 50 mm de distance focale pour focaliser le faisceau dans le cristal du déflecteur AO. Je n'ai pas réalisé une mesure de la variation du temps de montée en fonction des distances focales plus

grandes, puisqu'il faut travailler avec la plus petite taille du faisceau possible pour avoir un temps de montée plus court et donc des impulsions plus étroites. L'efficacité de diffraction est plus élevée de 20% par rapport à l'ancien défecteur AO (§III.1.2). Par contre, le temps de montée est plus long pour une même lentille de focalisation utilisée ( $f = 50 \text{ mm}$ ). Cette différence est due à la dimension du cœur de la FA-LPF (MFD  $\approx 35 \mu\text{m}$ ) qui est presque deux fois plus grande que celle de l'ancienne fibre PM-DC-TDF (MFD  $\approx 18 \mu\text{m}$ ) utilisée durant la caractérisation de l'ancien défecteur AO (cf. Figure III.3). Cela est dû au temps pris par l'onde acoustique se propageant dans le cristal pour passer la totalité du faisceau focalisé (waist).

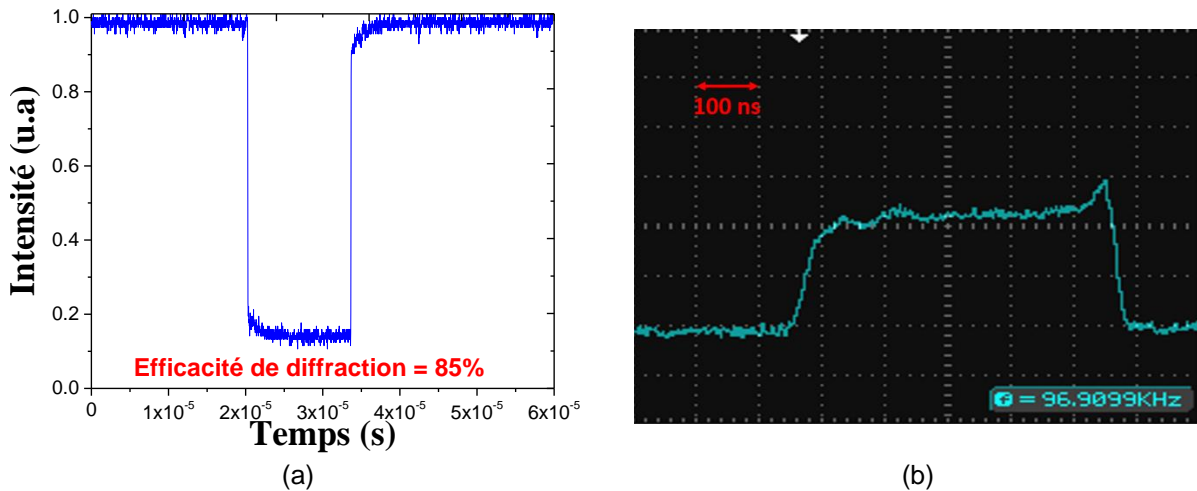


Figure III.15 : Courbes permettant la mesure de (a) l'efficacité de diffraction du deuxième modulateur AO ( $\sim 85\%$ ), et (b) de son temps de montée autour de 40 ns mesuré sur l'ordre 1 (en focalisant par une lentille de 50 mm dans le cristal).

Afin d'obtenir les premières informations sur les performances d'une cavité laser utilisant ce modulateur AO et la fibre FA-LPF, un laser a tout d'abord été réalisé en utilisant un miroir de fond de cavité non spectralement sélectif (cf. Figure III.16). Cette mesure nous permet d'obtenir une puissance de référence et de connaître les limitations rencontrées avant de passer sur l'utilisation des VBGs. Il s'agit également de vérifier que les divers problèmes rencontrés lors des expériences précédentes (ancienne fibre et ancien modulateur) sont désormais résolus (émission laser parasite principalement).

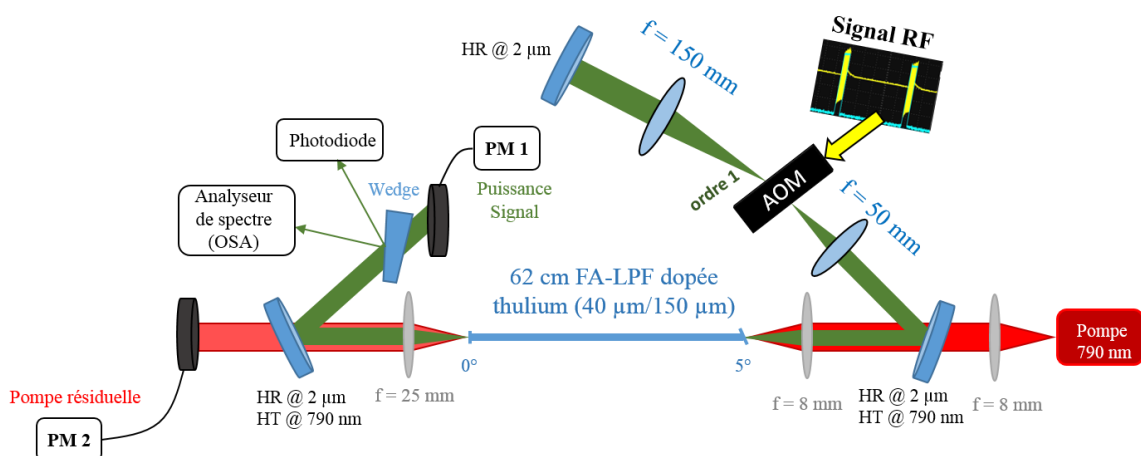


Figure III.16 : Représentation schématique du montage expérimental du laser déclenché réalisé en utilisant la FA-LPF et le nouveau modulateur AO.

Les résultats de l'évolution temporelle des impulsions et de la puissance moyenne mesurées en sortie de la cavité laser en fonction de  $F_{\text{rép}}$  sont tracés sur la Figure III.17. La puissance de la pompe a été fixée à 26,4 W pour éviter de travailler avec la puissance maximale de la diode et de l'endommager. Les mesures ont été réalisées entre 1 kHz et 50 kHz de  $F_{\text{rép}}$  et la puissance crête a été calculée d'après la relation [3.1]. Le fonctionnement du système laser a été limité pour une valeur de  $F_{\text{rép}}$  inférieure à 1 kHz, auquel aucune amélioration de la puissance crête n'était observée du fait de la saturation du milieu à gain. La puissance crête augmente en diminuant  $F_{\text{rép}}$  puisque l'énergie emmagasinée est plus importante due à l'augmentation de l'inversion de population dans le milieu à gain comme déjà mentionné. La valeur maximale de la puissance crête obtenue est de 25,75 kW correspondant à  $F_{\text{rép}}$  de 1 kHz, une durée d'impulsion de 20 ns (mesurée à mi-hauteur du maximum) et une puissance moyenne de 0,53 W (Figure III.17). L'utilisation de la FA-LPF à la place de l'ancienne fibre nous a permis de résoudre le problème d'émission laser parasite continue observée pour des cadences de répétitions inférieures à 5 kHz. Grâce à un niveau d'ASE très faible dans la FA-LPF (7 mW pour une puissance de pompe de 30 W, §III.2.2), nous avons pu descendre en  $F_{\text{rép}}$  jusqu'à 1 kHz sans observer d'émission CW. Cette faible puissance d'ASE (7 mW) n'est pas suffisante pour avoir des émissions lasers continus parasites entre deux impulsions consécutives, même pour des faibles  $F_{\text{rép}}$  (1 kHz). La facette de la FA-LPF bien clivée en angle de 5° ce qui n'était pas le cas avec la PM-DC-TDF à aider de résoudre le problème des réflexions de deux facette qui peuvent former une cavité laser. L'effet limitant était la saturation de la capacité de stockage de l'énergie dans la fibre. En outre, la meilleure efficacité de diffraction du nouveau modulateur AO utilisé a également contribué à augmenter l'efficacité laser en diminuant les pertes du système.

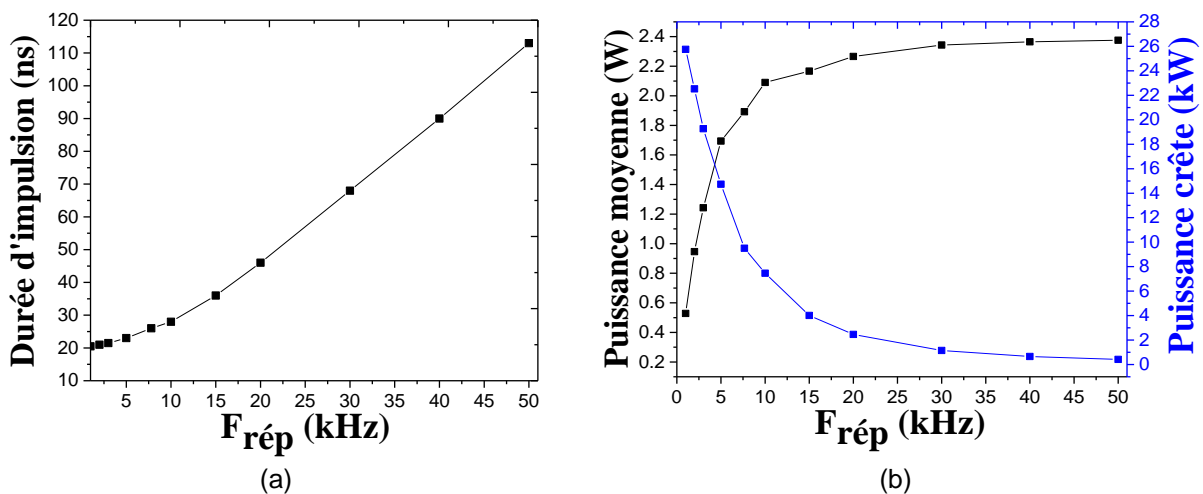


Figure III.17 : Les résultats obtenus avec la FA-LPF en fonction de  $F_{\text{rép}}$  de : (a) la durée d'impulsion mesurée à mi-hauteur du maximum, et (b) la puissance moyenne (en noir) et la puissance crête (en bleu).

Les résultats de l'évolution temporelle de l'impulsion et du spectre mesurés en sortie de la cavité laser déclenché pour une  $F_{\text{rép}}$  de 1 kHz sont présentés dans la Figure III.18. L'impulsion a une forme gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de 20 ns (cf. Figure III.18 (a)). Le spectre mesuré montre une émission laser qui s'étale de 1840 nm à 1940 nm formé de plusieurs pics dû à l'absence d'un filtre spectral utilisé dans la cavité laser. Une mesure de la montée en puissance a été réalisée pour une  $F_{\text{rép}}$  fixée à 10 kHz, afin d'avoir une idée



sur l'efficacité laser du système, et de la comparer avec celle qui sera obtenue en remplaçant le miroir de fond de cavité par un VBG. La pente d'efficacité laser obtenue en fonction de la puissance de pompe est de 15% (cf. Figure III.19), avec un seuil laser de 14 W. La puissance du signal maximale obtenue est de 2,64 W, mesurée pour une puissance de pompe de 30 W, correspondant à une durée d'impulsion de 25 ns et à une puissance crête de 10,56 kW.

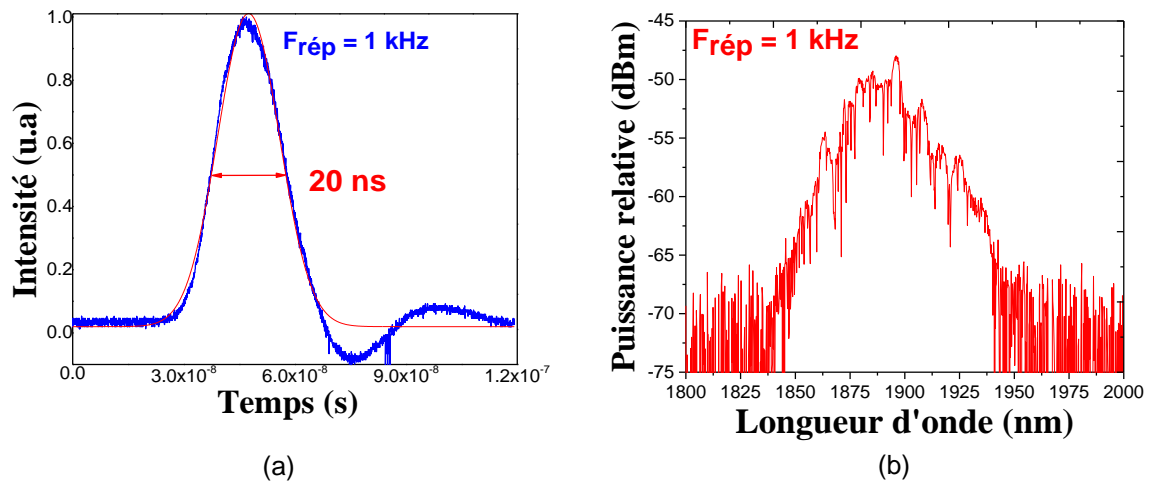


Figure III.18 : L'évolution temporelle de l'impulsion obtenue en bleu et la forme Gaussienne en rouge (a), et le spectre (b) mesurés en sortie de la cavité laser déclenchée, pour une Frép de 1 kHz.

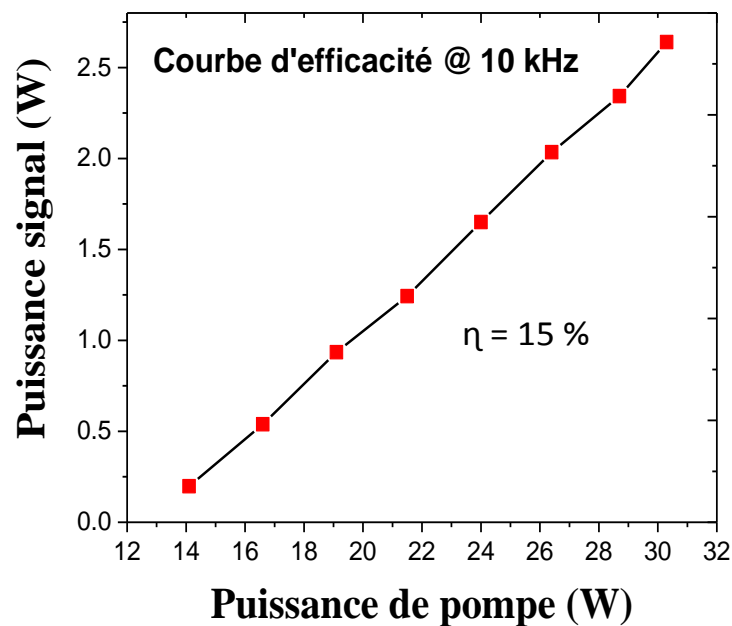


Figure III.19 : La courbe d'efficacité laser obtenue pour une  $F_{\text{rép}}$  de 10 kHz.

Nous pouvons dès lors confirmer que les problèmes rencontrés avec l'ancienne fibre (§III.1.2) sont résolus pour le domaine de fonctionnement considéré. La suppression des effets laser parasites a été obtenue par la réduction de la longueur de la nouvelle fibre utilisée et par sa dimension du cœur plus importante qui contribuent ainsi à la réalisation d'un dispositif plus robuste. Par ailleurs, aucune modification du spectre ou de l'allure temporelle des impulsions n'est observée, les seuils d'apparition des effets non-linéaires ne sont donc pas atteints. D'autre part, même sans end-cap, aucun problème de destruction de la face de la fibre n'a été constaté, même pour les énergies les plus élevées (~ 0,53 mJ).

Ces points étant validés, dans les étapes qui suivent, je vais présenter les résultats obtenus en régime déclenché en utilisant un VBG pour un fonctionnement mono-fréquence, puis avec deux VBGs pour une émission bi-fréquences.

### III.3. Laser à FA-LPF dopée thulium déclenché mono-fréquence accordable

Un premier montage a été réalisé en régime déclenché en utilisant le VBG réfléchissant à 1970 nm, afin de caractériser le laser en fonctionnement mono-fréquence et d'avoir une référence en termes de puissance moyenne et crête émise, et en termes de domaine spectral d'accordabilité et limitations. Le miroir hautement réfléchissant à 2  $\mu\text{m}$  a été remplacé par le VBG (cf. Figure III.20), et les premières mesures ont été réalisées en fixant le VBG avec un angle d'incidence normale, ensuite en le tournant pour accorder la longueur d'onde émise.

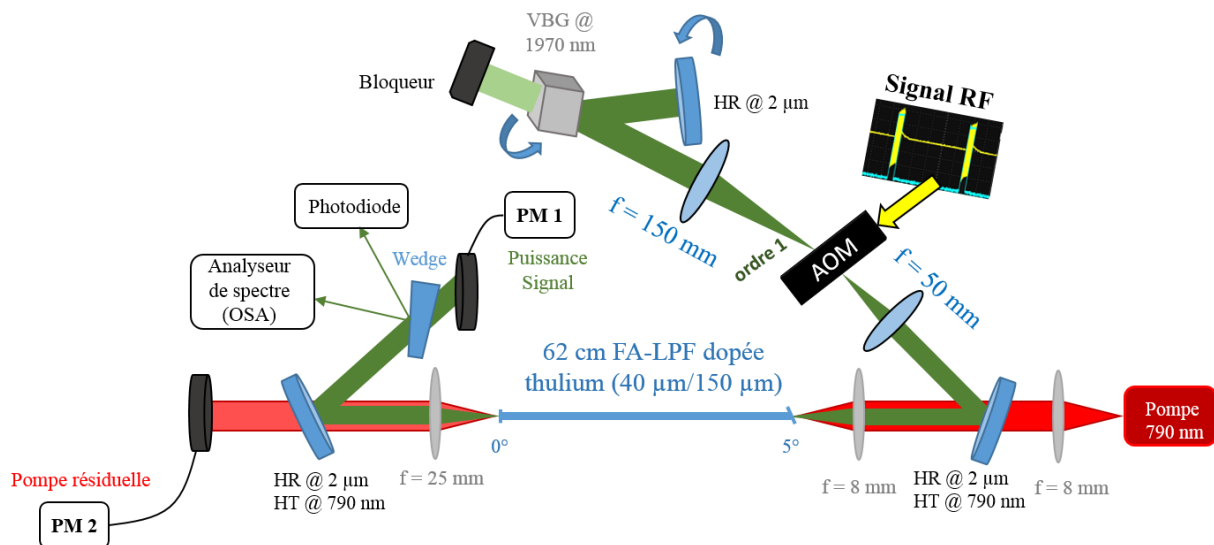


Figure III.20 : Montage expérimental du laser à FA-LPF dopée thulium mono-fréquence accordable réalisé en régime déclenché.

Les résultats de la durée d'impulsion, la puissance moyenne et de la puissance crête obtenues en fonction de  $F_{\text{rép}}$  (de 1 kHz jusqu'à 30 kHz) sont rapportés sur la Figure III.21. Pour une  $F_{\text{rép}}$  faible, fibre emmagasine d'énergie tout en augmentant ainsi l'inversion de population dans la fibre. Le gain disponible dans la fibre sera plus élevé puisque l'énergie emmagasinée est plus importante, réduisant la durée de l'impulsion et provoquant ainsi une augmentation de la puissance crête. L'évolution temporelle de l'impulsion mesurée pour une valeur de  $F_{\text{rép}}$  de 1 kHz est tracée sur la Figure III.22 (a). Elle a une forme Gaussienne et une durée de 26 ns (à mi-hauteur du maximum). Cette durée est plus longue que celle obtenue en utilisant le miroir hautement réfléchissant (20 ns). Cela est dû à l'utilisation du VBG (filtre spectral) qui réfléchit une bande de longueur d'onde plus étroite, alors que le miroir large bande réfléchit toutes les longueurs d'ondes de l'émission laser de la cavité. Ainsi, l'impulsion doit parcourir plus de tours de cavité pour consommer le gain disponible. La puissance moyenne de 0,32 W mesurée à 1 kHz de  $F_{\text{rép}}$  est plus petite que celle mesurée avec le miroir hautement réfléchissant (0,528 W). Cette diminution de puissance moyenne est due aux pertes mentionnées dans le chapitre précédent (§II.3.2), ainsi qu'à une section efficace d'émission moins élevée ce qui diminue la puissance moyenne émise. La puissance crête maximale calculée pour une émission laser à 1969,4 nm est de 12,27 kW (cf. Figure III.21 (b)). Elle est obtenue pour une valeur de  $F_{\text{rép}}$  de 1 kHz. Les mesures ont été réalisées

entre 1 kHz et 30 kHz de  $F_{\text{rép}}$ . La mesure n'a pas été poursuivie au-delà de 30 kHz puisque la puissance crête obtenue devenait très faible ( $< 467$  W) à cause d'une faible inversion de population et de l'allongement de la durée d'impulsion ( $> 110$  ns). La courbe d'efficacité laser obtenue pour une  $F_{\text{rép}}$  de 10 kHz est présentée sur la Figure III.22 (b), montrant un rendement de 12,3% (2,7% moins que dans le cas d'un miroir hautement réfléchissant). La puissance moyenne maximale mesurée est de 1,9 W. Pour cette valeur, la durée d'impulsion mesurée est de 34 ns correspondant à une puissance crête de 5,58 kW. Figure III.23 montre l'évolution temporelle de deux impulsions mesurées à 5 kHz et 10 kHz de  $F_{\text{rép}}$  qui ont aussi une forme Gaussienne, avec une durée d'impulsion de 32 ns et 46 ns (à mi-hauteur du maximum), respectivement. En effet, en diminuant  $F_{\text{rép}}$ , le gain disponible sera plus élevé puisque l'énergie emmagasinée est plus importante due à l'augmentation de l'inversion de population dans le milieu à gain, et elle sera alors extraite dans une impulsion plus courte.

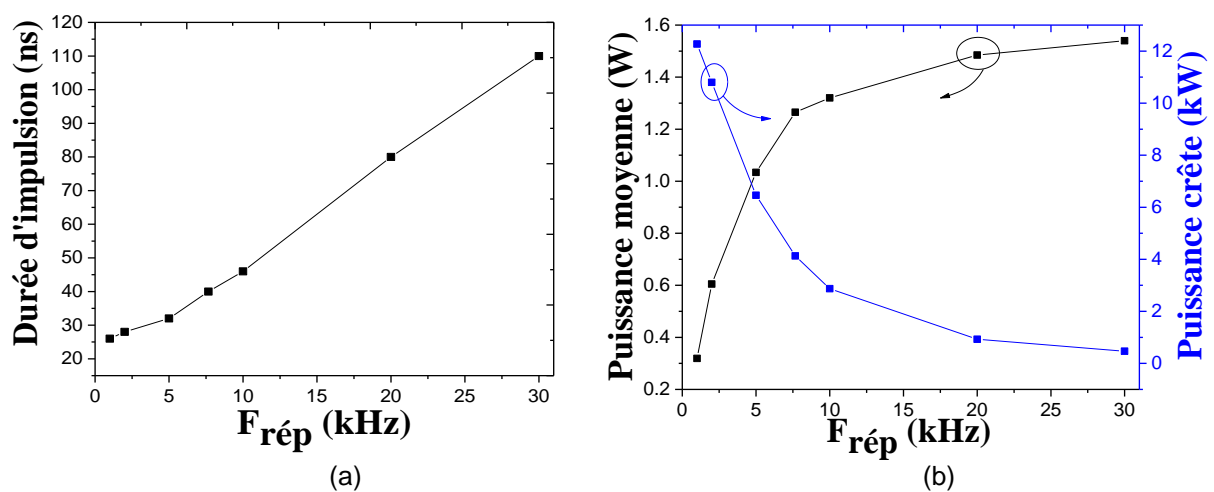


Figure III.21 : Les résultats obtenus en fonction de la fréquence de répétition ( $F_{\text{rép}}$ ) de : (a) la durée d'impulsion mesurée, et (b) la puissance moyenne (en noir) et la puissance crête (en bleu).

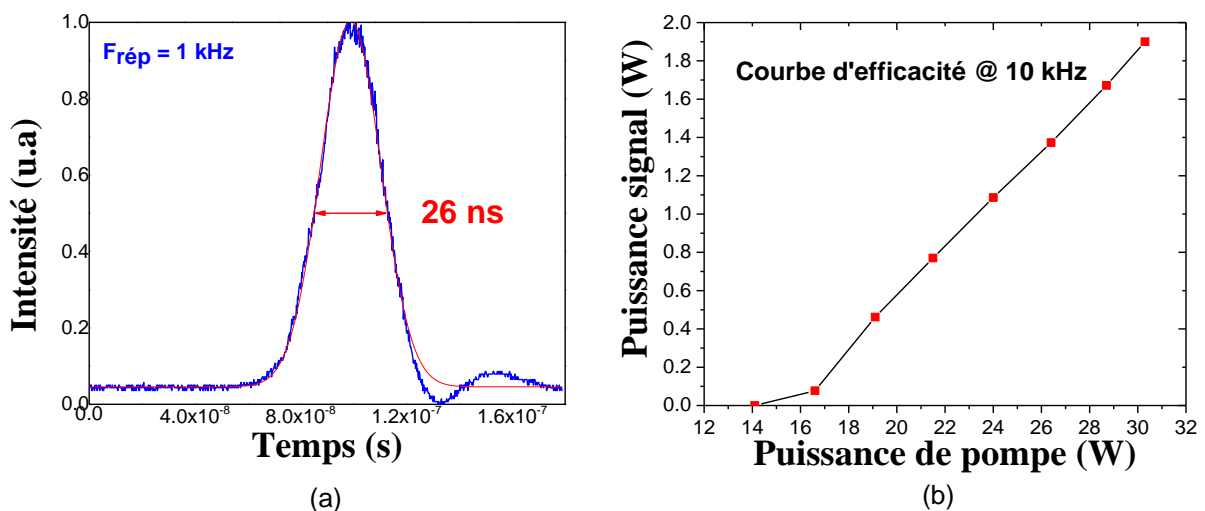


Figure III.22 : (a) l'évolution temporelle de l'impulsion mesurée en sortie du laser mono-fréquence déclenché pour une  $F_{\text{rép}}$  de 1 kHz en bleu et la forme Gaussienne en rouge, et (b) la courbe d'efficacité laser obtenue pour une  $F_{\text{rép}}$  de 10 kHz.

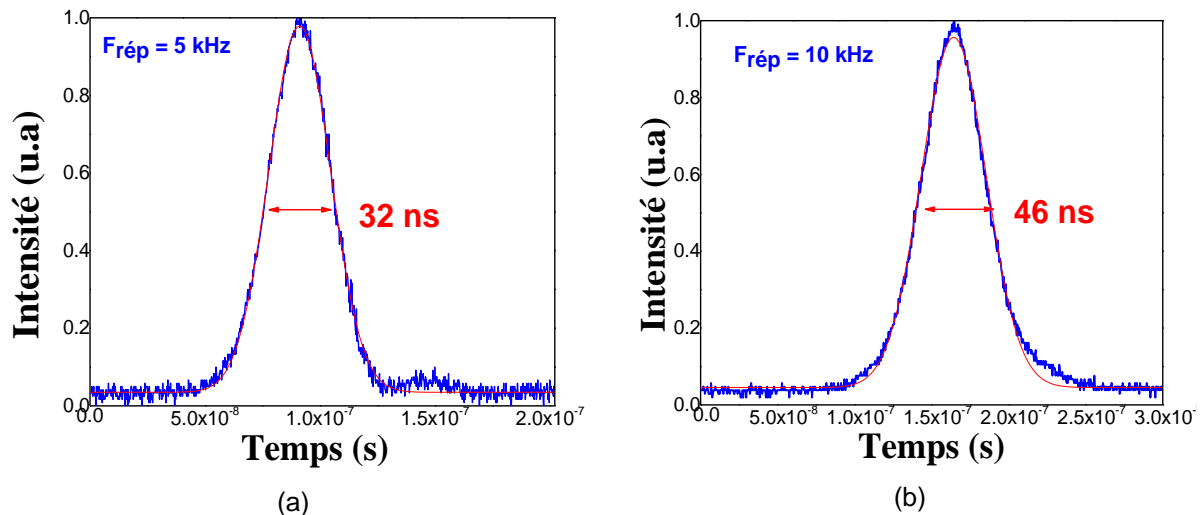


Figure III.23 : L'évolution temporelle de l'impulsion mesurée en sortie du laser mono-fréquence déclenché en bleu et la forme Gaussienne en rouge pour une  $F_{\text{rép}}$  de : (a) 5 kHz, et (b) 10 kHz.

Le test d'accordabilité du laser mono-fréquence a été réalisé en tournant le VBG et en ajoutant un miroir hautement réfléchissant à  $2 \mu\text{m}$  pour former le miroir de fond de cavité (cf. Figure III.20). Les mesures ont été faites pour une  $F_{\text{rép}}$  élevée de 30 kHz. La puissance de pompe était fixée à 26,4 W. En fixant un seuil de puissance moyenne à 1 W afin de rester autour de celle obtenue en fixant le VBG avec un angle d'incidence normale (1,5 W à 30 kHz de  $F_{\text{rép}}$ ), une accordabilité de 120 nm a été obtenue (cf. Figure III.24 et III.25). En fonction des cadences de répétition, les effets limitants diffèrent. Pour des cadences de répétition élevées, poursuivre les mesures au-delà de 120 nm entraîne des instabilités (toutes les impulsions ne sont pas émises par manque de gain). A plus faible cadence de répétition, c'est la puissance moyenne qui chute drastiquement du fait de gain plus faible aux basses longueurs d'onde. Cela a limité l'accordabilité sur une plage de 120 nm où une puissance moyenne proche du seuil fixée ( $> 1 \text{ W}$ ) a été obtenue. Les résultats de la puissance moyenne et de la durée d'impulsion mesurée en fonction de la longueur d'onde sont montrés sur la Figure III.24 (a). Une variation de la puissance moyenne et de la durée d'impulsion a été observée d'une longueur d'onde à une autre. Cette variation est due aux différences de sections efficaces d'émission dans le milieu à gain d'une part, et d'autre part à la diminution de la réflectivité de l'ensemble VBG-miroir dichroïque. Les puissances moyennes les plus élevées sont obtenues pour une émission laser entre 1910 nm et 1936 nm, où les longueurs d'onde émises ont un fort gain dans la fibre. Les puissances crêtes calculées en fonction de la longueur d'onde sont montrées sur la Figure 3.23 (b). La meilleure puissance crête de 1,31 kW a été obtenue pour la puissance moyenne la plus élevée de 2,04 W mesurée à 1921,6 nm. Les différents spectres mesurés de 1845,3 nm jusqu'à 1969,4 nm pour une  $F_{\text{rép}}$  de 30 kHz sont présentés sur la Figure III.25, montrant un contraste supérieur à 40 dB indépendamment de la longueur d'onde. La différence d'amplitude entre les pics lasers émis est principalement due à l'échantillonnage du signal opéré par l'OSA : elles ne sont pas représentatives de variations réelles de puissance.

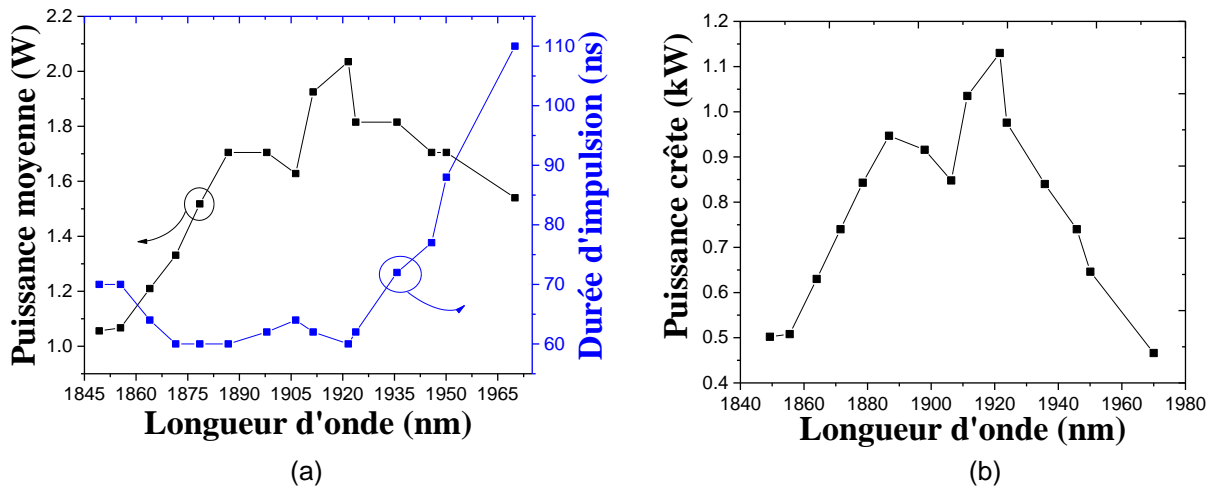


Figure III.24 : Pour une  $F_{\text{rép}}$  de 30 kHz, (a) la puissance moyenne (en noir) et la durée d'impulsion (en bleue) mesurées en fonction de la longueur d'onde, et (b) leurs puissances crêtes calculées.

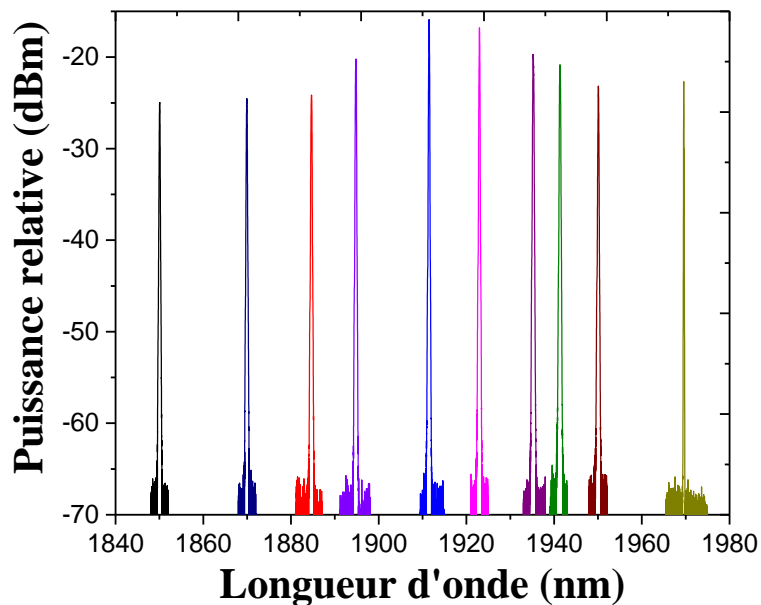


Figure III.25 : Différents spectres mesurés en sortie du laser déclenché mono-fréquence accordable de 1945,3 nm jusqu'à 1950 nm, pour une  $F_{\text{rép}}$  de 30 kHz.

Un test a été réalisé en remplaçant le VBG émettant à 1970 nm par celui émettant à 1984 nm, tout en le fixant avec un angle d'incidence normal. Pour une  $F_{\text{rép}}$  de 30 kHz et une puissance de pompe de 26,4 W, j'ai visualisé sur l'oscilloscope l'émission d'une impulsion sur deux (les impulsions ont en réalité une  $F_{\text{rép}}$  de 15 kHz). Ce phénomène obtenu est dû au fait que le gain dans la fibre pour cette longueur d'onde (1984 nm) est trop faible compte tenu de la cadence de répétition élevée qui ne laisse pas le temps à la pompe de reconstituer l'inversion de population. La première impulsion vide tout le gain, alors que la deuxième n'aura pas assez du gain pour générer une impulsion. Une inversion de population résiduelle subsiste alors dans la fibre qui continue à être pompée et qui permettra l'émission d'une impulsion au cycle suivant, et ainsi de suite. Ce phénomène bien connu marque la limite du domaine de fonctionnement stable de la source laser. La puissance moyenne mesurée est 0,638 W, correspondant à une durée d'impulsion de 110 ns et une puissance crête de 0,386 kW. Afin de résoudre ce problème, il faut diminuer la  $F_{\text{rép}}$  entre les deux impulsions, pour que la deuxième ait le temps de bénéficier du gain.

Ces résultats nous indiquent dans un premier temps que les conditions expérimentales que nous avons choisies (composants et niveau de puissance de pompage) nous permettent d'envisager une accordabilité sur environ 120 nm (gain suffisant de 1845,3 nm à 1969,4 nm).

### III.4. Laser à FA-LPF dopée thulium déclenché bi-fréquences accordable

Le laser déclenché bi-fréquences accordable a été réalisé en utilisant les deux VBGs simultanément dans notre cavité laser (cf. Figure III.26). Le VBG réfléchissant à 1970 nm a été fixé avec un angle d'incidence normale. A cause du faible gain constaté à 1984 nm, le VBG réfléchissant à 1984 nm sera utilisé avec un angle et sera associé au miroir plan large bande pour accorder sa longueur d'onde et donc la valeur de  $\Delta\lambda$ . Une première mesure de puissance a été réalisée pour une faible différence de longueur d'onde ( $\Delta\lambda = 3,8$  nm). Les puissances moyennes et crêtes ainsi que la durée d'impulsions obtenues en fonction de  $F_{\text{rép}}$  et pour une puissance de pompe fixée à 26,4 W sont montrées sur la Figure III.27.

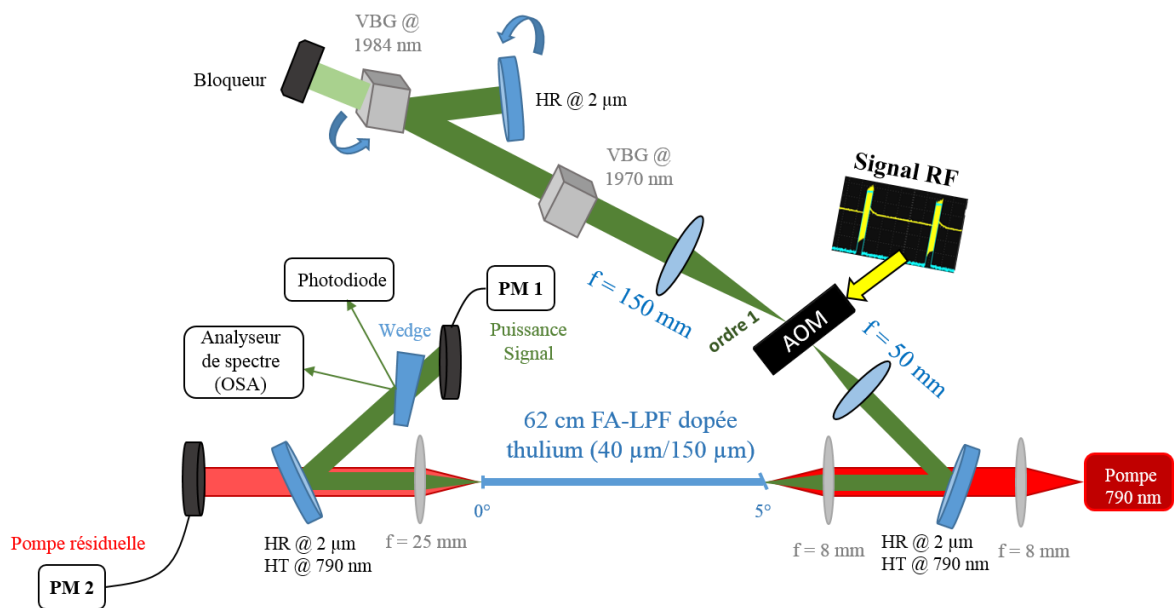


Figure III.26 : Montage expérimental du laser à FA-LPF dopée thulium bi-fréquences accordable réalisé en régime déclenché.

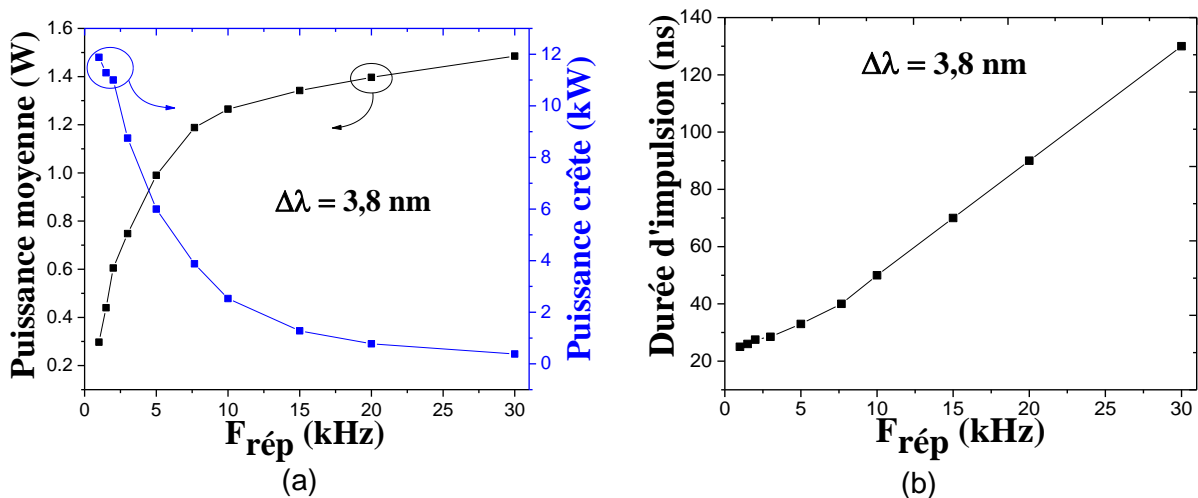


Figure III.27 : (a) Puissance moyenne (en noir) et puissance crête (en bleu), et (b) la durée d'impulsion obtenues en fonction de  $F_{\text{rép}}$  pour une différence de la longueur d'onde ( $\Delta\lambda$ ) de 3,8 nm et une puissance de pompe de 26,4 W.

Une puissance crête maximale de 11,9 kW a été obtenue pour une  $F_{\text{rép}}$  de 1 kHz, correspondant à une puissance moyenne de 0,3 W et une durée d'impulsion de 25 ns. Le profil de l'impulsion obtenue à 1 kHz de  $F_{\text{rép}}$  est présenté sur la Figure III.28 (a). La forme est Gaussienne et aucune instabilité temporelle n'a pas été visualisée durant la mesure. Les deux impulsions de deux longueurs d'onde émises en sortie du laser sont bien synchrones vu qu'une seule impulsion stable s'affiche sur l'oscilloscope comme le montre la Figure III.28 (a). D'autre part, je n'ai pas visualisé de compétition remarquable entre les deux impulsions durant les mesures, ainsi que les mesures spectrales (réalisées avec l'OSA) ont montré une émission bi-fréquences de deux pics laser correspondant aux longueurs d'onde réfléchies par les deux VBGs. En effet, le principe de fonctionnement du régime déclenché permettant à ces deux longueurs d'onde de circuler en même temps dans la cavité afin de vider le gain disponible dans la fibre assure la synchronisation des deux impulsions. Le spectre normalisé en puissance mesuré à 1 kHz de  $F_{\text{rép}}$  est présenté sur la Figure III.28 (b). Les deux VBGs ont été réglés afin d'avoir deux pics de la même amplitude, en jouant sur leurs alignements (§II.4.1). Le spectre obtenu montre des pics lasers parasites qui apparaissent, espacés d'une valeur de ( $\Delta\lambda = 3,8$  nm) de deux côtés des pics lasers principaux (longueurs d'onde réfléchies par les VBGs). Ces pics parasites sont dus au phénomène du mélange à quatre ondes (FWM). Ce phénomène est d'autant plus fort que les puissances crêtes sont élevées, et que  $\Delta\lambda$  est petit, c'est à dire que les deux longueurs d'onde se propagent avec une vitesse de phase très proche, comme c'est mentionné dans le chapitre I. Le contraste entre les pics lasers principaux correspondant aux longueurs d'onde réfléchies par les deux VBGs et les pics lasers parasites dus au phénomène du FWM est de 21 dB (cf. Figure III.28 (b)). Cette valeur est suffisante pour négliger l'apparition de ces pics parasites et donc du phénomène de FWM. Deux autres spectres mesurés pour différentes  $F_{\text{rép}}$  (10 kHz et 20 kHz) et pour la même valeur de  $\Delta\lambda$  sont présentés sur la Figure III.29. Nous pouvons constater que le niveau des pics parasites dus au FWM diminue en augmentant la valeur de  $F_{\text{rép}}$ . Cela est dû à la diminution de la puissance crête en fonction de  $F_{\text{rép}}$  (2,5 kW et 0,8 kW, respectivement, cf. Figure III.27 (a)), ce qui augmente le contraste de signal sur bruit (cf. Figure III.28 (b) et Figure III.29).

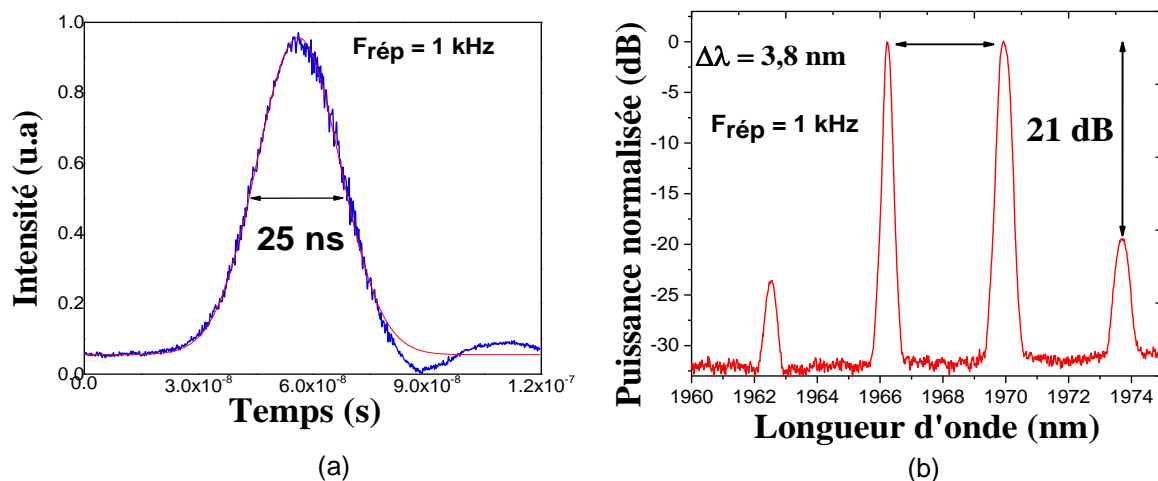


Figure III.28 : L'évolution temporelle de l'impulsion obtenue en bleu et la forme Gaussienne en rouge (a) et le spectre normalisé en puissance (b) mesurés en sortie du laser déclenché bi-fréquences pour un  $\Delta\lambda$  de 3,8 nm et une  $F_{\text{rép}}$  de 1 kHz.

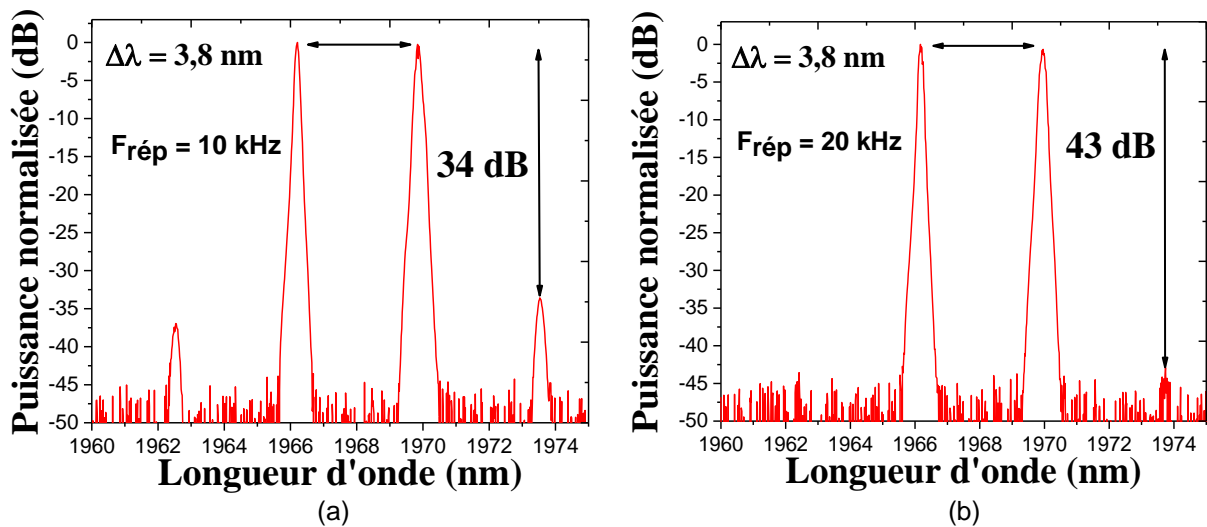


Figure III.29 : Spectre normalisé en puissance mesuré en sortie du laser déclenché bi-fréquences pour un  $\Delta\lambda$  de 3,8 nm et une  $F_{\text{rép}}$  de : (a) 10 kHz et (b) 20 kHz.

Des mesures pour différentes valeurs de  $\Delta\lambda$  ont été réalisées, tout en tournant petit à petit le VBG réfléchissant à 1984 nm, pour augmenter l'écart entre les longueurs d'onde émises. Les résultats de la durée d'impulsion et de la puissance crête obtenus pour une  $F_{\text{rép}}$  de 1 kHz et une puissance de pompe de 26,4 W sont montrés sur la Figure III.30. La puissance crête la plus élevée de 13,8 kW a été obtenue pour une valeur de  $\Delta\lambda$  de 15 nm, correspondant à une durée d'impulsion de 24 ns (à mi-hauteur de maximum) et une puissance moyenne de 0,33 W. Cette puissance est plus élevée par rapport à celles obtenues pour les autres valeurs de  $\Delta\lambda$  due à une section efficace d'émission élevée pour les deux longueurs d'onde émises. Il faut noter que ces mesures ont été réalisées tout en réglant le positionnement de deux VBGs pour avoir deux pics lasers de la même amplitude. La durée d'impulsions et les puissances crêtes et moyennes obtenues en fonction de  $F_{\text{rép}}$  pour ( $\Delta\lambda = 15$  nm) et une puissance de pompe de 26,4 W sont présentées sur la Figure III.31.

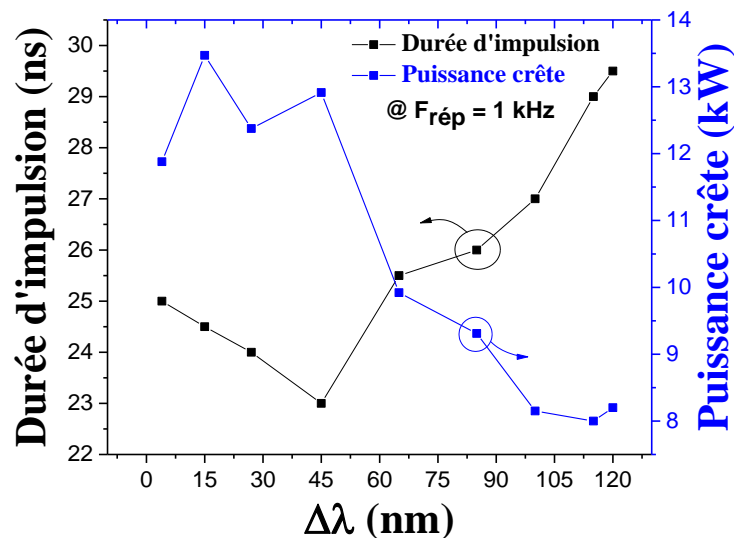


Figure III.30 : Durée d'impulsion (en noir) et la puissance crête (en bleue) obtenue en fonction de  $\Delta\lambda$ , mesurées en sortie du laser déclenché bi-fréquences accordable pour une  $F_{\text{rép}}$  de 1 kHz et une puissance de pompe de 26,4 W.



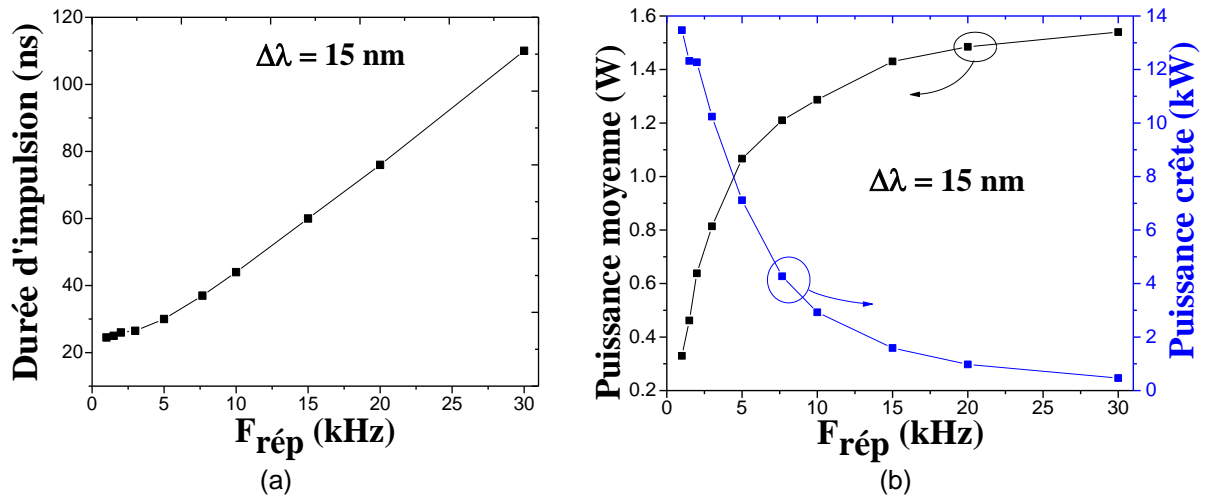


Figure III.31 : (a) Durée d'impulsion, et (b) la puissance moyenne (en noir) et la puissance crête (en bleue) obtenues en fonction de  $F_{\text{rép}}$  pour un  $\Delta\lambda$  de 15 nm et une puissance de pompe de 26,4 W.

L'évolution temporelle de plusieurs impulsions mesurée pour une  $F_{\text{rép}}$  de 1 kHz et pour des différentes valeurs de  $\Delta\lambda$  (27 nm, 65 nm, 85 nm et 115 nm) est présentée sur la Figure III.32. Ces mesures montrent la synchronisation des impulsions obtenues ayant une forme Gaussienne (une seule impulsion stable a été visualisée sur l'oscilloscope) et une durée d'impulsion de 24 ns, 25 ns, 26 ns et 29 ns, respectivement. Une puissance crête supérieure à 8 kW a été obtenue tout au long du domaine d'accordabilité indépendamment de la valeur de  $\Delta\lambda$  (cf. Figure III.30). L'accordabilité du laser n'a pu être étendue au-delà de  $\Delta\lambda = 120 \text{ nm}$  en raison de la forte chute de la puissance moyenne pour des longueurs d'onde plus petites. Cette observation confirme par ailleurs les résultats obtenus en fonctionnement mono-fréquence présenté dans la section (§III.3).

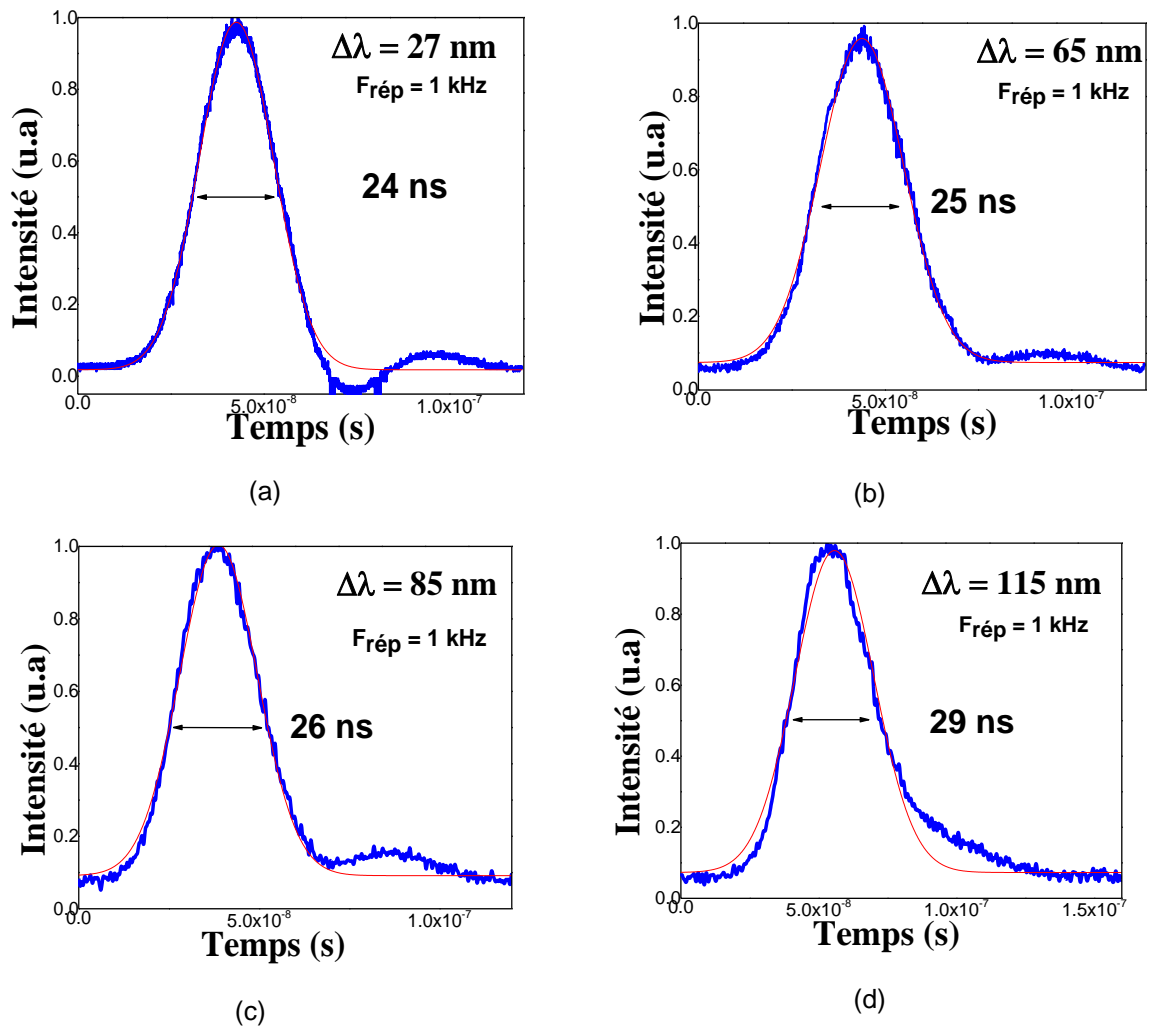


Figure III.32 : Evolution temporelle de l'impulsion mesurée en sortie du laser déclenché bi-fréquences accordable en bleu et la forme Gaussienne en rouge pour une valeur de  $F_{\text{rép}}$  de 1 kHz et de  $\Delta\lambda = 27$  nm (a),  $\Delta\lambda = 65$  nm (b),  $\Delta\lambda = 85$  nm (c), et  $\Delta\lambda = 115$  nm (d).

Les mesures spectrales réalisées à 1 kHz de  $F_{\text{rép}}$  pour différentes valeurs de  $\Delta\lambda$  de 15 nm jusqu'à 120 nm sont présentées sur la Figure III.33. D'après ces mesures, nous pouvons constater que le problème de FWM commence à disparaître pour des valeurs de  $\Delta\lambda$  autour de 45 nm, où les pics parasites de deux côtés des longueurs d'onde émises sont supprimés. Cette diminution de FWM est due au grand écart entre les deux longueurs d'onde émises (vitesses de phases de plus en plus différentes), et à la diminution de la puissance crête obtenue en sortie du laser. Le contraste de signal sur bruit obtenu est plus grand que 20 dB, indépendamment de la longueur d'onde et de la valeur de  $\Delta\lambda$ , limité par les pics parasites de FWM pour les petites valeurs de  $\Delta\lambda$ . La largeur spectrale des différents pics lasers étaient inférieure à 0,3 nm, mesurée à 3 dB du maximum avec une résolution de 0,05 nm de l'OSA, et indépendamment de la longueur d'onde émise et de  $F_{\text{rép}}$ . Les spectres normalisés en puissance montrent qu'il est aisé d'égaliser l'amplitude des deux pics lasers sur toute la plage spectrale de travail en ajustant l'orientation des VBGs. La différence de puissance de sortie des deux longueurs d'onde émises mesurées par l'OSA ( $[P(\lambda_1) - P(\lambda_2)]$ ) a été inférieure à 1 dB ( $< 10\%$ ) indépendamment de  $\Delta\lambda$  comme le montre la Figure III.34. Ainsi, la puissance du signal mesurée en sortie du laser avec le puissance-mètre était stable tout au long des mesures réalisées. De plus, aucune compétition entre les deux impulsions du laser n'a été observée sur l'oscilloscope lors des mesures temporelles. Ce dernier affiche une

seule impulsion indépendamment de la valeur de  $\Delta\lambda$  (cf. Figure III.28 (a) et Figure III.32), tout en gardant une émission laser bi-fréquences vérifiée par les mesures spectrales réalisées avec l'OSA. Enfin, la puissance globale du système était stable indépendamment de  $\Delta\lambda$  et  $F_{\text{rép}}$ . Un train d'impulsions mesuré pour ( $\Delta\lambda = 3,8$  nm) à 10 kHz de  $F_{\text{rép}}$  et 2,55 kW de puissance de crête indique une instabilité d'intensité d'impulsions inférieure à 5% (cf. Figure III.35). Les mesures spectrales et temporelles réalisées valident la stabilité du laser bi-fréquences développé.

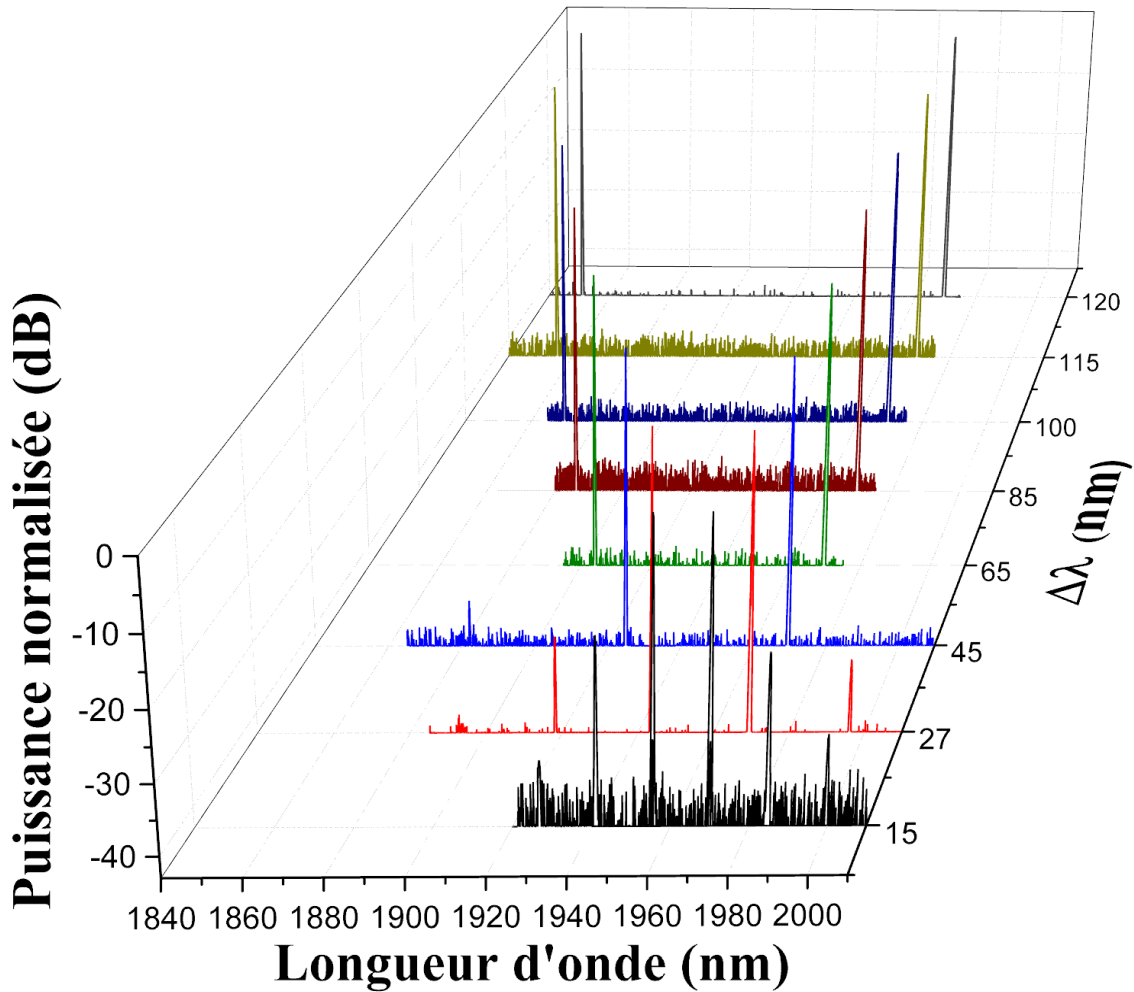


Figure III.33 : Différents spectres mesurés en sortie du laser déclenché bi-fréquences accordable pour un  $\Delta\lambda$  entre 15 nm et 120 nm, et pour une  $F_{\text{rép}}$  de 1 kHz et une puissance de pompe de 26,4 W.

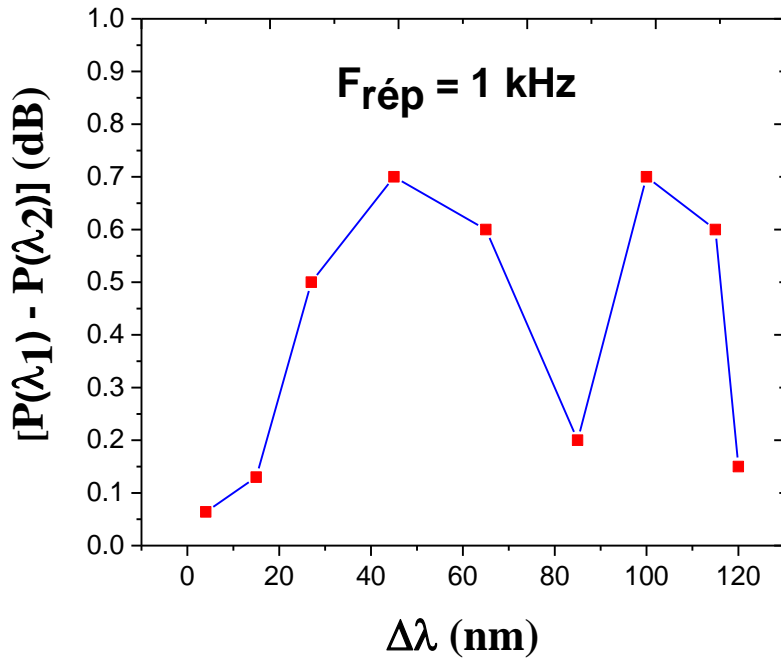


Figure III.34 : Différence de puissance de sortie des deux longueurs d'onde émises  $[P(\lambda_1) - P(\lambda_2)]$  mesurée en fonction de  $\Delta\lambda$  pour une  $F_{\text{rép}}$  de 1 kHz et une puissance de pompe de 26,4 W.

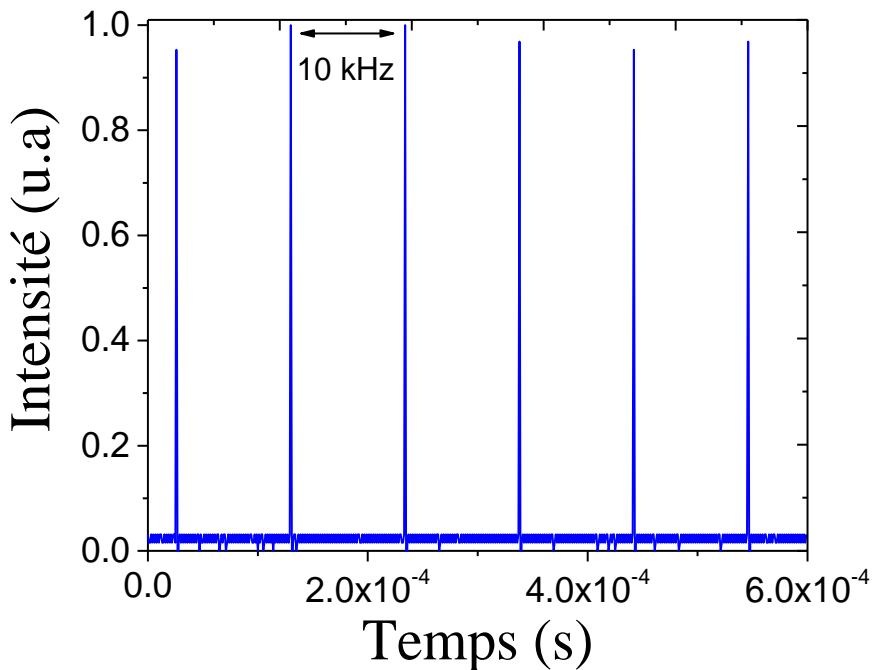


Figure III.35 : Train d'impulsions mesuré pour un  $\Delta\lambda$  de 3,4 nm à 10 kHz de  $F_{\text{rép}}$  et une durée d'impulsions autour de 50 ns.

Une mesure de la montée en puissance a été réalisée pour une valeur de  $\Delta\lambda$  choisie ( $\Delta\lambda = 25 \text{ nm}$ ), afin d'illustrer l'influence du changement de  $F_{\text{rép}}$  sur l'efficacité laser du système. Cette mesure a été réalisée pour trois différentes valeurs de  $F_{\text{rép}}$  (3 kHz, 7 kHz, et 30 kHz), montrant une efficacité laser de 7,2%, 12%, et 13% respectivement (cf. Figure III.36). La valeur de l'efficacité laser chute en diminuant  $F_{\text{rép}}$  puisque le milieu à gain est en moyenne moins saturé. Cependant, pour les faibles valeurs de  $F_{\text{rép}}$  le système laser bénéficie d'une forte inversion de population et emmagasine plus d'énergie provoquant une diminution de la

durée d'impulsion et une augmentation de la puissance crête. En insert de la Figure III.36 une image de la distribution d'intensité du faisceau prise à 7,5 kHz de  $F_{\text{rép}}$  et une puissance de pompe de 26,5 W, montrant une forme Gaussienne de la distribution d'intensité en champ proche du faisceau émis. Le profil du faisceau était légèrement déformé en raison d'un astigmatisme parasite dans le système de collimation.

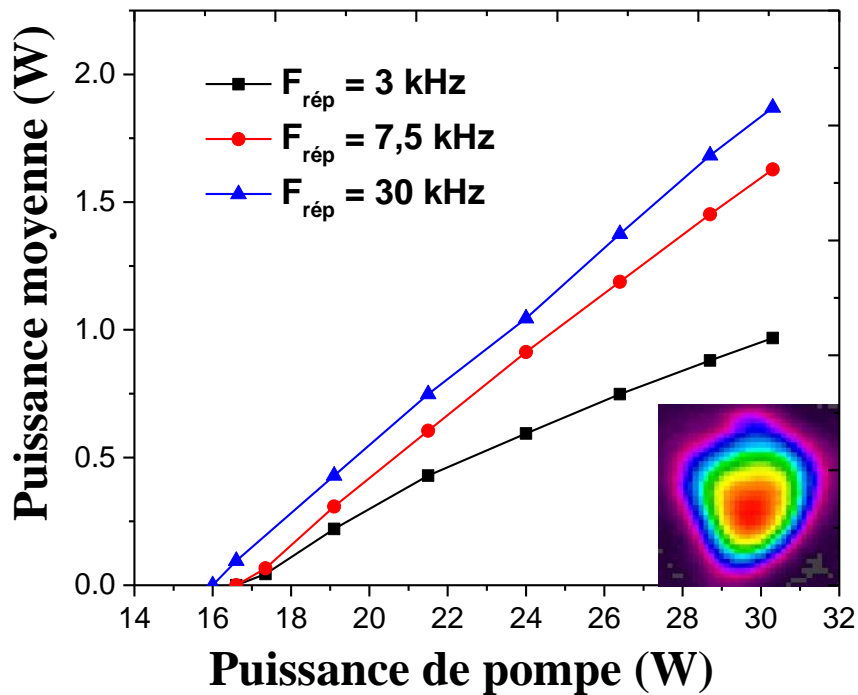


Figure III.36 : Courbe de la montée en puissance mesurée pour un  $\Delta\lambda$  de 25 nm, une  $F_{\text{rép}}$  de : 30 kHz (en bleue), 7,5 kHz (en rouge), 3 kHz (en noir). En insert une image de la distribution d'intensité du faisceau prise à 7,5 kHz de  $F_{\text{rép}}$ .

Enfin, nous pouvons conclure que cette source développée et présentée dans ma thèse répond à notre cahier de charge défini dans le chapitre I. Une accordabilité de  $\Delta\lambda$  de 1 nm à 144 nm peut être réalisée, permettant la génération des ondes THz entre (0,1 THz et 10 THz) par DFG. En comparant les performances de notre source laser avec celle utilisée par W. Shi *et al.* [Shi, 2007], qui a permis de générer des ondes THz fixes autour de 1,5 THz par DFG ayant une puissance crête de 0,53 mW et une puissance moyenne de 0,43  $\mu\text{W}$ , nous pouvons remarquer que :

- Au niveau de la puissance crête obtenue avec notre source ( $> 8 \text{ kW}$ ), nous avons au moins une puissance 7 fois supérieure à celle obtenue par W. Shi *et al.* (1,12 kW).
- La puissance moyenne par W. Shi *et al.* (895 mW) est 3 fois supérieure à celle obtenue par notre source (300 mW).
- Au niveau de la durée d'impulsion, on est dans la même gamme de durée autour de vingtaine ns.
- Le contraste de signal sur bruit est plus élevé pour notre source laser ( $>21 \text{ dB}$ ) est supérieur à celui obtenu par W. Shi *et al.* (10 dB).

D'après cette comparaison nous déduisons que notre source est attractive pour la génération des ondes THz avec des niveaux de puissance élevés. Le signal émis n'est pas linéairement polarisé, mais c'est faisable en utilisant un élément polarisant dans notre cavité

laser ou en sortie. Nous n'avons pas continué les mesures et réalisé des tests de génération des ondes THz, à cause des problèmes de fonctionnement du système de détection THz rencontrés à la fin de ma thèse.

### III.5. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre le régime déclenché et le fonctionnement d'un modulateur acousto-optique ont été introduits. Des tests réalisés en régime déclenché avec une fibre flexible à saut d'indice (PM-DC-TDF) ont été présentés dans la première partie. Un ensemble de problèmes a été relevé avec l'utilisation de cette fibre, en particulier à cause de la difficulté à contrôler la qualité des faces clivées. Ensuite, la fabrication d'une nouvelle fibre FA-LPF dopée thulium a été mise en place pour répondre à nos besoins et résoudre ces problèmes. L'utilisation de cette nouvelle fibre contribue à diminuer les effets non-linéaires en travaillant avec une longueur plus courte et une taille du cœur plus grande que la fibre flexible à saut d'indice, ainsi qu'à raccourcir les impulsions dues au fort gain linéique. La FA-LPF a été caractérisée en cavité laser continue et déclenchée, afin de préparer la réalisation d'une source laser déclenchée bi-fréquences accordable. Des mesures ont été faites en utilisant un seul VBG dans un premier temps, pour valider les performances de la nouvelle fibre en régime déclenché avec une seule longueur d'onde. Un laser mono-fréquence déclenché avec un accord de 120 nm de la longueur d'onde a été obtenu. Enfin, nous avons développé une source déclenchée bi-fréquences accordable autour de cette fibre FA-LPF dopée thulium et deux VBGs. Cette source nous a permis d'obtenir, pour une fréquence de répétition de 1 kHz, une puissance crête plus grande que 8 kW, et une durée d'impulsion autour de 26 ns, indépendamment de la valeur de  $\Delta\lambda$  (de 3,8 nm jusqu'à 120nm). Y compris pour les écarts de longueur d'onde les plus faibles, un contraste supérieur à 20 dB a été obtenu entre les pics lasers attendus et d'éventuels pics parasites générés par le FWM. Ces derniers sont présents pour les valeurs de  $\Delta\lambda$  inférieures à 45 nm. De la même manière, la largeur spectrale des raies lasers n'excède jamais 0,3 nm (à 3 dB du maximum) indépendamment de la fréquence de répétition et de la longueur d'onde. Enfin, la stabilité temporelle et spectrale du système global a été mesurée et vérifiée.

## Chapitre IV. Source laser impulsionnelle complètement fibrée bi-fréquences accordable et amplification

---

Dans le chapitre précédent, j'ai démontré la source laser bi-fréquences largement et continuellement accordable en régime déclenché réalisé à notre institut de recherche Xlim, ce qui est le but de ma thèse. Dans ce chapitre, la source bi-fréquences fibrée développée en parallèle par notre partenaire en Allemagne et sur laquelle j'ai travaillé durant ma thèse afin d'améliorer ses performances sera présentée en détail dans ce chapitre. Un étage d'amplification principal est réalisé en utilisant une FA-LPF dopée thulium afin d'obtenir des puissances crêtes élevées et diminuer le niveau des effets non-linéaire en sortie de la source fibrée. Les résultats obtenus après amplification seront présentés et discutés.

### IV.1. Principe de fonctionnement de la configuration en thêta

La nouvelle source laser impulsionnelle bi-fréquences accordable repose sur l'utilisation des FBGs (Fiber Bragg Gratings). Le concept de cette source est basé sur une nouvelle configuration de cavité suivant le schéma en Thêta (Figure IV.1) [Tiess, 2018]. Une ligne à retard est utilisée le long de laquelle sont inscrits des FBGs à des longueurs d'onde différentes dans la branche centrale de la cavité. La cavité permet l'émission synchrone d'une ou de plusieurs longueurs d'ondes, tout en utilisant un déflecteur acousto-optique commandé par un générateur de fonction. La fréquence de répétition est quasi-constante sur toute la gamme de réglage. Le principe repose sur un double passage dans la ligne à retard qui permet d'annuler les retards temporels pour chaque longueur d'onde. La disposition thêta comprend une structure en anneau externe avec une boucle inférieure et une boucle supérieure. Deux circulateurs à 3 ports reliant les deux boucles assurent un fonctionnement unidirectionnel dans la structure en anneau. Par conséquent, le coupleur de sortie (OC pour Output Coupler) comporte un seul port de sortie laser. La disposition thêta comprend également une branche centrale couplée des deux côtés à la structure en anneau externe par les deux circulateurs. La branche centrale comprend le AOM et la ligne à retard qui est illustrée par un réseau FBG discret à N réseaux comprenant différentes longueurs d'onde de rétroaction  $\lambda_{\text{FBG},i}$  ( $i = 1 \dots N$ ). La Figure IV.1 montre le spectre à plusieurs points de la cavité pour l'émission d'une seule longueur d'onde. À partir du milieu de gain, la fibre active émet généralement une émission spontanée amplifiée à large bande (ASE spectrum) comme montré sur le graphe 1. Toutes les longueurs d'onde sont injectées via le circulateur 1 dans la ligne à retard et chaque FBG réfléchit alors sa longueur d'onde spécifique en introduisant un délai qui dépend de sa position dans la ligne à retard. Comme illustré sur le graphe 2, les ondes réfléchies entrent maintenant dans la branche supérieure de la cavité pour être de nouveau injectés dans la branche centrale à travers un deuxième circulateur (circulator 2). Pour l'émission d'un train d'impulsions mono-fréquence, l'ouverture du modulateur est commandée par une double "porte" répétée avec une période correspondant au temps de parcours de la cavité. L'écart temporel entre les deux portes permet de sélectionner la longueur d'onde puisqu'il correspond au temps d'aller-retour de l'impulsion entre le modulateur et le FBG correspondant. C'est à dire que le modulateur laisse passer l'impulsion à favoriser à l'aller vers la ligne à retard et au retour vers la fibre active et le coupleur de sortie. Un code LabVIEW a été utilisé pour contrôler le générateur de fonctions [Tiess, 2018]. La transmission du modulateur est périodiquement modulée avec la fréquence fixée à  $1/T_{\text{MP}}$  (Modulator Period). Dans une période, deux ouvertures de transmission sont appliquées

avec une séparation réglable  $\tau_{1-2}$  et une largeur de  $\tau_{GW}$  (Gate Width) pour un fonctionnement mono-fréquence (cf. Figure IV.1).

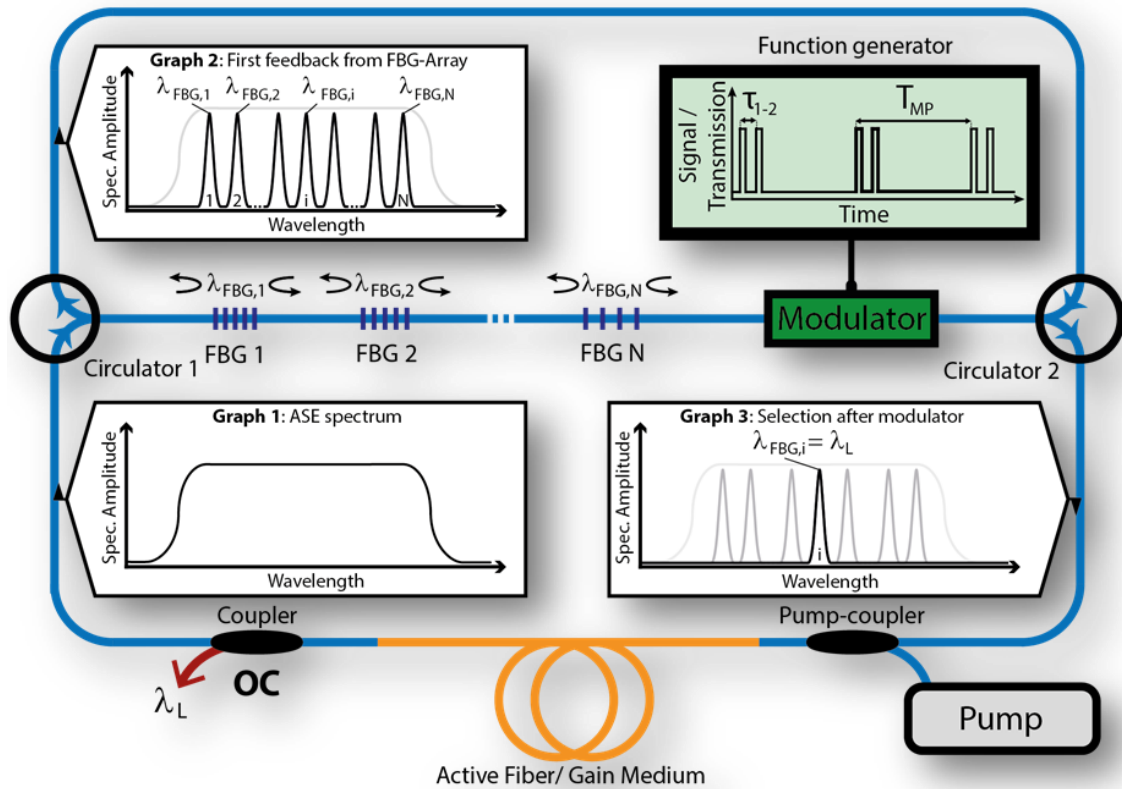


Figure IV.1 : La structure principale du résonateur en configuration en thêta accordable en fonctionnement mono-fréquence. Les graphes 1, 2, et 3 montrent la formation d'impulsions sur un aller-retour [Tiess, 2018].

Pour avoir une émission laser autour de  $2 \mu\text{m}$ , la fibre active dans notre cas est une fibre dopée thulium, qui a la capacité d'amplifier une gamme spectrale étendue. La fibre PM utilisée a une longueur de  $3,7 \text{ m}$ , un diamètre du cœur de  $10 \mu\text{m}$ , et une gaine de  $130 \mu\text{m}$  de dimension (Nufern PM TDF 10/130). Cette fibre a été pompée en utilisant deux diodes de pompe délivrant une puissance maximale de  $4 \text{ W}$  chacune à  $790 \text{ nm}$ , et combinées par un coupleur. Ce coupleur (PSC pour Pump-Signal Combiner) combine aussi le signal qui sort du modulateur et passe à la boucle inférieure via le circulateur 2. La ligne à retard utilisée accueillait 10 FBGs inscrits respectivement à différentes longueurs d'ondes montrées dans le Tableau 4, où 45 combinaisons (45 valeurs de  $\Delta\lambda$ ) entre  $2 \text{ nm}$  et  $79 \text{ nm}$  sont valables. Les différentes valeurs du paramètre d'accordabilité ( $\tau_{1-2}$ ) correspondantes aux différentes longueurs d'ondes des FBGs inscrits dans la ligne à retard sont montrées aussi dans le Tableau 4. Un coupleur de  $3 \text{ dB}$  a été utilisé comme coupleur de sortie de la cavité laser. Les premières mesures ont été réalisées en fonctionnement mono-fréquence, afin de tester l'accordabilité et la puissance obtenue pour les différentes longueurs d'ondes. La Figure IV.2 montre le spectrogramme d'accord de la longueur d'onde pour différentes émissions laser des différents FBGs en sortie de la cavité en thêta et pour un fonctionnement mono-fréquence. Un contraste de signal sur bruit supérieur à  $40 \text{ dB}$  ainsi qu'une largeur spectrale autour de  $0,3 \text{ nm} - 0,5 \text{ nm}$  mesurée à  $3 \text{ dB}$  de maximum ont été obtenus en sortie de la cavité en thêta, indépendamment de la valeur de la longueur d'onde émise.



Tableau 4 : Les différentes valeurs des longueurs d'ondes et de  $\tau_{1-2}$  correspondantes aux FBGs inscrits dans la ligne à retard de la cavité en configuration en  $\theta$ .

FBG	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\lambda$ (nm)	2020	2010	1991	1975	1963	1959	1956	1950	1948	1941
$\tau_{1-2}$ (ns)	70	90	110	130	150	170	190	210	230	250

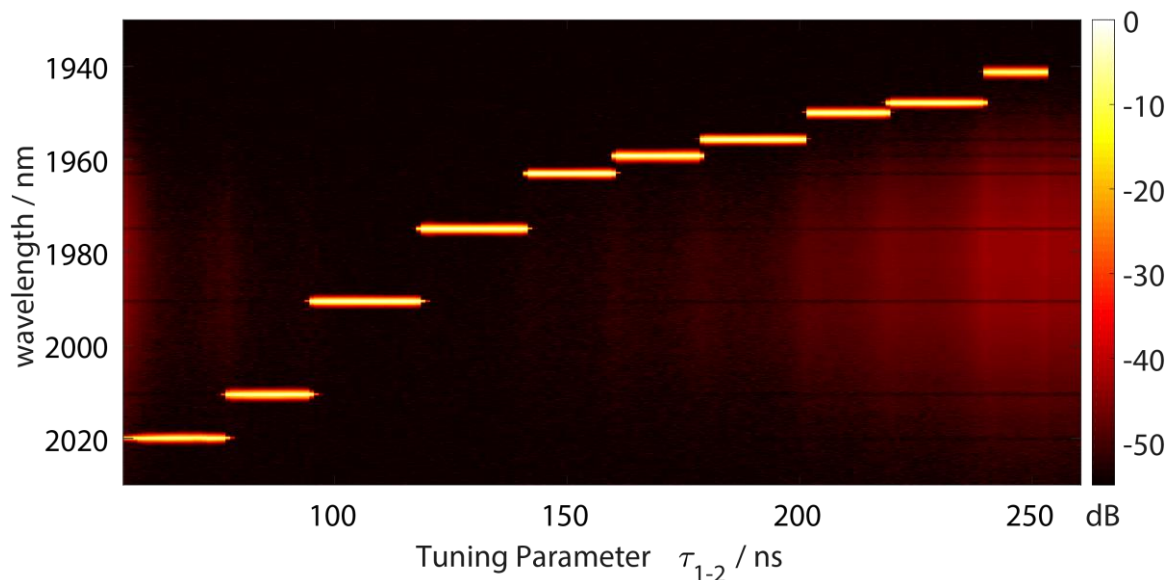


Figure IV.2 : Le spectrogramme montrant les différentes émissions lasers correspondantes aux différentes valeurs des FBG de la configuration en  $\theta$  en fonctionnement mono-fréquence en fonction de  $\tau_{1-2}$ .

Ce montage nous a permis d'obtenir en fonctionnement mono-fréquence une puissance moyenne maximale de 0,32 W pour une émission laser à 1975 nm, correspondante à une puissance crête de 37,5 W, et une durée d'impulsion de 5,5 ns. La fréquence de répétition est constante de 1,55 MHz indépendamment de la longueur d'onde. Les résultats des puissances moyennes obtenues pour les différentes longueurs d'ondes et pour une puissance de pompe totale de 6,35 W et 7,15 W sont montrées dans la Figure IV.3. D'après cette figure, nous pouvons remarquer que la puissance moyenne change d'une longueur d'onde à une autre, et que les puissances les plus élevées sont obtenues pour des émissions lasers autour entre 1956 nm et 1991 nm ( $\tau_{1-2}$  entre 110 ns et 190 ns). Cette diminution de puissance est due à une émission laser loin de la bande de gain de la fibre (1940 nm et 2020 nm). La durée d'impulsion mesurée en sortie de la cavité en  $\theta$  était autour de 6 ns pour les différentes longueurs d'onde. Figure IV.4 montre une impulsion mesurée en sortie de la cavité  $\theta$  en fonctionnement mono-fréquence à 1959 nm, montrant une forme Gaussienne et une durée d'impulsion de 6,5 ns. Une polarisation linéaire est obtenue en sortie du coupleur de 3 dB, avec une valeur de PER autour de 20 dB. L'efficacité laser obtenue pour les différentes longueurs d'ondes était autour de 20%. Toutes ces mesures présentées dans ce paragraphe ont été réalisées en fonctionnement mono-fréquence. Dans le paragraphe suivant, le fonctionnement bi-fréquences et les résultats obtenus seront présentés et discutés.

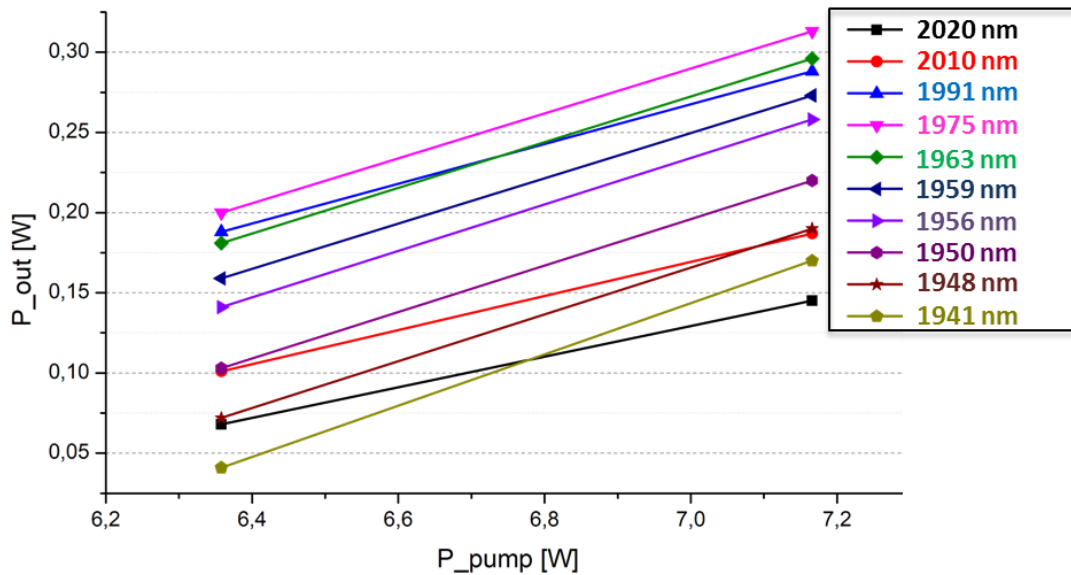


Figure IV.3 : Les puissances moyennes mesurées en sortie de l'oscillateur après le coupleur de 3 dB en fonction de la longueur d'onde pour une puissance de pompe de 6,35 W et 7,15 W.

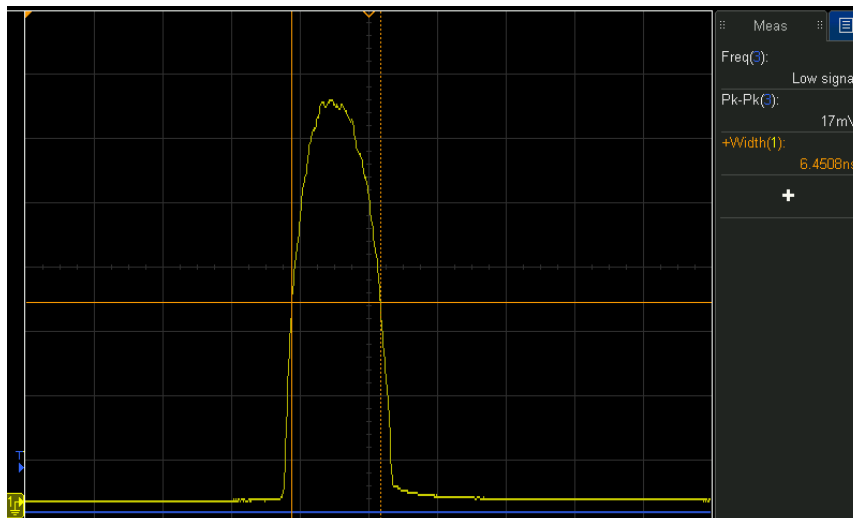
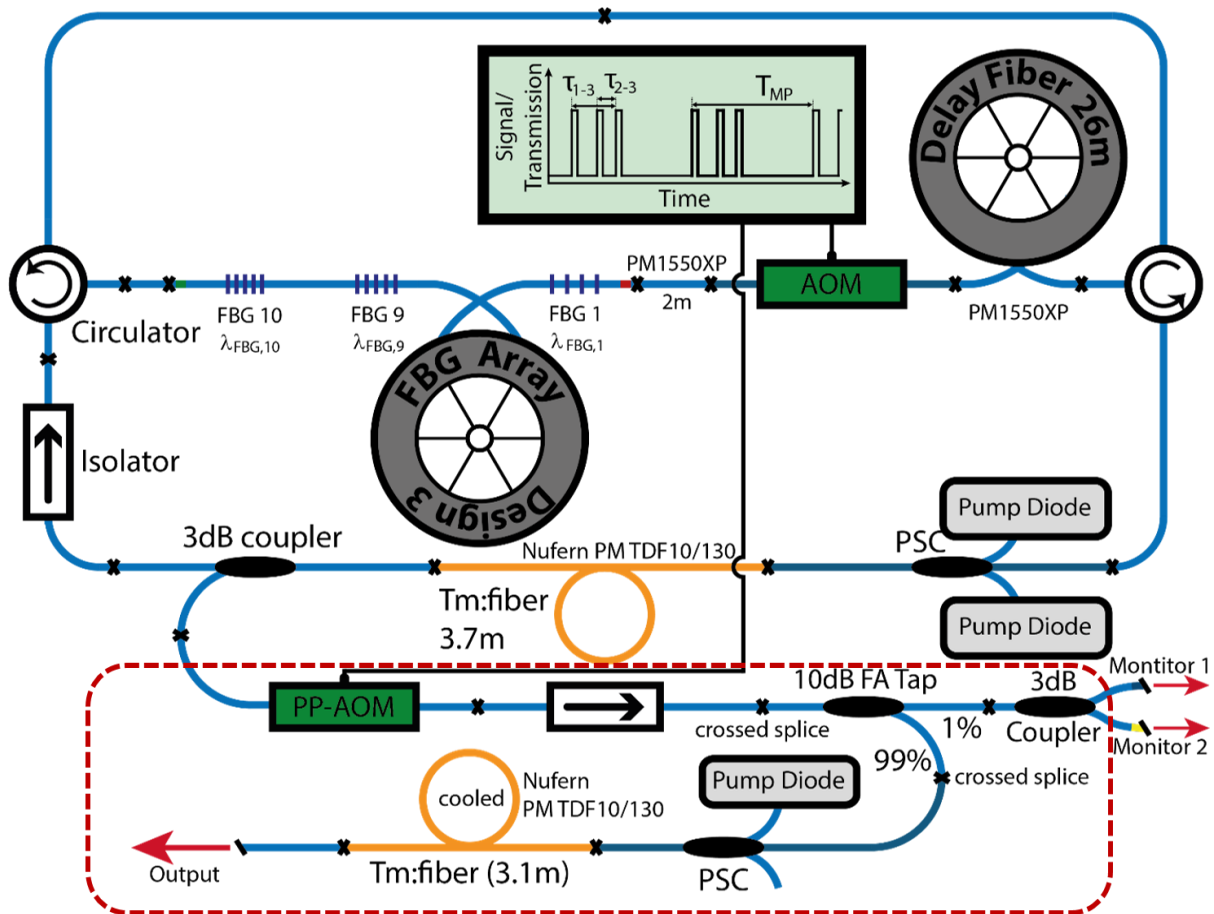


Figure IV.4 : L'impulsion mesurée en sortie de la cavité en thêta en fonctionnement mono-fréquence, montrant une forme Gaussienne et une durée d'impulsion de 6,5 ns mesurée à FWHM.

Pour le fonctionnement en impulsions synchrones bi-fréquences, le modulateur est ouvert deux fois pour laisser passer les deux longueurs d'onde à sélectionner vers la ligne à retard, alors une porte d'ouverture est ajoutée par le générateur de fonction (graph en insert de la Figure IV.5) [Tiess , 2018]. Les positions des réseaux FBG étant inversées puisque la ligne à retard est désormais parcourue par l'autre extrémité de la fibre, le décalage temporel des impulsions est compensé et les impulsions sont synchrones après réflexion. Le modulateur est à nouveau ouvert pour permettre l'émission des impulsions. L'ajustement de  $\tau_{1-3}$  et  $\tau_{2-3}$  permet de sélectionner les 2 longueurs d'onde souhaitées ( $\Delta\lambda$ ), alors que la puissance des impulsions peut être égalisée en réglant l'amplitude des portes des impulsions générées par le générateur de fonction.



## Pre-amplification stage

Figure IV.5 : Principe de fonctionnement de la cavité en configuration en Thêta pour une émission bi-fréquences, avec l'étage d'amplification comprenant une deuxième PM-TDF de 3,1 m de longueur, et un deuxième modulateur pour réduire la fréquence de répétition des impulsions (PP-AOM pour pulse Picker modulator).

Le spectrogramme de la Figure IV.6 montre les différentes émissions lasers bi-fréquences des différentes 45 combinaisons de  $\Delta\lambda$  entre 2 nm et 79 nm. Deux effets lasers parasites ont été visualisés pour un fonctionnement bi-fréquences. Le premier effet est le FWM visualisé pour des petites valeurs de  $\Delta\lambda$  (entre 2 nm et 18 nm) qui est illustré par deux pics lasers parasites qui apparaissent de deux côtés des pics lasers principaux (mentionné en bleu sur le spectrogramme de la Figure IV.6). Le deuxième effet est l'émission laser parasite illustré par l'apparition d'un pic laser parasite entre les deux pics lasers principaux, dû à un niveau d'ASE élevé (mentionné en blanc sur le spectrogramme de la Figure IV.6). Les valeurs de la puissance moyenne et de la durée d'impulsion obtenues en fonctionnement bi-fréquences ressemblent à ceux obtenues en fonctionnement mono-fréquence et présentées avant (cf. Figure IV.3 et IV.4).

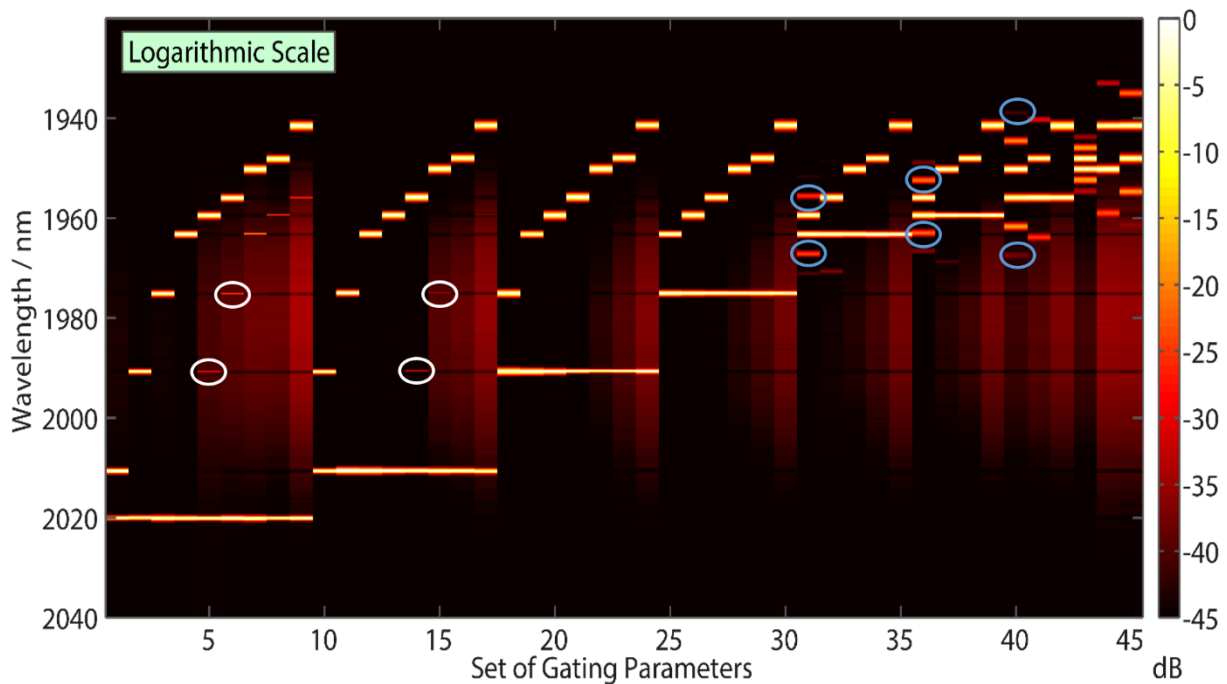


Figure IV.6 : Le spectrogramme montrant les 45 combinaisons d'émission laser bi-fréquences en sortie de la cavité en thêta. Les cercles représentent les émissions lasers parasites (en bleu les pics du FWM, et en blanc les pics lasers parasites).

Un étage de pré-amplification a été réalisé en sortie de ce montage d'oscillateur (sortie du coupleur de 3 dB), afin d'amplifier les impulsions obtenues et régler la fréquence de répétition pour atteindre des puissances crêtes plus élevées (Figure IV.5). Pour cela, un second modulateur (PP-AOM pour Pulse Picker - Acoustic-optic modulator) a été utilisé pour réduire la fréquence de répétition avec un amplificateur de puissance intermédiaire pour amener la puissance moyenne émise à quelques watts. Un coupleur 10 dB est inséré pour visualiser le signal avant le passage par le PSC. Une deuxième fibre (Nufern PM-TDF 10  $\mu\text{m}/130 \mu\text{m}$ ) de 3,1 m de longueur, dont le diamètre de cœur est parfaitement adapté au combineur a été soudée à la sortie du PSC. Cette fibre a été pompée avec une diode de pompe émettant à 790 nm délivrant une puissance maximale de 35 W. Les montées en puissance pour 5 différentes longueurs d'ondes sont illustrées sur la Figure IV.7. Ces mesures de la montée en puissance ont été réalisées jusqu'à 15,5 W de puissance de pompe, afin de ne pas abîmer le combineur PSC pour des puissances de pompe élevées. Les meilleures puissances de signal ( $\sim 7,5$  W) ont été obtenues pour des émissions laser autour de la bande de gain de la fibre (1963 nm et 1956 nm), alors que pour une émission laser loin de la bande de gain (2020 nm), la puissance obtenue chute à 6,5 W. Les pentes d'efficacité laser obtenus pour cet étage de pré-amplification, ainsi que les valeurs des seuils laser ( $P_{th}$  pour Threshold Power) en fonction de la longueur d'onde sont montrés sur la Figure IV.8. Une meilleure efficacité laser autour de 58,5% est obtenue pour les longueurs ayant une section efficace d'émission élevée (1963 nm et 1956 nm), ainsi qu'une efficacité laser  $>50\%$  est obtenue tout au long de l'accordabilité. Le PER mesuré en sortie de l'étage de pré-amplification était autour de 17 dB. Cette valeur est plus petite que la valeur mesurée en sortie de l'oscillateur (20 dB), mais elle reste élevée pour une polarisation linéaire d'un laser. Cette diminution de la valeur du PER peut-être due au couplage du signal et de la pompe de l'étage de pré-amplification, et de la soudure de la sortie du coupleur avec la fibre active. Les

durées d'impulsions mesurées en sortie de l'étage de pré-amplification n'ont pas changés, avec des durées autour de 4 ns - 7ns ayant une forme Gaussienne.

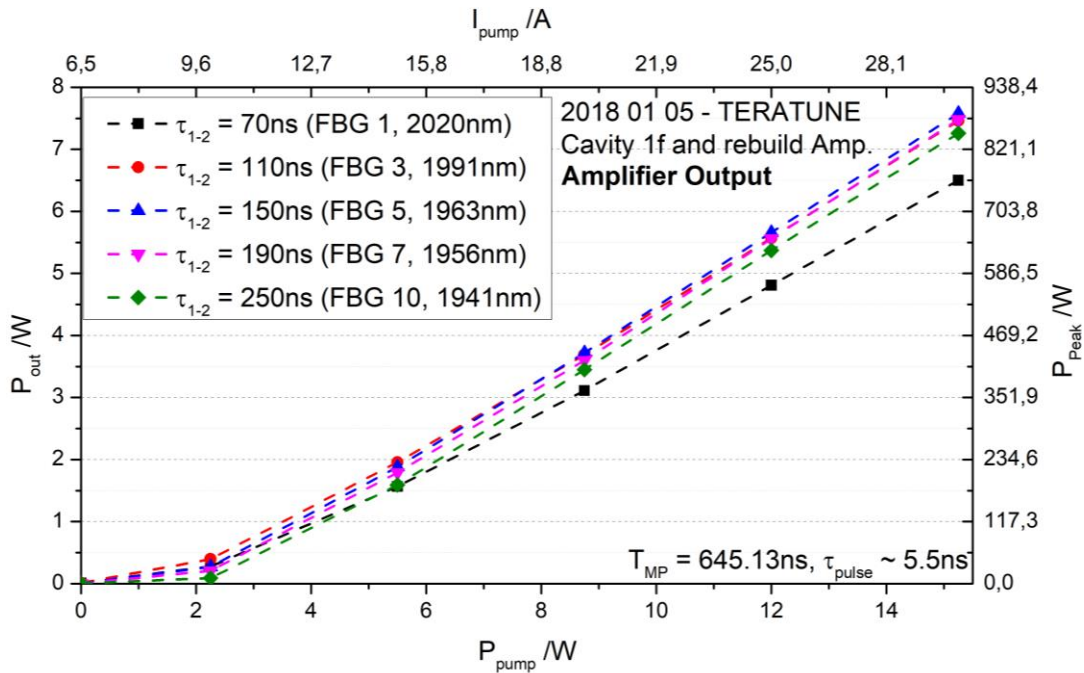


Figure IV.7 : La puissance moyenne ( $P_{out}$ ) et la puissance crête ( $P_{peak}$ ) obtenues pour différentes longueurs d'ondes après l'étage de pré-amplification en fonction de la puissance de pompe ( $P_{pump}$ ) avec  $T_{MP}$  la durée de répétition et  $T_{pulse}$  et la durée d'impulsion.

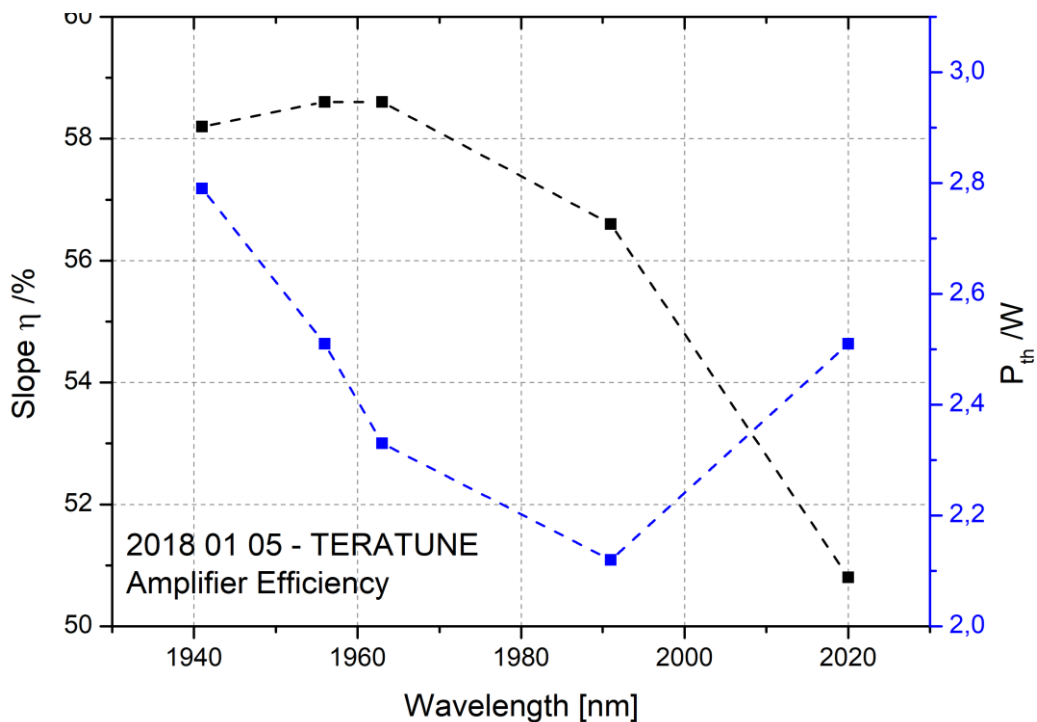


Figure IV.8 : Les valeurs de d'efficacité laser (Slope  $\eta$ ) et du seuil laser ( $P_{th}$ ) de l'étage de pré-amplification obtenues pour différentes longueurs d'ondes émises en sortie de la cavité en thêta.

Les spectres mesurés en sortie de la cavité en thêta après l'étage de pré-amplification en fonction de différentes puissances de pompe (différentes puissances crêtes), et pour une

émission laser bi-fréquences à 1963 nm et 1991 nm ( $\Delta\lambda = 28$  nm) sont montrés sur la Figure IV.9. Nous pouvons bien remarquer d'après ces spectres l'apparition des pics lasers parasites de deux côtés des pics principaux, dû au FWM qui augmente en augmentant la puissance de la pompe de l'étage de pré-amplification et donc la puissance crête. Un contraste de signal sur bruit autour de 30 dB a été obtenu pour une puissance crête de 860 W. Cette valeur diminue en augmentant (la puissance crête) pour atteindre une valeur de 20 dB pour une puissance crête de 1,39 kW. Le niveau du FWM augmente aussi pour des valeurs de  $\Delta\lambda$  plus petites, comme c'est déjà montré sur le spectrogramme de la Figure IV.6, dû à la propagation des deux longueurs d'ondes émises avec une vitesse de phase proche comme c'est mentionné dans le chapitre III.

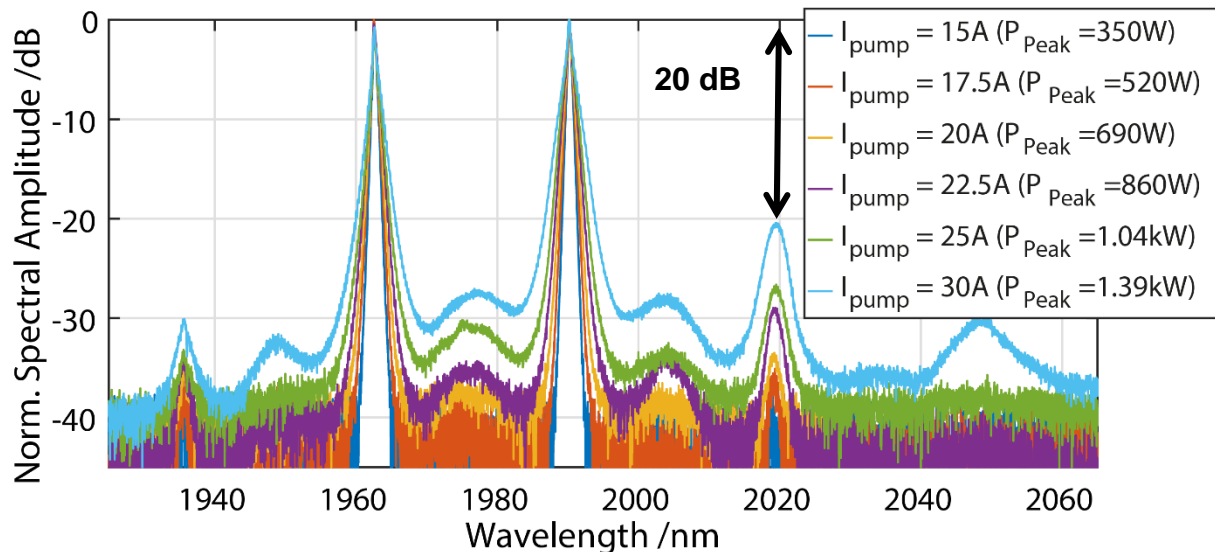


Figure IV.9 : Les différents spectres obtenus en sortie de l'étage de pré-amplification de la cavité en thêta en fonction de la puissance de pompe pour une valeur de  $\Delta\lambda = 28$  nm. En insert les puissances crêtes correspondantes à chaque spectre.

La partie précédente présente la nouvelle configuration développée par notre partenaire en Allemagne, ainsi que les résultats obtenus en fonctionnement mono-fréquences et bi-fréquences.

Afin d'améliorer les performances de cette source laser, je suis allé en mission durant ma thèse à l'IPHT/Jena en Allemagne pour remplacer la fibre commerciale Nufern de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur de l'étage de pré-amplification (cf. Figure IV.5) par notre PM-DC-TDF de 20  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur. Cela permet de diminuer les effets non-linéaires et donc d'augmenter le contraste de signal sur bruit. Figure IV.10 montre les différents spectres obtenus avec la fibre commerciale pour une valeur de  $\Delta\lambda$  de 8 nm et pour différentes puissance de pompe. Un contraste de signal sur bruit de 8 dB a été obtenu correspondant à une puissance crête maximale de 0,35 kW pour une fréquence de répétition de 1,55 MHz. En utilisant notre fibre, nous avons pu améliorer les performances de cet étage de pré-amplification, où un contraste de signal sur bruit autour de 14 dB a été obtenu avec une puissance crête de 1,95 kW pour une Frép de 516,6 KHz (Figure IV.11). Alors en utilisant notre fibre qui a un diamètre de cœur 2 fois plus grande que celui de la fibre commerciale, nous avons pu obtenir une puissance crête 6 fois supérieure avec un contraste de signal sur bruit 2 fois plus grande.

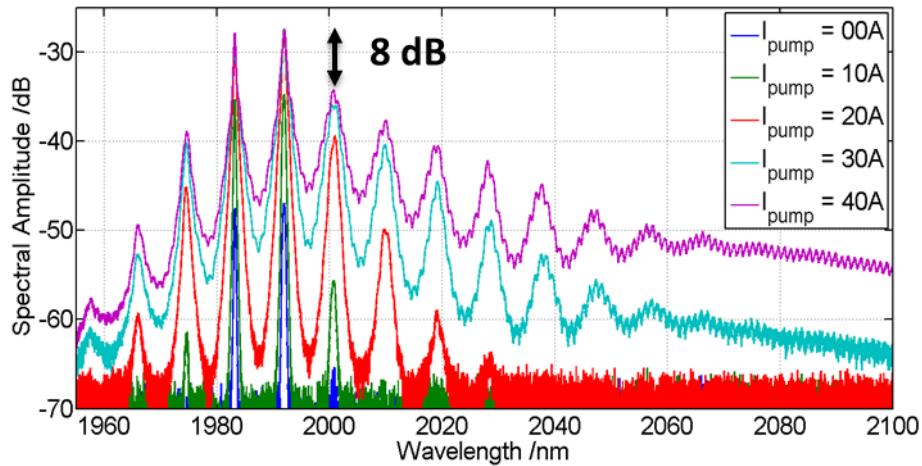


Figure IV.10 : Les différents spectres obtenus en sortie de l'étage de pré-amplification de la cavité en thêta (fibre commerciale) en fonction de la pompe pour une valeur de  $\Delta\lambda = 8$  nm. Le spectre en violet est obtenu pour une puissance crête de 0,35 kW.

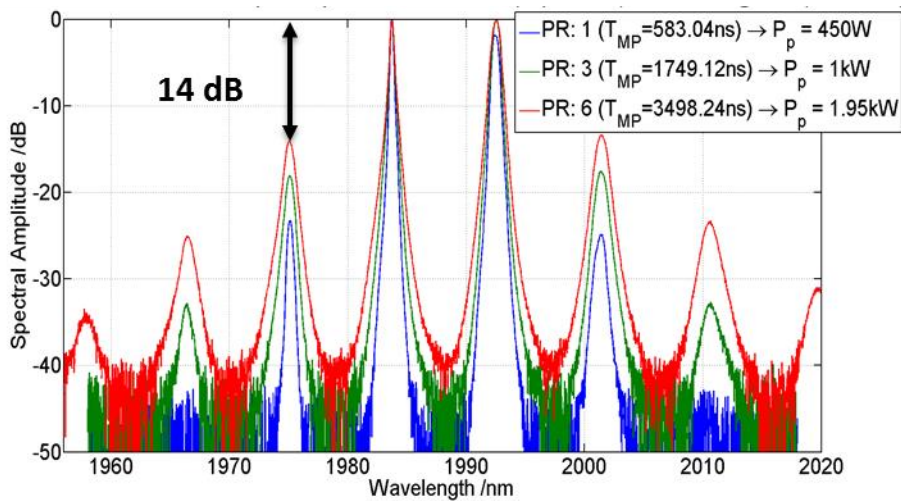


Figure IV.11 : Les différents spectres obtenus en sortie de l'étage de pré-amplification de la cavité en thêta (fibre PM-DC-TDF) en fonction de la pompe pour une valeur de  $\Delta\lambda = 8$  nm.

Afin d'approfondir l'amélioration des performances de cette source, un étage d'amplification principal en espace libre a été réalisé à notre institut de recherche Xlim en utilisant une FA-LPF dopée thulium de 40  $\mu\text{m}$  de diamètre du cœur.

## IV.2. Amplification dans une FA-LPF dopée thulium

La fibre commerciale utilisée dans la réalisation de la cavité en thêta (oscillateur) ainsi pour l'étage de pré-amplification a des dimensions bien adaptées avec celles du coupleur utilisé dans l'oscillateur et l'étage de pré-amplification. Néanmoins, le petit diamètre du cœur (10  $\mu\text{m}$ ) et la longue cavité, diminue le seuil d'apparition des effets non-linéaires. Afin de diminuer les effets non-linéaires et le problème de FWM en fonctionnement bi-fréquences et obtenir des puissances crêtes plus élevées, un étage d'amplification principal a été réalisé à Xlim. La source laser en configuration en thêta principale (fibre Nufern 10  $\mu\text{m}$ ) a été déplacée à notre institut cette fois pour réaliser cet étage d'amplification. Le montage de l'amplificateur contra-propagatif réalisé est illustré dans la Figure IV.12, où la pompe est injecté en propagation inverse par rapport au signal à amplifier. Une lentille de 15 mm de

distance focale traité pour minimiser les pertes à 2  $\mu\text{m}$  (coating D) a été utilisée pour focaliser le signal en sortie de l'étage de pré-amplification dans un isolateur, afin d'éviter le retour du signal vers l'étage de pré-amplification et de ne pas endommager la diode de pompe. Deux miroirs hautement réfléchissants à 2  $\mu\text{m}$  et une lentille (coating D) de 50 mm de distance focale ont été positionnés en sortie de l'isolateur pour bien injecter le signal dans le cœur de la FA-LPF. La FA-LPF utilisée avait un diamètre du cœur de 40  $\mu\text{m}$  (MFD = 38  $\mu\text{m}$ ), et une longueur de 50 cm, ainsi que les deux facettes ont été préparée avec un angle de 5° par polissage afin d'éviter les réflexions parasites. Le large diamètre du cœur et la courte longueur de la fibre aident à diminuer les effets non-linéaires et les effets lasers parasites. La fibre a été placée sur une plaque métallique avec de la pâte thermique ajoutée au-dessus afin de dissiper la chaleur et refroidir la fibre. Une diode de pompe émettant à 793 nm et qui délivre une puissance maximale de 37 W a été utilisée pour pomper la fibre. Un couple de lentille de 8 mm de distance focale traité à la longueur d'onde de la pompe (coating B) a été utilisé pour injecter la pompe dans la gaine de la FA-LPF. Un miroir dichroïque hautement réfléchissant à 2  $\mu\text{m}$  et hautement transmettant à 790 nm a été placé entre les deux lentilles utilisées pour injecter la pompe, afin de séparer le signal amplifié de la pompe injectée.

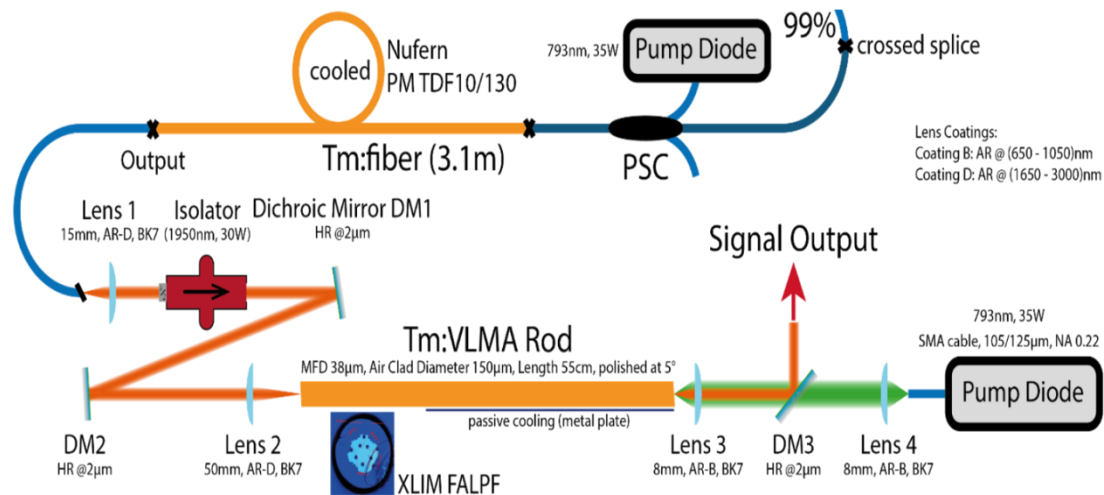


Figure IV.12 : Représentation schématique de l'étage d'amplification principal réalisé en espace libre en sortie de l'étage de pré-amplification de la cavité en  $\theta$  en utilisant une FA-LPF dopée thulium.

Les premiers tests d'amplification des impulsions ont été réalisés en fonctionnement mono-fréquence de la cavité en  $\theta$  pour différentes longueurs d'ondes d'émissions (1963 nm, 1991 nm, et 2020 nm). La puissance en sortie de l'étage de pré-amplification (en sortie de Lens 1 de la Figure IV.12) a été fixée à 1,1 W pour éviter d'avoir des effets non-linéaires avant le passage par l'étage d'amplification principal, afin d'obtenir un contraste signal sur bruit plus élevé. Les puissances moyennes ( $P_{\text{out}}$ ) obtenues en sortie de l'étage d'amplification principal pour les différentes longueurs d'ondes d'émissions laser en fonction de la puissance de pompe sont montrées sur la Figure IV.13. Une meilleure efficacité laser de 16% est obtenue pour une émission laser à 1963 nm avec une puissance moyenne maximale de 6,25 W, due à une bande de gain plus élevée autour de cette longueur d'onde dans la FA-LPF. Cette efficacité commence à diminuer en éloignant de la bande de gain de la FA-LPF pour atteindre une valeur de 14,4% pour une émission laser à 1991 nm, et 10,3% à 2020 nm. La durée d'impulsion n'a pas changé, due à la courte longueur de la fibre utilisée (55 cm), ce qui évite l'élargissement des durées d'impulsions. La qualité du faisceau émis en sortie de l'étage d'amplification principal a été observée avec une caméra



pyroélectrique (Pyrocam III) pour les différentes longueurs d'ondes émises. Un faisceau Gaussien a été obtenu pour les différentes longueurs d'ondes. En insert de la Figure IV.13 une image prise à la puissance maximale de signal émis à 1963 nm montre une forme Gaussienne de la distribution d'intensité du faisceau en champ proche. Figure IV.14 montre les spectres mesurés en sortie de l'étage d'amplification pour une émission laser à 1963 nm et leurs puissances crêtes calculées pour différentes puissances de pompe, ainsi que le spectre mesuré à la sortie de l'oscillateur en bleu (Monitor 1, cf. Figure IV.5). La largeur spectrale n'a pas trop changé puisque la puissance crête obtenue après amplification n'est pas trop élevée et ressemble à celles obtenues en sortie de l'étage de pré-amplification (Figure 4.9), ainsi qu'aucun effet non-linéaire ni un effet laser parasite n'ont pas été observés. Un contraste de signal sur bruit de 38 dB a été obtenu pour une puissance crête de 620 W.

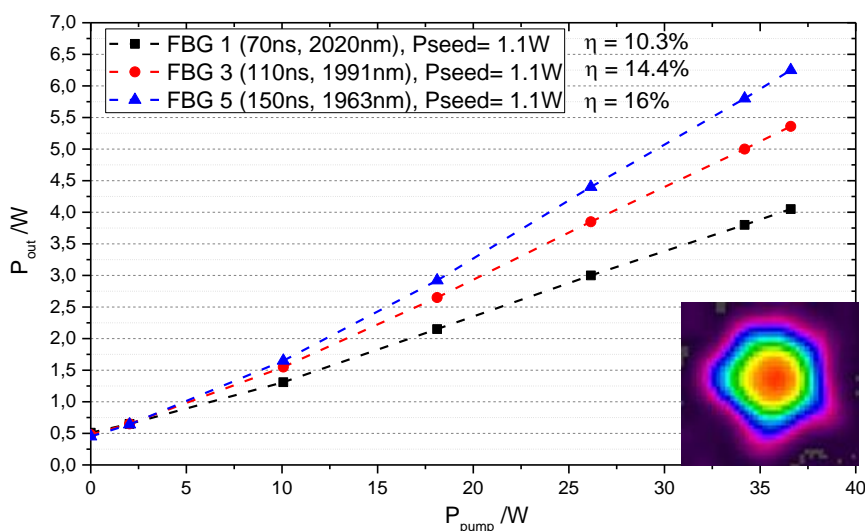


Figure IV.13 : La puissance du signal mesurée en sortie de l'étage d'amplification en fonction de la puissance de pompe pour trois longueurs d'ondes d'émissions lasers différentes (1963 nm en bleu, 1991 nm en rouge, et 2020 nm en noir), et pour une puissance de signal de 1,1 W mesurée en sortie de l'étage de pré-amplification après (Lens 1). En insert une image prise à la puissance maximale de signal émise à 1963 nm de la distribution d'intensité du faisceau en champ proche.

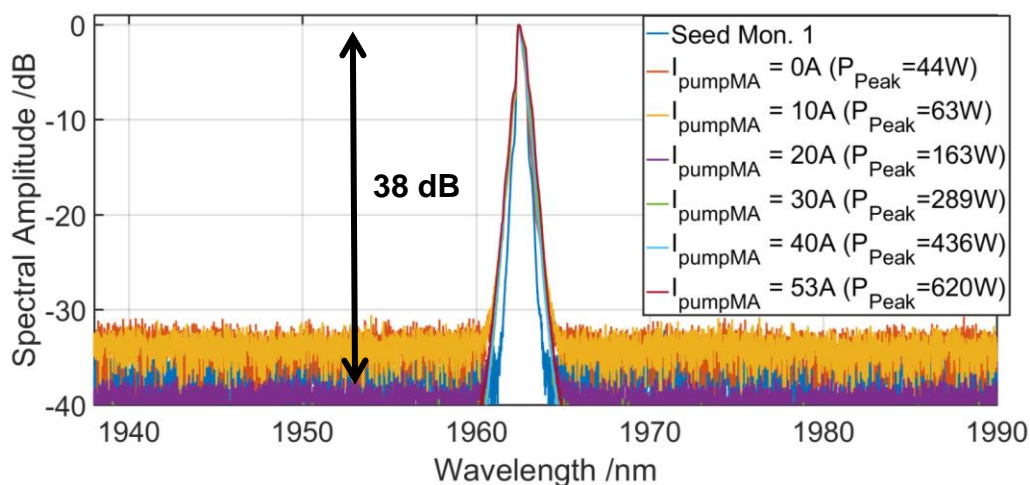


Figure IV.14 : Les spectres mesurés aux différentes puissance de pompe en sortie de l'étage d'amplification principal ainsi que leurs valeurs des puissances crêtes correspondantes pour une émission laser à 1963 nm et une puissance de signal de 1,1 W mesurée en sortie de l'étage de pré-amplification après (Lens 1).

Comme j'ai déjà mentionné avant, le but de cet étage d'amplification principal est d'augmenter la puissance crête et de diminuer les effets non-linéaires. Pour cela, nous avons commencé à réduire  $F_{\text{rép}}$  en jouant sur le nombre des impulsions prises par le PP-Modulator (cf. Figure IV.5), afin d'augmenter la puissance crête des impulsions obtenues en sortie de l'étage d'amplification principal. Cependant, en réduisant  $F_{\text{rép}}$ , la puissance crête en sortie de l'étage de pré-amplification augmente, alors les effets non-linéaires augmentent aussi. Cela nécessite une réduction de la puissance moyenne de cet étage afin de diminuer la puissance crête et donc les effets non-linéaires, avant le passage par l'étage d'amplification principal. Alors nous avons commencé à jouer sur la puissance moyenne du signal en sortie de l'étage de pré-amplification (après Lens 1) et à  $F_{\text{rép}}$ , afin d'obtenir des puissances crêtes élevées avec un bon contraste du signal sur bruit. Les meilleurs résultats sont obtenus pour une puissance moyenne de 110 mW mesurée en sortie de l'étage de pré-amplification, et une  $F_{\text{rép}}$  de 51,66 kHz en prenant une impulsion sur trente (PP 30). Les différents spectres mesurés en sortie de l'étage d'amplification principal ainsi que leurs puissances crêtes calculées pour différentes puissance de pompe sont montrés dans la Figure IV.15. Nous avons obtenu une puissance crête maximale de 13,06 kW correspondante à une puissance moyenne de 2,7 W et une durée d'impulsion de 4 ns avec un contraste de signal sur bruit autour de 30 dB. En comparant ces résultats avec ceux de la Figure IV.14, nous pouvons déduire que le but de cet étage d'amplification est bien validé en fonctionnement mono-fréquence.

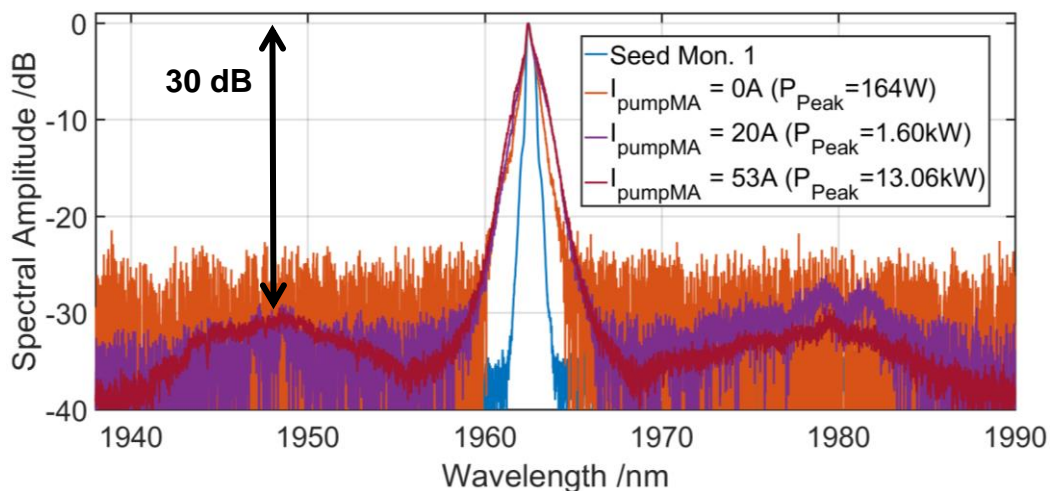


Figure IV.15 : Les spectres mesurés aux différentes puissances de pompe en sortie de l'étage d'amplification principal pour une émission laser à 1963 nm et  $F_{\text{rép}}$  de 51,66 kHz (PP 30) et une puissance de signal de 110 mW mesurée après (Lens 1).

En réduisant de plus la puissance moyenne du signal injecté dans la FA-LPF à 64 mW et  $F_{\text{rép}}$  à 38,75 kHz (PP 40), nous avons obtenu un contraste de signal sur bruit plus grand (autour de 35 dB), mais avec une puissance crête moins élevée de 12,29 kW. La limitation d'optimisation de cet étage d'amplification principal était due à la limitation de la puissance du signal injecté dans la FA-LPF qui sera absorbée par les ions thuliums pour des valeurs de puissance inférieures à 40 mW. Les mêmes tests ont été réalisés pour une autre émission laser à 1991 nm pour une  $F_{\text{rép}}$  de 51,66 kHz (PP 30) et une puissance de signal injecté de 76 mW (après Lens 1). Une puissance crête maximale de 6,22 kW a été obtenue correspondante à une puissance moyenne de 1,51 W et une durée d'impulsion de 4,7 ns, avec un bon contraste signal sur bruit >40 dB (Figure IV.16). La puissance crête obtenue peut être optimisée en injectant plus du signal, mais cela réduit le contraste de signal sur

bruit. Les largeurs spectrales des pics lasers émis mesurées à 3 dB de maximum en sortie de l'étage d'amplification principal étaient autour de 0,6 nm et 0,8 nm. Cet élargissement des pics lasers émis après amplification par rapport à ceux obtenus en sortie de l'oscillateur (§IV.1) est dû à la puissance crête élevée obtenue qui agit sur la largeur spectrale des pics émis, ainsi que sur l'apparition des effets non-linéaires signés par des lobes qui apparaissent de deux côtés du pic laser principal (Figure IV.15). Néanmoins, même avec l'apparition de ces lobes, un bon contraste de signal sur bruit >30 dB a été obtenu, avec une puissance crête de 13,06 kW.

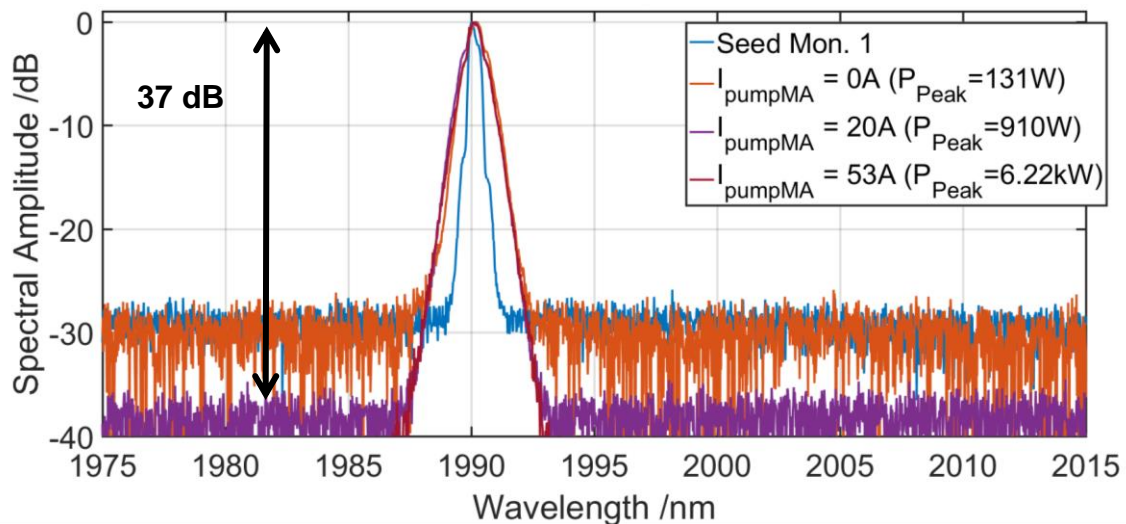


Figure IV.16 : Les spectres mesurés aux différentes puissances de pompe en sortie de l'étage d'amplification principal pour une émission laser à 1991 nm et  $F_{\text{rép}}$  de 51,66 kHz (PP 30) et une puissance de signal injecté de 76 mW mesurée après (Lens 1).

Après les tests d'amplification réalisés en émission laser mono-fréquence, nous avons réalisé des tests en émission bi-fréquences, afin de réduire le niveau du FWM et amplifier les impulsions obtenues en sortie de l'étage de pré-amplification. La première mesure a été réalisée avec la fréquence de répétition constante de la cavité en thêta de 1,55 MHz (PP 1), pour une émission laser à 1963 nm et 1991 nm ( $\Delta\lambda = 27$  nm) correspondante à une valeur de 2 THz. La puissance du signal après (Lens 1) a été fixée à 480 mW afin de minimiser les effets non-linéaires avant le passage par l'étage d'amplification principal. Les différents spectres mesurés en sortie de l'étage d'amplification principal pour différentes puissances de pompe ainsi que leurs puissances crêtes calculées sont montrés sur la Figure IV.17. Un contraste de signal sur bruit autour de 40 dB a été obtenu avec une puissance crête maximale de 644 W obtenue pour une puissance moyenne de 4W et une durée d'impulsion de 4 ns. Ainsi, aucun effet non-linéaire n'a pas été remarqué pour les différents spectres mesurés. La largeur spectrale de différents pics lasers et la durée d'impulsion n'ont pas changé par rapport à ceux de l'oscillateur, puisque le niveau des puissances crêtes n'est pas trop élevé. Les amplitudes des deux pics lasers émises ont été réglés en jouant sur les amplitudes des portes du modulateur de l'oscillateur, afin d'obtenir deux pics lasers de même niveau.

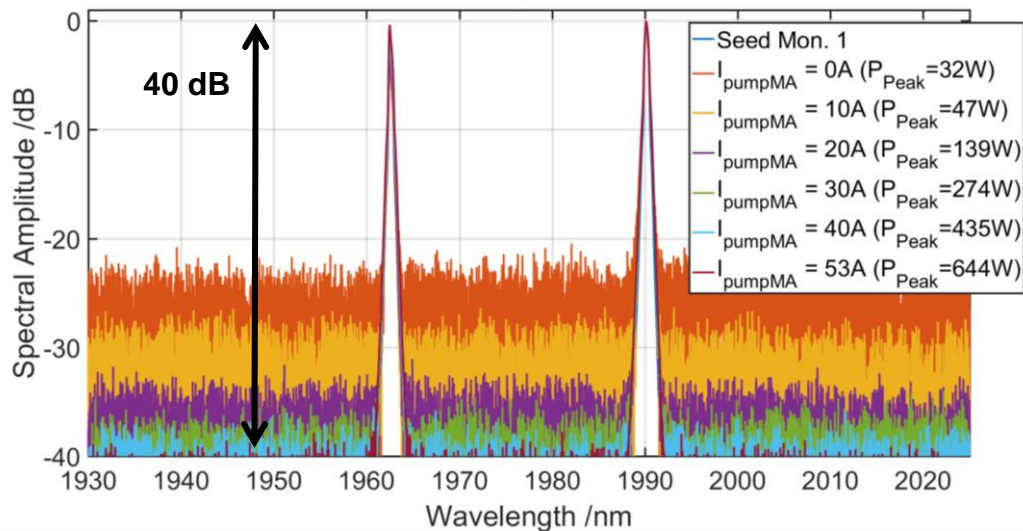


Figure IV.17 : Les différents spectres mesurés en sortie de l'étage d'amplification principal pour différentes puissances de pompe,  $\Delta\lambda = 27$  nm,  $F_{\text{rép}}$  de 1,55 MHz (PP1) et une puissance de signal injecté mesurée après (Lens 1) de 480 mW.

Après ces mesures nous avons commencé à suivre les mêmes démarches suivies en émission laser mono-fréquence (diminuer  $F_{\text{rép}}$  et la puissance du signal injectée dans la FA-LPF) afin de diminuer les effets non-linéaires et augmenter la puissance crête. En diminuant la puissance du signal mesurée après Lens 1 (85 mW) et  $F_{\text{rép}}$  jusqu'à 51,66 kHz en prenant une impulsion sur trente (PP 30), nous avons obtenu une puissance crête maximale autour de 8,84 kW (puissance moyenne de 1,6 W), avec un contraste de signal sur bruit autour de 35 dB (Figure IV.18) et une durée d'impulsion de 3,5 ns. Les largeurs spectrales des pics lasers sont un peu plus larges comme dans le cas d'émission laser mono-fréquence (0,6 nm - 0,8 nm), puisque la puissance crête est plus élevée, ainsi que du FWM commence à apparaître pour la puissance crête maximale obtenue (8,84 kW). Cependant, le FWM remarqué reste avec des faibles niveaux des pics parasites de deux côtés des pics lasers principaux, et sans effets significatifs sur le contraste de signal sur bruit (cf. Figure IV.18).

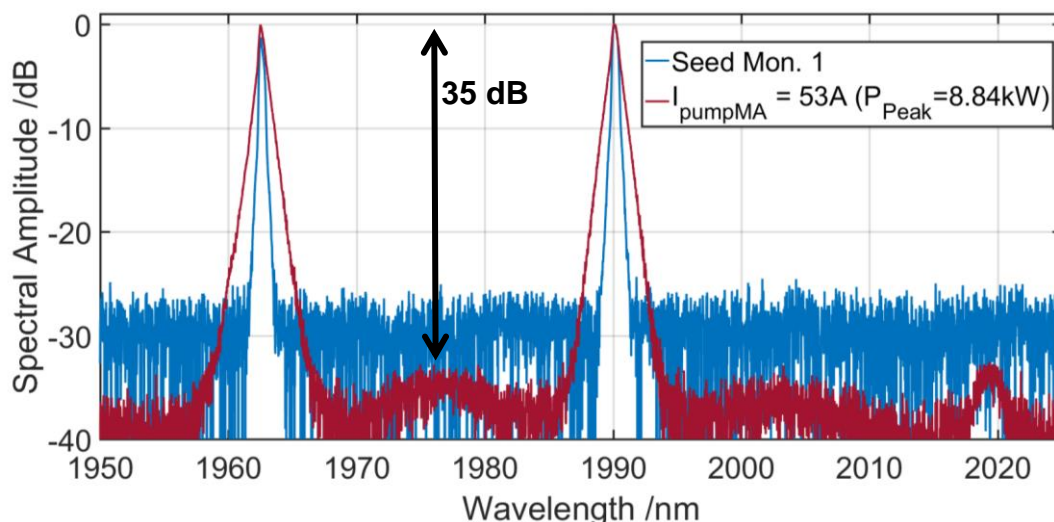


Figure IV.18 : Le spectre mesuré en sortie de l'étage d'amplification principal (en rouge) pour une puissance de pompe maximale (36,6 W),  $\Delta\lambda = 27$  nm,  $F_{\text{rép}}$  de 51,66 kHz (PP 30) et une puissance de signal injecté de 85 mW mesurée après (Lens 1). En bleu le spectre mesuré en sortie de l'oscillateur (Monitor 1) pour la même fréquence de répétition.

Les mêmes mesures ont été réalisées pour des valeurs de  $\Delta\lambda$  plus petites, où le FWM est fortement présent dû aux propagations des deux longueurs d'ondes émises avec des vitesses de phases proches comme c'est déjà mentionné dans les deux chapitres I et III. Une autre mesure a été réalisée pour une valeur de  $\Delta\lambda$  de 19 nm (1,48 THz), pour une émission laser à 1956 nm et 1973 nm. Pour une puissance du signal injecté fixée à 73 mW après (Lens 1) et  $F_{\text{rép}}$  de 62 kHz (PP 25), nous avons pu obtenir une puissance crête maximale de 9,68 kW avec un contraste de signal sur bruit de 20 dB et une durée d'impulsion de 3,5 ns. Figure IV.19 montre les différents spectres mesurés en sortie de l'étage d'amplification principal à 1,05 kW et 9,68 kW de puissance crête (puissances moyennes de 0,23 W et 2,1 W, respectivement), ainsi que le spectre mesuré en sortie de la cavité en thêta (Monitor 1). Nous pouvons remarquer que le niveau du FWM commence à être plus fort (autour de 15 dB) par rapport à la valeur obtenue pour  $\Delta\lambda = 27$  nm (35 dB), dû à une valeur de  $\Delta\lambda$  plus petite et à la valeur de puissance crête élevée autour de 10 kW (8,84 kW pour  $\Delta\lambda = 27$  nm). Une autre mesure a été réalisée pour une valeur de  $\Delta\lambda$  plus petite de 13 nm (1 THz) reposant sur une émission laser à 1950 nm et 1963 nm. Les différents spectres mesurés en sortie de l'étage d'amplification principal et pour différentes puissances crêtes obtenues pour différentes puissances de pompe sont montrés sur la Figure IV.20. La puissance du signal mesurée après (Lens 1) a été fixée à une valeur de 48 mW plus faible que dans le cas des autres  $\Delta\lambda$ , afin de bien minimiser le FWM. Une puissance crête maximale de 7,88 kW a été obtenue en sortie de l'étage d'amplification principal avec une puissance moyenne de 1,63 W et une durée d'impulsion de 4 ns. Un contraste de signal sur bruit autour de 18 dB a été obtenu (cf. Figure IV.20), limité par le niveau élevé des pics lasers parasites correspondants au FWM.

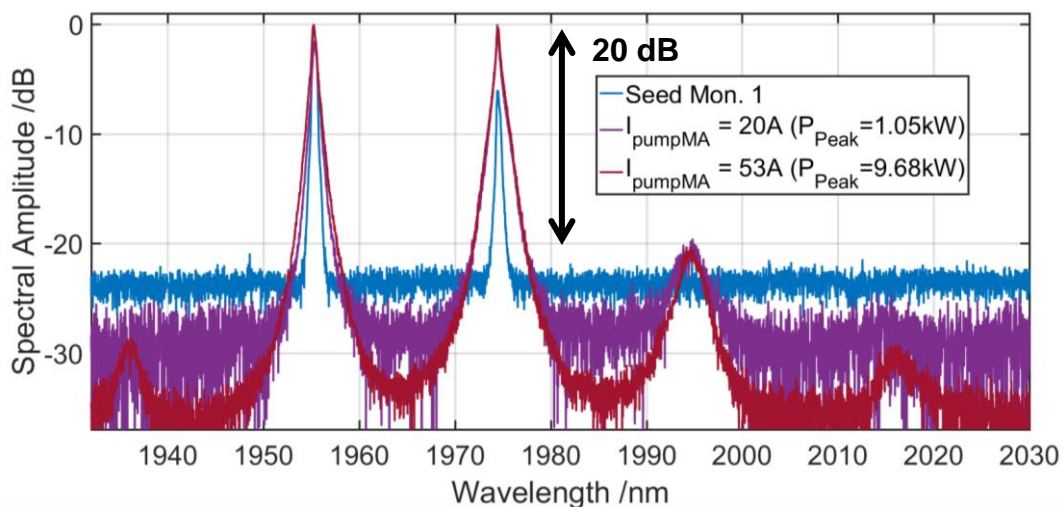


Figure IV.19 : Les spectres mesurés en sortie de l'étage d'amplification principal pour une valeur de  $\Delta\lambda$  de 19 nm, une  $F_{\text{rép}}$  de 62 kHz (PP 25) et une puissance signal injecté de 73 mW mesurée après (Lens 1). En bleu le spectre mesuré en sortie de l'oscillateur (Monitor 1) pour la même valeur de  $F_{\text{rép}}$ .

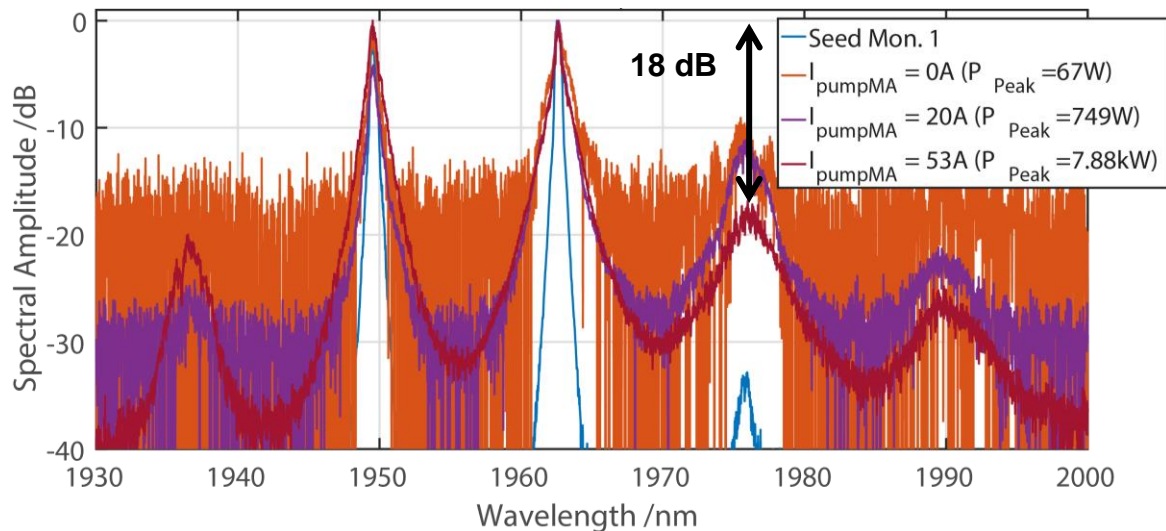


Figure IV.20 : Les spectres mesurés en sortie de l'étage d'amplification principale pour une valeur de  $\Delta\lambda$  de 13 nm,  $F_{\text{rép}}$  de 51,6 kHz (PP 30) et une puissance signal injecté de 48 mW mesurée après (Lens 1). En bleu le spectre mesuré en sortie de l'oscillateur (Monitor 1) pour la même valeur de  $F_{\text{rép}}$ .

Enfin, nous pouvons remarquer que les performances de la source laser bi-fréquences en configuration en thêta ont été améliorées avec cet étage d'amplification principale. L'utilisation d'une FA-LPF dopée thulium avec un diamètre de cœur de 40  $\mu\text{m}$  permet de réduire les effets non-linéaires obtenus en sortie de l'étage de pré-amplification. Le niveau des puissances crêtes ont été autour de 15 fois améliorées, en gardant un contraste de signal sur bruit supérieur à 15 dB. Ces performances sont intéressantes pour la génération des ondes THz par DFG en utilisant un cristal NL. Malheureusement, et comme j'ai indiqué avant, nous n'avons pas pu poursuivre les mesures et réaliser des tests de génération des ondes THz à cause des problèmes de matériels rencontrés avec le système de détection des ondes THz. En comparant cette source avec notre source développée et présentée dans le chapitre III, nous remarquons qu'avec notre source nous avons obtenu les mêmes niveaux de puissance crête, avec un bon contraste de signal sur bruit ( $> 15$  dB). En revanche, l'avantage de la cavité en thêta qu'une puissance moyenne autour de quelques watts (entre 1,6 W et 4 W) a été obtenue, ce qui permet d'obtenir une puissance moyenne THz plus élevée qu'avec notre source qui génère une puissance moyenne autour de 300 mW. Ainsi que la cavité en thêta est électroniquement accordable, alors que notre source est mécaniquement accordable. Cependant, notre source est continuellement accordable et permet d'obtenir des niveaux de puissance crête élevés sans aucun étage d'amplification, ce qui n'est pas le cas pour la cavité en thêta où l'accordabilité est obtenue par saut et nécessite deux étages d'amplifications pour atteindre des puissances crêtes de plusieurs kW.

### IV.3. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, et dans le cadre du projet TERATUNE, le fonctionnement mono-fréquence et bi-fréquences de la source laser impulsionnelle bi-fréquences accordable développée par notre partenaire à l'IPHT-Jena en Allemagne a été présenté en détails. Cette source est accordable par saut pour une valeur de  $\Delta\lambda$  entre 2 nm et 79 nm. Ensuite, les résultats obtenus après ma mission en Allemagne afin d'améliorer les performances de la cavité en thêta ont été présentés. En remplaçant la fibre commerciale de l'étage de pré-amplification (Nufern) de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur par notre fibre de 20  $\mu\text{m}$  de diamètre du cœur, nous

avons pu améliorer le niveau de la puissance crête obtenue (1,95 kW à la place de 0,35 kW). Ainsi, un contraste de signal sur bruit plus élevé de 14 dB a été obtenu à la place de 8 dB pour une valeur de  $\Delta\lambda = 8$  nm.

Enfin, un étage d'amplification principal en espace libre a été réalisé à notre institut de recherche Xlim afin d'améliorer significativement les performances de la cavité laser en thêta. Une FA-LPF dopée thulium ayant un diamètre de cœur de 40  $\mu\text{m}$  et une longueur de 55 cm a été utilisée avec une pompe de 35 W pour amplifier le signal obtenu en sortie de la cavité en thêta. Cet étage d'amplification nous a permis de bien améliorer les performances de cette source laser, en diminuant le niveau du FWM et augmentant celui de la puissance crête obtenue. Une puissance crête de 7,88 kW avec un contraste de signal sur bruit de 18 dB ont été obtenus pour une valeur de  $\Delta\lambda = 13$  nm. Alors nous avons obtenu une puissance crête autour de 22 fois plus grande que celle obtenue en sortie de l'étage de pré-amplification en utilisant la fibre commerciale.

## Conclusion Générale

---

L'objet de ma thèse était le développement de lasers à fibres dopées thulium bi-fréquences largement accordables et à impulsions synchrones compatibles pour la génération d'ondes THz par DFG en utilisant un cristal non-linéaire. Ce travail de thèse s'est inscrit dans le cadre du projet TERATUNE en partenariat avec l'IPHT à Jena en Allemagne et qui a pour but de réaliser une source THz puissante et largement accordable par DFG. La technique de DFG nécessite des sources lasers adaptées émettant des impulsions de l'ordre de quelques nanoseconde (ns) avec des puissances crêtes de plusieurs kilowatts (kW) et une bonne qualité de faisceau émis pour pomper le cristal non-linéaire efficacement. La maîtrise du spectre, de l'allure temporelle des impulsions et de la polarisation a été primordiale dans les choix réalisés. De plus, un accord de l'écart entre les deux longueurs d'onde émise par la source de pompage permet de générer des ondes THz accordables.

Les lasers à fibre combinent plusieurs avantages par rapport aux autres types des lasers, ils sont de bons candidats pour développer des sources lasers puissantes avec une excellente qualité de faisceau émis et une bande de gain étendue qui permet d'accorder la longueur d'onde émise sur une large bande spectrale. Le chapitre I de ce manuscrit a été mis à profit pour présenter différentes méthodes permettant l'accordabilité en longueur d'onde de ces lasers, comme les réseaux de diffractions, les FBGs et les VBGs. La méthode la mieux adaptée aux caractéristiques recherchées de la source laser à développer dans le cadre de ma thèse s'est avéré être l'utilisation de VBGs qui profitent d'un seuil de dommage élevé, d'une bande d'accordabilité étendue par rotation du VBG. L'utilisation de plusieurs VBGs en configuration en cascade est de plus possible afin d'obtenir une réflexion de multiples raies spectrales. Pour contourner les limitations introduites par les effets non-linéaires, des structures des fibres à très larges cœurs (les fibres microstructurées) ont été proposées, développées, mises en œuvre et comparées afin de rechercher les meilleures performances en termes de niveaux de puissances moyennes et crêtes. Une structure de fibre rigide, dite à large pitch (FA-LPF) et à motif complètement aperiodique a été proposée afin d'améliorer les performances. L'utilisation d'une FA-LPF permet d'atteindre des puissances moyennes et crêtes élevées et de repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires en travaillant avec une fibre courte à large dimension de cœur.

Dans le second chapitre de ce manuscrit, la fabrication d'une fibre dopée thulium à double gaine et à maintien de polarisation par la méthode REPUSIL a été détaillée (PM-DC-TDF). Cette fibre dont la dimension du cœur avoisine 20  $\mu\text{m}$  a été caractérisée en configuration laser en utilisant un miroir à large bande hautement réfléchissant dans un premier temps afin d'estimer son efficacité. Ensuite, les deux VBGs choisis pour sélectionner les deux longueurs d'onde d'émission de notre source laser ont été caractérisés en régime continu tour à tour et simultanément en cavité laser dans le but de déterminer l'extension maximale de la plage d'accordabilité que cette configuration permet d'atteindre. Un laser à fibre bi-fréquences largement accordable (1 nm – 144 nm) a été réalisé avec une puissance supérieure de 4,5 W, un bon contraste signal sur bruit ( $\sim 45$  dB) et une largeur spectrale inférieure à 0,1 nm. La stabilité de ce laser a été vérifiée avec un OSA et deux photodiodes, montrant une instabilité inférieure à 1 dB (10%).

Dans le troisième chapitre, la méthode de déclenchement (Q-switch) a été introduite, tout comme le principe de fonctionnement d'un modulateur acousto-optique. Des tests en régime déclenché ont été réalisés en utilisant la PM-DC-TDF, où différents problèmes ont été



rencontrés liés aux réflexions parasites à cause de la difficulté à contrôler la qualité des faces clivées. Ensuite, la fabrication et la caractérisation d'une FA-LPF dopée thulium à plus grand diamètre du cœur (40  $\mu\text{m}$ ) ont été présentées pour remplacer l'ancienne fibre et résoudre à la fois les problèmes d'effets lasers parasites et d'apparition des effets non-linéaires. Cette nouvelle fibre a été caractérisée en régime déclenché en utilisant d'abord un miroir hautement réfléchissant et ensuite avec un VBG où un accord de 120 nm de la longueur d'onde a été obtenu. Enfin, une source déclenchée bi-fréquences accordable a été développée en insérant les deux VBGs simultanément dans la cavité laser. Une puissance crête supérieure à 8 kW et une durée d'impulsion autour de 26 ns ont été obtenues indépendamment de la valeur de  $\Delta\lambda$  (de 3,8 nm jusqu'à 120nm) pour une fréquence de répétition de 1 kHz. Un contraste supérieur à 20 dB a été obtenu limité par les pics parasites générés par le FWM pour les valeurs de  $\Delta\lambda$  inférieures à 45 nm. La largeur spectrale des raies lasers mesurée à 3 dB du maximum a été inférieure à 0,3 nm. Enfin, la stabilité temporelle et spectrale du système global a été aussi mesurée et vérifiée. Cette configuration laser en espace libre s'est montrée bien adaptée pour la réalisation des sources lasers largement accordable à fortes puissances moyennes/crêtes.

Dans le dernier chapitre, la source laser fibrée impulsionnelle bi-fréquences accordable entre nm et 79 nm développée par notre partenaire à l'IPHT-Jena en Allemagne a été présentée et discutée en détails. Ensuite, la fibre commerciale utilisée pour réaliser un étage de pré-amplification a été remplacée par notre fibre PM-DC-TDF afin de limiter le niveau du FWM et d'augmenter la puissance crête obtenue. En utilisant notre fibre, nous avons amélioré les performances de la cavité en thêta pour obtenir une puissance crête de 1,95 kW avec un contraste de signal sur bruit de 14 dB pour une  $\Delta\lambda$  de 8 nm (0,35 kW et 8 dB obtenus, respectivement, avec la fibre commerciale). Enfin, la fibre FA-LPF dopée thulium de 40  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur a été utilisée pour réaliser un étage d'amplification en espace libre afin d'approfondir l'amélioration des performances de la cavité en thêta. Cet étage d'amplification nous a permis d'obtenir une puissance crête supérieur à 7 kW avec un contraste de signal sur bruit supérieur à 14 dB. Ces résultats confirment que l'utilisation d'une fibre à large diamètre de cœur permet de limiter les effets non-linéaires dans la fibre et donc d'améliorer les performances de la source laser réalisée.

Plusieurs perspectives à mon travail de thèse sont envisageables pour améliorer les performances de notre source laser impulsionnelle bi-fréquences développée qui est bien adaptée pour la génération des ondes THz. Un étage d'amplification peut être réalisé en utilisant une FA-LPF dopée thulium avec une dimension de cœur plus large (50 à 60  $\mu\text{m}$  par exemple) pompée à 790nm avec une nouvelle diode de pompe puissante (400 W) reçue dernièrement par notre équipe. Cela permet de générer des impulsions plus puissantes et de supprimer ou réduire le phénomène du FWM dégradant l'émission spectrale de la source laser par l'apparition des pics lasers parasites qui diminuent le contraste signal sur bruit. Ainsi, des tests de génération des ondes THz puissantes et accordables sont désormais possibles en pompant un cristal non-linéaire avec les impulsions synchrones générées par notre source laser ou en sortie de l'étage d'amplification de la source en configuration en thêta.



## Références bibliographiques

---

- [Agrawal, 2005]** : G. P. Agrawal, *“Lightwave technology: Telecommunication systems”*, John Wiley, New York, USA, (2005).
- [Agrawal, 2013]** : G. P. Agrawal, *“Nonlinear Fiber Optics”*, 5<sup>th</sup> Edition, Academic Press, New York, USA, (2013).
- [Ahmad, 2019]** : H. Ahmada, M.Z. Samiona, K. Thambiratnama, M. Yasinc, “Widely Tunable Dual-Wavelength Thulium-doped fiber laser Operating in 1.8-2.0  $\mu\text{m}$  Region”, *Optik*, Vol. 179, p. 76, (2019).
- [Alkeskjold, 2011]** : T. T. Alkeskjold, M. Laurila, L. Scolari, and J. Broeng, *“Single-mode ytterbium-doped large-mode-area photonic bandgap rod fiber amplifier”*, *Opt. Exp.*, Vol. 19, No. 8, p. 7398, (2011).
- [Beier, 2016]** : F. Beier, C. Hupel, J. Nold, S. Hein, J. Ihring, B. Sattler, N. Haarlammert, T. Schreiber, R. Eberhardt and A. Tünnermann, *“Narrow linewidth, single mode 3 kW average power from a directly diode pumped ytterbium-doped low NA fiber amplifier”*, *Opt. Exp.* Vol. 24, No. 6, (2016).
- [Birks, 1997]** : T. A. Birks, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, *“Endlessly single-mode photonic crystal fiber”*, *Opt. Lett.*, Vol. 22, No. 13, p. 961, (1997).
- [Broer, 1993]** : M. Broer et al., *“Highly nonlinear near-resonant photodarkening in a thulium-doped aluminosilicate glass fiber”*, *Opt. Lett.* Vol. 18, No. 10, p. 799, (1993).
- [Böhme, 2012]** : S. Böhme, S. Fabian, T. Schreiber, R. Eberhardt and A. Tünnermann, *“End cap splicing of photonic crystal fibers with outstanding quality for high power applications”*, *Proceedings of SPIE 8244*, (2012).
- [Brooks, 2006]** : C.D. Brooks, and F. D. Teodoro, *“Multimegawatt peak-power, single-transversemode operation of a 100  $\mu\text{m}$  core diameter, Yb-doped rodlike photonic crystal fiber amplifier”*, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 89, (2006).
- [Brown, 2001]** : D. C. Brown and H. J. Hoffman, *“Thermal, stress, and thermo-optic effects in high average power double-clad silica fiber lasers”*, *IEEE Journal of Quant. Electron.* Vol. 37 No. 2, (2001).
- [Darwich, 2016]** : D. Darwich, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoît, J-L. Auguste, S. Grimm, J. Kobelke, A. Schwuchow, K. Schuster and P. Roy, *“50,4% slope efficiency thulium-doped large-mode-area fiber laser fabricated by powder technology”*, *Opt. Lett.* Vol. 41, No. 2, (2016).
- [Darwich, 2017]** : D. Darwich, *“Gestion des effets thermiques dans des fibres actives à très grande aire modale pour la montée en puissance des sources laser à 2  $\mu\text{m}$ ”*, *Optique / photonique*. Université de Limoges, (2017).
- [Dauliat, 2012]** : R. Dauliat, D. Gaponov, R. Jamier, S. Grimm, K. Schuster, and P. Roy, *“Laser efficace à fibre dopée thulium synthétisée par frittage et vitrification de poudres dopées”*, in *Journées Nationales de l’Optique Guidée (31<sup>ème</sup> édition)*, (2012).
- [Dauliat, 2013]** : R. Dauliat, D. Gaponov, A. Benoit, F. Salin, K. Schuster, R. Jamier, and P. Roy, *“Inner cladding microstructuring based on symmetry reduction for improvement of singlemode robustness in VLMA fiber”*, *Opt. Exp.*, Vol. 21, No. 16, p. 18927, (2013).

- [Dauliat, 2015]** : R. Dauliat, D. Darwich, A. Benoît, R. Jamier, S. Grimm, K. Schuster, F. Salin, and P. Roy, “*All-solid aperiodic large pitch fibers for operation in high power regime*”, IEEE 17<sup>th</sup> International Conf. on Transparent Optical Network, Mo.C6;5, (2015).
- [Degtiarev, 2000]** : E. N. Degtiarev, A. R. Geiger, and R. D. Richmond, “*Compact dual wavelength 3.30—3.47- $\mu$ m DIAL lidar*”, in Chemical and Biological Sensing, Proceedings of SPIE Vol. 4036 (2000).
- [Deloach, 1993]** : L. D. Deloach, S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway and W. F. Krupke, “*Evaluation of absorption and emission properties of Yb<sup>3+</sup> doped crystals for laser applications*”, IEEE Journal of Quant. Electron., Vol. 29, No. 4, p. 1179, (1993).
- [Devautour, 2009]** : M. Devautour, P. Roy, S. Février, C. Pedrido, F. Sandoz, and V. Romano, “*Nonchemical-vapor deposition process for fabrication of highly efficient yb-doped large core fibers*”, App. Opt., Vol. 48, No. 31, (2009).
- [Digonnet, 2001]** : F. M. Digonnet “*Rare-Earth-Doped fiber lasers and amplifiers*”, Edition Press CRC, (2001).
- [Dobroiu, 2018]** : A. Dobroiu, R. Wakasugi, Y. Shirakawa, S. Suzuki et M. Asada, “*Absolute and Precise Terahertz-Wave Radar Based on an Amplitude-Modulated Resonant-Tunneling Diode Oscillator*”, Photonics, Vol. 5, No. 52, (2018).
- [Dong, 1995]** : L. Dong, J. L. Archambault, L. Reekie, P. St. J. Russell and D. N. Payne, “*Photoinduced absorption change in germanosilicate preforms : evidence for the color-center model of photosensitivity*”, Appl. Opt. Vol. 34, No. 18, p. 3436, (1995).
- [Dreyhaupt, 2006]** : A. Dreyhaupt, S. Winnerl et M. Helm, “*Optimum excitation conditions for the generation of high-electric-field terahertz radiation from an oscillator-driven photoconductive device*”, Opt. Lett., Vol. 31, No. 10, (2006).
- [Eichhorn, 2007]** : M. Eichhorn, and S. D. Jackson, “*High-pulse-energy actively Q-switched Tm<sup>3+</sup>-doped silica 2  $\mu$ m fiber laser pumped at 792 nm*”, Opt. Lett., Vol. 32, No. 19, P. 2780, (2007).
- [Eidam, 2011]** : T. Eidam, C. Wirth, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, “*Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifier*”, Opt. Exp., Vol. 19, No. 14, p. 13218, (2011).
- [Engholm, 2009]** : M. Engholm, P. Jelger, F. Laurell, and L. Norin, “*Improved photodarkening resistivity in ytterbium-doped fiber lasers by cerium codoping*”, Opt. Lett., Vol. 34, No. 8, p. 1285, (2009).
- [Fan, 2003]** : Y.-X. Fan, F.-Y. Lu, S.-L. Hu, K.-C. Lu, H.-J. Wang, G.-Y. Zhang, and X.-Y. Dong, “*Narrow-linewidth widely tunable hybrid q-switched double-clad fiber laser*”, Opt. Lett., Vol. 28, No. 7, p. 537, (2003).
- [Faure, 2005]** : B. Faure, “*Fabrication et caractérisation de fibres optiques en silice dopées au thulium : Influence de l’environnement des terres rares sur l’amplification dans la bande S*”, Université Nice Sophia Antipolis, (2005).
- [Firth, 2010]** : G. P. Frith et D. G. Lancaster, “*Power scalable and efficient 790-nm pumped Tm<sup>3+</sup>-doped fiber lasers*”, in Lasers and Applications in Science and Engineering, p. 610208–610208, (2006).

- [Gaida, 2013]** : C. Gaida, M. Gebhardt, P. Kadwani, L. Leick, J. Broeng, L. Shah, and M. Richardson, “*Amplification of nanosecond pulses to megawatt peak power levels in Tm<sup>3+</sup>-doped photonic crystal fiber rod*”, Opt. Lett., Vol. 38, No. 5, p. 691, (2013).
- [Gottschall, 2015]** : T. Gottschall, T. Meyer, M. Schmitt, J. Popp, J. Limpert, and A. Tünnermann, “*Four-wave-mixing-based optical parametric oscillator delivering energetic, tunable, chirped femtosecond pulses for non-linear biomedical applications*”, Opt. Exp., Vol. 23, No. 18, p. 23968, (2015).
- [Guan, 2002]** : B.-O. Guan, H.-Y. Tam, H. L. Chan, X.-Y. Dong, C.-L. Choy, and M. S. Demokan, “*Temperature-tuned Erbium-doped fiber ring laser with polymer-coated fiber grating*”, Optics Communications, Vol. 202, p. 331, (2002).
- [Jackson, 2003]** : S. D. Jackson and S. Mossman, “*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*”, Appl. Opt., Vol. 42, No. 15, p. 2702-2707, (2003).
- [Hirayama, 2015]** : H. Hirayama, W. Terashima, T.-T. Lin et M. Sasaki, “*Recent progress and future prospects of THz quantum-cascade lasers*”, Proc. SPIE 9382, Novel In-Plane Semiconductor Lasers XIV, p. 938217, (2015).
- [Hoffman, 2007]** : M. C. Hoffmann, K.-L. Yeh, J. Hebling et K. A. Nelson, “*Efficient terahertz generation by optical rectification at 1035 nm*”, Opt. Express, Vol. 15, No. 18, p. 117, (2007).
- [Jackson, 2004]** : S. D. Jackson “*Cross relaxation and energy transfer upconversion processes relevant to the functioning of 2 μm Tm<sup>3+</sup>-doped silica fibre lasers*”, Opt. Commun., Vol. 230, p. 197-203, (2004).
- [Jain, 2015]** : D. Jain, Y. Jung, P. Barua, S. Alam, et J. K. Sahu, “*Demonstration of ultra-low NA rare-earth doped step index fiber for applications in high power fiber lasers*”, Optics Express, vol. 23, no 6, p. 7407, mars 2015.
- [Jansen, 2010]** : F. Jansen, F. Stutzki, H.-J. Otto, M. Baumgartl, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “*The influence of index-depressions in core-pumped Yb-doped large pitch fibers*”, Opt. Exp., Vol. 18, No. 26, p. 26834, (2010).
- [Jansen, 2011]** : F. Jansen, F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “*Avoided crossings in photonic crystal fibers*”, Opt. Exp., Vol. 19, No. 14, p. 13578, (2011).
- [Jansen, 2012]** : F. Jansen, F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “*High-power very large mode-area thulium-doped fiber laser*”, Opt. Lett., Vol. 37, No. 21, p. 4546, (2012).
- [Jelger, 2010]** : P. Jelger, M. Engholm, L. Norin, and F. Laurell, “*Degradation-resistant lasing at 980 nm in a Yb/Ce/Al-doped silica fiber*”, Journal Opt. Soc. Am. B, Vol. 27, No. 2, p. 338, (2010).
- [Johansen, 2013]** : M. M. Johansen, K. R. Hansen, M. Laurila, T. T. Alkeskjold, and J. Lægsgaard, “*Estimating modal instability threshold for photonic crystal rod fiber amplifiers*”, Opt. Exp., Vol. 21, No. 13, p. 15409, (2013).
- [Jørgensen, 2012]** : M. M. Jørgensen, S. R. Petersen, M. Laurila, J. Lægsgaard, et T. T. Alkeskjold, “*Optimizing single mode robustness of the distributed modal filtering rod fiber amplifier*”, Optics Express, Vol. 20, No. 7, p. 7263, (2012).

- [Knight, 1996]** : J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell and D. M. Atkin “*All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding*”, *Opt. Lett.*, Vol. 21, No. 19, (1996).
- [Koponen, 2006]** : J. J. Koponen, M. J. Söderlund and H. J. Hoffman, “*Measuring photodarkening from single-mode ytterbium doped silica fibers*”, *Opt. Exp.*, Vol. 14, No. 24, p. 11539, (2006).
- [Koska, 2016]** : P. Koska, Peterka and V. Doya, “*Numerical modeling of pump absorption in coiled and twisted double-clad fibers*”, *IEEE Journal of Quant. Electron.*, Vol. 22, No. 2, (2016).
- [Kuhlmey, 2002]** : B. T. Kuhlmey, R. C. McPhedran, and C. M. de Sterke, “*Modal cutoff in microstructured optical fibers*”, *Opt. Lett.*, Vol. 27, No 19, p. 1684, (2002).
- [Laurila, 2011]** : M. Laurila, J. Saby, T. T. Alkeskjold, L. Scolari, B. Cocquelin, F. Salin, J. Broeng, and J. Lægsgaard, “*Q-switching and efficient harmonic generation from a single-mode LMA photonic bandgap rod fiber laser*”, *Opt. Exp.*, Vol. 19, No. 11, p. 10824, (2011).
- [Laurila, 2012]** : M. Laurila, M. M. Jørgensen, K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng, and J. Laegsgaard, “*Distributed mode filtering rod fiber amplifier delivering 292W with improved mode stability*”, *Opt. Exp.*, Vol. 20, No. 5, p. 5742, (2012).
- [Leconte, 2015]** : B. Leconte, B. Cadier, H. Gilles, S. Girard, T. Robin, and M. Laroche, “*CW and Q-switched tunable Neodymium fiber laser sources at short IR wavelengths near 900nm*”, in *Advanced Solid State Lasers Conference, AW2A.3*, (2015).
- [Leconte, 2019]** : B. Leconte, M.-A. Malleville, R. Dauliat, R. Du Jeu, R. Jamier; A. Schwuchow, K. Schuster, F. Mazeas, L. Labonté, S. Tanzilli, and P. Roy, “*Thermally resilient depressed-index core fully-aperiodic-large-pitch fiber for high average power operation*”, *Proceedings of SPIE 10897*, 10897-24, (2019).
- [Leich, 2011]** : M. Leich, F. Just, A. Langner, M. Such, G. Schötz, T. Eschrich, and S. Grimm, “*Highly efficient Yb-doped silica fibers prepared by powder sinter technology*”, *Opt. Lett.*, Vol. 36, No. 9, p. 1557, (2011).
- [Leong, 2015]** : K. M. K. H. Leong, X. Mei, W. Yoshida, P.-H. Liu, Z. Zhou, M. Lange, L.-S. Lee, J. G. Padilla, A. Zamora, B. S. Gorospe, K. Nguyen et W. R. Deal, “*A 0.85 THz Low Noise Amplifier Using InP HEMT Transistors*”, *IEEE Microwave And Wireless Components Lett.*, Vol. 25, No. 6, (2015).
- [Leproux, 2001]** : P. Leproux, S. Février, V. Doya, P. Roy, and D. Pagnoux, “*Modeling and Optimization of Double-Clad Fiber Amplifiers Using Chaotic Propagation of the Pump*”, *Optical Fiber Techn.*, Vol. 7, No. 4, p. 324-339, (2001).
- [Li, 2015]** : F. Li, H. Zhu and Y. Zhang, “*High-power widely tunable Q-switched thulium fiber lasers*”, *Laser Phys. Lett.*, Vol. 12, No. 9, (2015).
- [Limpert, 2005-a]** : J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönninger, F. Salin, F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, and others, “*High-power rod-type photonic crystal fiber laser*”, *Opt. Exp.*, Vol. 13, No. 4, p. 1055, (2005).
- [Limpert, 2005-b]** : J. Limpert, N. Deguil-Robin, S. Petit, I. Manek-Honninger, F. Salin, P. Rigail, C. Honninger, and E. Mottay, “*High power Q-switched Yb-doped photonic crystal fiber laser producing sub-10 ns pulses*”, *Appl. Phys.*, Vol. 81, p. 19, (2005).

- [Limpert, 2006]** : J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, A. Tünnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault, and F. Salin, “*Extended single-mode photonic crystal fiber lasers*”, *Opt. Exp.*, Vol. 14, No. 7, p. 2715, (2006).
- [Limpert, 2012]** : J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, and A. Tünnermann, “*Yb-doped large-pitch fibres: effective single-mode operation based on higherorder mode delocalization*”, *Light Science & Appl.*, Vol. 1, No 4, (2012).
- [Liu, 2007]** : H.-B. Liu, H. Zhong, N. Karpowicz, Y. Chen, and X.-C. Zhang, “*Terahertz Spectroscopy and Imaging for Defense and Security Applications*”, *Proceedings of the IEEE*, Vol. 95, No. 8, (2007).
- [Malleville, 2017]** : M-A. Malleville, R. Dauliat, A. Benoît, B. Leconte, D. Darwich, R. du Jeu, R. Jamier, K. Schuster and P. Roy, “*Experimental study of the mode instability onset threshold in high-power FA-LPF lasers*”, *Opt. Lett.*, Vol. 42, No. 24, p. 5230, (2017).
- [Malleville, 2018]** : M-A. Malleville, R. Dauliat, A. Benoît, B. Leconte, D. Darwich, R. du Jeu, R. Jamier, A. Schwuchow, K. Schuster, and P. Roy, “*Experimental investigation of the transverse modal instabilities onset in high power Fully-Aperiodic Large-Pitch Fiber lasers*”, *Proceedings of SPIE 10512*, 10512-5, (2018).
- [Malleville, 2019]** : M.-A. Malleville, B. Leconte, W. Renard, R. Dauliat, R. Du Jeu, R. Jamier, A. Schwuchow, K. Schuster, and P. Roy, “*Burn-in testing in high-power Fully-Aperiodic-Large-Pitch Fiber amplifiers*”, *Proceedings of SPIE 10897*, 10897-05, (2019).
- [McComb, 2010]** : T. S. McComb, R. A. Sims, C. C. C. Willis, P. Kadwani, V. Sudesh, L. Shah, and M. Richardson, “*High-power widely tunable thulium fiber lasers*”, *Appl. Opt.*, Vol. 49, No. 32, p. 6236, (2010).
- [Mei, 2016]** : J. Mei, K. Zhong, M. Wang, Y. Liu, D. Xu, W. Shi, Y. Wang, J. Yao, R. A. Norwood, and N. Peyghambarian, “*Widely-tunable high-repetition-rate terahertz generation in GaSe with a compact dual-wavelength KTP OPO around 2  $\mu\text{m}$* ”, *Opt. Exp.* Vol. 24, No. 20, p. 23368, (2016).
- [Min, 2007]** : J. Min and T. Parviz “*Stable 10 ns, kilowatt peak-power pulse generation from a gain-switched Tm-doped fiber laser*”, *Opt. Lett.*, Vol. 32, p. 1797, (2007).
- [Moulton, 2009]** : P. F. Moulton, G. A. Rines, E. V. Slobodtchikov, K. F. Wall, G. Frith, B. Samson, A. L. G. Carter, “*Tm-Doped Fiber Lasers: Fundamentals and Power Scaling*”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 15, no 1, p. 85-92, janv. 2009.
- [Nagel, 2002]** : M. Nagel, P. H. Bolivar, M. Brucherseifer, H. Kurz, A. Bosserhoff, and R. Buttner, “*Integrated THz technology for label-free genetic diagnostics*”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 80, No. 1, p. 154, (2002).
- [Nicholson, 2008]** : J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran, and S. Ghalmi, “*Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers*”, *Opt. Exp.*, Vol. 16, No. 10, p. 7233, (2008).
- [Nilsson, 2004]** : J. Nilsson, W. Clarkson, R. Selvas, J. Sahu, P. Turner, S.-U. Alam, and A. Grudinin, “*High power wavelength-tunable cladding-pumped rare-earth-doped silica fiber lasers*”, *Optical Fiber Techn.*, Vol. 10, p. 5, (2004).
- [Norman, 2007]** : S. Norman and M. N. Zervas, “*Fiber lasers prove attractive for industrial applications*”, *Laser Focus World*, Vol. 43, No. 8, (2007).

- [Otto, 2014]** : H.-J. Otto, F. Stutzki, N. Modsching, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “2 kW average power from a pulsed Yb-doped rod-type fiber amplifier”, *Opt. Lett.*, Vol. 39, No. 22, p. 6446, (2014).
- [Poole, 1986]** : S. Poole, D. Payne, R. Mears, M. Fermann, and R. Laming, “Fabrication and characterization of low-loss optical fibers containing rare-earth ions”, *Journal of Lightwave Techn.*, Vol. 4, No. 7, p. 870, (1986).
- [Peterka, 2004]** : P. Peterka, B. Faure, W. Blanc, M. Karasek, and B. Dussardier, “Theoretical modelling of S-band thulium-doped silica fibre amplifiers”, *Optical and Quantum Electron.*, Vol. 36, No 1-3, p. 201, (2004).
- [Peterka, 2012]** : P. Peterka, B. Dussardier, W. Blanc, I. Kasik, and P. Honzatko, “Thulium-doped silica fibers with enhanced  $^3H_4$  level lifetime for fiber lasers and amplifiers”, in *IEEE 3rd International Conference on Photon.*, p. 56, (2012).
- [Qin, 2011]** : Q. Qin, J. L. Reno et Q. Hu, “MEMS-based tunable terahertz wire-laser over 330GHz”, *Opt. Lett.*, Vol. 36, No. 5, (2011).
- [Renard, 2012]** : W. Renard, “Etude et réalisation de sources lasers fibrées impulsives de forte puissance autour de 2  $\mu\text{m}$ ”, ONERA, (2012).
- [Réf. Figure I.2]** : Yukio Kawano - Harnessing the potential of terahertz waves, “[https://www.titech.ac.jp/english/research/stories/faces14\\_kawano.html](https://www.titech.ac.jp/english/research/stories/faces14_kawano.html)”
- [Réf. Figure I.4]** : Terahertz Technology, “<https://terahertztechnology.blogspot.com/>”.
- [Réf. Figure I.5]** : Photonics Physics, “<http://photonics.phys.strath.ac.uk/nonlinear-photonics/thz-generation>”.
- [Réf. Figure I.7]** : Clean Energy Wiki, “<http://cleanenergywiki.org/>”.
- [Réf. Figure I.12]** : Fiber Labs Inc., “<https://www.fiberlabs.com/glossary/fiber-laser/>”.
- [Rogers, 2008]** : A. J. Rogers, “Polarization in optical fibers”, Artech House, (2008).
- [Rothman, 2009]** : L. S. Rothman, I. E. Gordon, A. Barbe, D. Chris Benner, P. F. Bernath, M. Birk, V. Boudon, L. R. Brown, A. Campargue, J.-P. Champion, K. Chance, L. H. Coudert, V. Dana, V. M. Devi, S. Fally, J.-M. Flaud, R. R. Gamache, A. Goldman, D. Jacquemart, I. Kleiner, N. Lacome, W. J. Lafferty, J.-Y. Mandin, S. T. Massie, S. N. Mikhailenko, C. E. Miller, N. Moazzen-Ahmadi, O. V. Naumenko, A. V. Nikitin, J. Orphal, V. I. Perevalov, A. Perrin, A. Predoi-Cross, C. P. Rinsland, M. Rotger, M. Šimečková, M. A. H. Smith, K. Sung, S. A. Tashkun, J. Tennyson, R. A. Toth, A. C. Vandaele, and J. Vander Auwera, “The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database”, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 110, No 9, p. 533, (2009).
- [Russell, 2006]** : P. S. J. Russell, “Photonic-Crystal Fibers”, *Journal of Lightwave Techn.*, Vol. 24, No. 12, p. 4729, (2006).
- [Schuster, 2014]** : K. Schuster, S. Unger, C. Aichele, F. Lindner, S. Grimm, D. Litzkendorf, J. Kobelke, J. Bierlich, K. Wondraczek and H. Bartelt, “Material and technology trends in fiber optics”, *Advanced Optical Tech.*, Vol. 3, No. 4, (2014).
- [Shibata, 2018]** : Y. Shibata, C. Nagasawa, M. Abo, M. Inoue, I. Morino, and O. Uchino, “Comparison of CO<sub>2</sub> Vertical Profiles in the Lower Troposphere between 1.6  $\mu\text{m}$  Differential Absorption Lidar and Aircraft Measurements Over Tsukuba”, *Sensors*, Vol. 18, (2018).



- [Siegman, 1993]** : A. Siegman, “*Defining, measuring, and optimizing laser beam quality*”, in Proceedings of SPIE, Vol. 2, No. 1868, p. 4, (1993).
- [Smith, 2009]** : A. V. Smith, Bi. T. Do, G. R. Hadley, and R. L. Farrow, “*Optical damage limits to pulse energy from fibers*”, Journal of selected topics in quantum electronics, Vol. 15, No. 1, p.153, (2009).
- [Snitzer, 1961]** : E. Snitzer, “*Optical maser action of  $Nd^{3+}$  in a barium crown glass*”, Phys. Rev. Lett., Vol. 7, No. 12, (1961).
- [Stolen, 1982]** : R. H. Stolen and J. E. Bjorkholm, “*Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers*”, IEEE J. Quantum Electron. Vo. 18, No.7, p. 1062, (1982).
- [Stutzki, 2012]** : F. Stutzki, F. Jansen, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “*26 mJ, 130 W Q-switched fiber-laser system with near-diffraction-limited beam quality*”, Opt. Lett., Vol. 37, No. 6, p. 1073, (2012).
- [Stutzki, 2013]** : F Stutzki, F. Jansen, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “*2.4 mJ, 33 W Q-switched Tm-doped fiber laser with near diffraction-limited beam quality*”, Opt. Lett., Vol. 38, No. 2, (2013).
- [Teodoro, 2005]** : F. D. Teodoro, and C. D. Brooks, “*Multistage Yb-doped fiber amplifier generating megawatt peak-power, subnanosecond pulses*”, Opt. Lett., Vol. 30, No. 24, p. 3299, (2005).
- [Tiess, 2017]** : T. Tiess, M. Becker, M. Rothhardt, H. Bartelt, and M. Jäger, “*Independently tunable dual-wavelength fiber oscillator with synchronized pulsed emission based on a theta ring cavity and a fiber Bragg grating array*”, Opt. Exp., Vol. 25, p. 26393, (2017).
- [Tiess, 2018]** : T. Tiess, “*Tunable Fiber Lasers based on fiber Bragg grating arrays and a Theta Ring Cavity*”, Université de Jena, (2018).
- [Wadsworth, 2001]** : W. J. Wadsworth, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, “*Large-mode area photonic crystal fiber laser*”, in CLEO, paper CWC1, USA (2001).
- [Wang, 2010]** : F. Wang, D. Shen, D. Fan, and Q. Lu, “*Widely tunable dual-wavelength operation of a high-power Tm: fiber laser using volume Bragg gratings*”, Opt. Lett., Vol. 35, No. 14, p. 2388, (2010).
- [Williams, 2006]** : B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu et J.L. Reno, “*High-power terahertz quantum-cascade lasers*”, Electron. Lett., Vol. 42, No. 2, (2006).
- [Woolard, 2002]** : D. L. Woolard, T. R. Globus, B. L. Gelmont, M. Bykhovskaia, A. C. Samuels, D. Cookmeyer, J. L. Hesler, T. W. Crowe, J. O. Jensen, J. L. Jensen, and W. R. Loerop, “*Submillimeter-wave phonon modes in DNA macromolecules*”, Phys. Rev., Vol. 65, 051903, (2002).
- [Xu, 2016]** : W. Xu, Z. Lin, M. Wang, S. Feng, L. Zhang, Q. Zhou, D. Chen, L. Zhang, S. Wang, C. Yu, et L. Hu, “*50  $\mu\text{m}$  core diameter  $Yb^{3+}/Al^{3+}/F^-$  codoped silica fiber with  $M^2 < 1.1$  beam quality*”, Optics Letters, Vol. 41, No. 3, p. 504, (2016).
- [Yang, 2016]** : S.-H. Yang et M. Jarrahi, “*High-Power Continuous-Wave Terahertz Generation through Plasmonic Photomixers*”, IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS), 16226272, (2016).
- [Yan, 2017]** : D. Yan, Y. Wang, D. Xu, P. Liu, C. Yan, J. Shi, H. Liu, Y. He, L. Tang, J. Feng, J. Guo, W. Shi, K. Zhong, Y. H. Tsang, and J. Yao, “*High-average-power, high-repetition-rate*

*tunable terahertz difference frequency generation with GaSe crystal pumped by 2  $\mu\text{m}$  dual-wavelength intracavity KTP optical parametric oscillator*”, Photon. Research, Vol.5, No. 2, p. 82, (2017).



## Abréviations

---

**DIAL** : differential Absorption Lidar

**LIDAR** : light detection and ranging

**DFG** : generation par difference de fréquence

**OPO** : optical parametric oscillator

**ON** : ouverture numérique

**SMF** : fiber monomode

**MMF** : fiber multimode

**PM** : maintien de polarisation

**Nd<sup>3+</sup>** : ions néodyme

**Al<sup>3+</sup>** : ions aluminium

**Tm<sup>3+</sup>** : ions thulium

**Yb<sup>3+</sup>** : ions ytterbium

**Er<sup>3+</sup>** : ions erbium

**FBG** : fibre à réseau de Bragg

**HR** : hautement réfléchissant

**PR** : partiellement réfléchissant

**FWM** : mélange à quatre ondes

**LMA** : fibre à large aire modale

**MCVD** : dépôt en phase vapeur modifiée

**VBG** : réseau de Bragg en volume

**LPF** : fibre à large pitch

**FA-LPF** : fibre à large pitch complètement apériodique

**IMT** : instabilités modales transverses

**DC** : fibre à double gaine

**TDF** : fibre dopée thulium

**OSA** : analyseur de spectre optique

**ASE** : émission spontanée amplifiée

**AOM** : modulateur acousto-optique

**RF** : radiofréquence

**MFD** : diamètre du champ du mode



## Contribution scientifique

---

### Publications dans des revues internationales à comité de lecture

1. **M. Sabra**, B. Leconte, R. Dauliat, D. Darwich, T. Tiess, A. Schwuchow, R. Jamier, G. Humbert, K. Wondraczek, M. Jager, and P. Roy, "Widely tunable Q-switched dual-wavelength synchronous-pulsed Tm-doped fiber laser emitting in the 2  $\mu\text{m}$  region", *Opt. Lett.*, Vol. 44, No. 19, p. 4690, (2019).
2. **M. Sabra**, B. Leconte, D. Darwich, R. Dauliat, T. Tiess, R. Jamier, G. Humbert, M. Jager, K. Schuster, and Philippe Roy, "Widely Tunable Dual-Wavelength Fiber Laser in the 2  $\mu\text{m}$  Wavelength Range," *Journal of Lightwave Techn.*, Vol. 37, No. 10, p.2307, (2019).
3. D. Darwich, **M. Sabra**, R. du Jeu, M-A. Malleville, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoît, K. Schuster, and P. Roy, "140  $\mu\text{m}$  single-polarization passive fully-aperiodic large-pitch fibers operating near 2  $\mu\text{m}$ ", *Appl. Opt.*, Vol. 56, No. 33, p. 9221, (2017).

### Publications à des conférences internationales à comité de lecture

1. **M. Sabra**, B. Leconte, R. Dauliat, D. Darwich, R. Jamier, G. Humbert, K. Schuster, and P. Roy, "Tunable dual-wavelength laser in the 2  $\mu\text{m}$  region, based on a polarization-maintaining large mode area thulium-doped fiber", *Advanced Photonics Congress*, paper SoM3H.2, (2018).
2. D. Darwich, B. Leconte, R. Dauliat, **M. Sabra**, R. du Jeu, M.-A. Malleville, R. Jamier, F. Guty, C. Larat, E. Lallier, K. Schuster, and P. Roy, "Large mode-area thulium-doped fully aperiodic large-pitch fiber laser", *Advanced Photonics Congress*, paper SoW2H.4, (2018).
3. T. Tiess, **M. Sabra**, M. Becker, M. Rothhardt, G. Humbert, P. Roy, H. Bartelt, M. Jäger, "Dual-Wavelength fiber laser based on a theta ring cavity and an FBG array with tailored tuning range for THz generation", *Laser Congress (ASSL)*, paper JM5A.35, (2017).

### Publications à des conférences nationales à comité de lecture

1. **M. Sabra**, R. Dauliat, D. Darwich, G. Humbert et P. Roy, "Laser bi-fréquences à fibre dopée thulium", 37ème JNOG Limoges, (2017).
2. T. Tiess, **M. Sabra**, R. Dauliat, G. Humbert, M. Jager et P. Roy "Laser à fibre bi-fréquences impulsif et accordable en configuration thêta", 37ème JNOG Limoges, (2017).
3. D. Darwich, R. du Jeu, M-A. Malleville, **M. Sabra**, R. Dauliat, A. Benoît, R. Jamier, K. Schuster, G. Humbert et P. Roy, "Propagation à polarisation unique dans des fibres aperiodiques à large-pitch à très grande aire modale à 2  $\mu\text{m}$ ", 37ème JNOG Limoges, (2017).

## Développement de lasers à fibres thulium bi-fréquences à impulsions synchrones pour la réalisation de sources Térhertz.

---

Dans le cadre d'un projet collaboratif entre le laboratoire XLIM (UMR 7252 du CNRS et de l'Université de Limoges) et le laboratoire de recherche IPHT situé à Jena en Allemagne, mon projet de thèse consiste à développer un laser à fibre dopée thulium bi-fréquences largement accordable à impulsions synchrones pour la réalisation d'une source Térhertz puissante et accordable. Basé sur l'utilisation de deux réseaux de Bragg en volume (VBGs) et d'une fibre dopée thulium à double gaine et à maintien de polarisation (diamètre de cœur = 20  $\mu\text{m}$ ) fabriquée par la méthode REPUSIL, un laser mono-fréquence et bi-fréquences largement accordable a été réalisé et étudié en régime continu. Une accordabilité de 1nm à 144 nm a été obtenue avec une puissance supérieure à 4,5 W et un bon contraste signal sur bruit (~45 dB) et une largeur spectrale inférieure à 0,1 nm. En régime déclenché, un modulateur acousto-optique (AOM) a été utilisée en espace libre dans la cavité laser afin de générer les impulsions. La fibre à double gaine a été remplacée par une fibre dopée thulium à large cœur (40  $\mu\text{m}$ ) appelée FA-LPF pour repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires et travailler avec une fibre courte pour diminuer la durée d'impulsion et augmenter la puissance crête des impulsions obtenues. Une source déclenchée bi-fréquences largement accordable (de 3,8 nm jusqu'à 120nm) a été développée avec une puissance crête supérieure à 8 kW et une durée d'impulsion autour de 26 ns obtenues indépendamment de la valeur de  $\Delta\lambda$  pour une fréquence de répétition de 1 kHz. Un contraste supérieur à 20 dB a été obtenu limité par les pics parasites générés par le FWM pour les valeurs de  $\Delta\lambda$  inférieures à 45 nm. La largeur spectrale des raies lasers mesurée à 3 dB du maximum a été inférieure à 0,3 nm.

---

Mots-clés : laser à fibre dopée thulium, laser accordable, réseau de Bragg en volume, laser bi-fréquences, laser déclenché, modulateur acousto-optique.

## Development of synchronous pulsed dual-wavelength thulium fiber lasers for terahertz sources.

---

As part of a collaborative project between the XLIM laboratory (UMR 7252 of the CNRS and the University of Limoges) and the IPHT research laboratory located in Jena, Germany, my thesis project consists in the development of a widely tunable dual-wavelength synchronous pulsed thulium doped fiber laser for the realization of an efficient and tunable terahertz source. Based on the use of two volume Bragg gratings (VBGs) and a double-clad, polarization-maintaining thulium doped fiber (core diameter = 20  $\mu\text{m}$ ) manufactured by the REPUSIL method, a widely tunable single-wavelength laser and dual-wavelength laser has been realized and studied in continuous regime. A tunability of 1 nm to 144 nm was obtained with a power more than 4.5 W and a good signal-to-noise contrast (~ 45 dB) and a spectral linewidth less than 0.1 nm. In pulse regime, an acousto-optic modulator (AOM) was used in free space in the laser cavity to generate the pulses. The double-clad fiber has been replaced by a large-core thulium doped fiber (40  $\mu\text{m}$ ) called FA-LPF to fend off the threshold of non-linear effects and work with a short fiber to decrease the pulse duration and increase the peak power of the obtained pulses. A widely tunable (from 3.8 nm to 120 nm) Q-switched dual-wavelength synchronous-pulsed thulium-doped fiber laser was developed with a peak power more than 8 kW and a pulse duration around 26 ns obtained independently of the value of  $\Delta\lambda$  at 1 kHz of repetition rate. A contrast higher than 20 dB was obtained limited by the FWM peaks generated for  $\Delta\lambda$  values below 45 nm. The spectral linewidth of the laser measured at 3 dB of the maximum was less than 0.3 nm.

---

Keywords : thulium-doped fiber laser, tunable laser, volume Bragg grating, dual-wavelength laser, Q-switched laser, acousto-optic modulator.

