



**HAL**  
open science

# Laser à fibre à $2\ \mu\text{m}$ : étude de la montée en puissance d'une architecture monolithique en oscillateur unique fonctionnant en régimes continu et impulsionnel

Arnaud Motard

## ► To cite this version:

Arnaud Motard. Laser à fibre à  $2\ \mu\text{m}$  : étude de la montée en puissance d'une architecture monolithique en oscillateur unique fonctionnant en régimes continu et impulsionnel. Physique [physics]. Université de Bordeaux, 2022. Français. NNT : 2022BORD0159 . tel-03699231

**HAL Id: tel-03699231**

**<https://theses.hal.science/tel-03699231>**

Submitted on 20 Jun 2022

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

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

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

*Discipline : Lasers, Matière, Nanosciences*

Présentée et soutenue publiquement par

**Arnaud MOTARD**

le 29 avril 2022

**Laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$  : étude de la montée en puissance  
d'une architecture monolithique en oscillateur unique  
fonctionnant en régimes continu et impulsif**

Thèse dirigée par **Inka MANEK-HÖNNINGER**

### Composition du JURY

<b>Stéphane RANDOUX</b> , Professeur des Universités Laboratoire PhLAM, Université de Lille	<b>Président</b>
<b>Pierre BOURDON</b> , Directeur de Recherche ONERA, Palaiseau	<b>Rapporteur</b>
<b>Philippe ROY</b> , Directeur de Recherche CNRS Institut de Recherche XLIM, Limoges	<b>Rapporteur</b>
<b>Jean-Christophe DELAGNES</b> , Maître de Conférences Centre lasers intenses et applications (CELIA), Université de Bordeaux	<b>Examinateur</b>
<b>Anne HILDENBRAND-DHOLLANDE</b> , Docteure Institut franco-allemand de Recherches de Saint-Louis (ISL), Saint-Louis	<b>Examinatrice</b> Co-encadrante
<b>Inka MANEK-HÖNNINGER</b> , Professeure des Universités Centre lasers intenses et applications (CELIA), Université de Bordeaux	<b>Examinatrice</b> Directrice de thèse
<b>Sylvain BORDAIS</b> , Ingénieur R&D Keopsys by LUMIBIRD, Lannion	<b>Invité</b>
<b>Nicolas DALLOZ</b> , Docteur Institut franco-allemand de Recherches de Saint-Louis (ISL), Saint-Louis	<b>Invité</b> Co-encadrant







*À ma famille.*



---

# Remerciements

---

Ce travail de thèse a été réalisé à l'Institut franco-allemand de Recherches de Saint-Louis. Je tiens donc à remercier en premier lieu les directeurs de l'institut, Christian de Villemagne pour la France et successivement Thomas Czirwitzky et Michael Meinel pour l'Allemagne, de m'avoir accueilli dans d'excellentes conditions de travail et pour le renouvellement de la confiance qu'ils m'accordent en m'offrant la possibilité d'effectuer un post-doctorat. Mon travail a été effectué dans le cadre d'une collaboration entre l'ISL et le laboratoire CELIA de l'université de Bordeaux, auquel j'étais rattaché et dont je remercie aussi le directeur, Éric Mevel. Je suis également reconnaissant envers la DGA et le BAANBw qui ont soutenu financièrement cette thèse.

J'exprime toute ma gratitude à Pierre Bourdon et Philippe Roy d'avoir accepté de juger ce travail en assurant le rôle de rapporteur. Je les remercie sincèrement pour leurs remarques et leurs suggestions. Je remercie également Stéphane Randoux de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse. Enfin, mes remerciements s'adressent également à Jean-Christophe Delagnes qui m'a fait le plaisir d'être examinateur et à Sylvain Bordais d'avoir fait le déplacement pour assister à ma soutenance. J'ai eu plaisir à échanger avec chacun d'entre eux lors de ma soutenance.

Je tiens à remercier chaleureusement ceux sans qui cette thèse n'aurait pas vu le jour : ma directrice de thèse Inka Manek-Hönninger et mes deux encadrants Anne Dholande et Nicolas Dalloz, pour leur encouragement, leur disponibilité et leur sympathie. Il s'agit là d'un trio qui a merveilleusement bien fonctionné.

Je souhaite adresser mes plus vifs remerciements à mon encadrant officieux, Christophe Louot qui a été pour moi un soutien inextinguible. Je m'estime heureux et chanceux de pouvoir citer : ce n'est pas qu'un collègue que je remercie ici, mais un véritable ami.

Je salue amicalement tous les membres du groupe DPA de l'ISL que j'ai eu plaisir à côtoyer pour le travail ou pour des moments de détente ou de sport. J'associe également le groupe RIM, et notamment les « jeunes » dont il ne reste maintenant plus que de

## Remerciements

---

rare specimens!

Je remercie de tout mon cœur mes amis, ceux de l'institut et ceux d'ailleurs. Merci à ma famille de cœur, la Pifoufe, car même si on se voit que quelques fois par an on est toujours aussi proches. Merci à Benjamin, ou devrais-je dire M. Pythagore, pour les discussions profondes sur l'Univers et pour les parties de Brawl Stars endiablées! Et merci à Morgane pour le bonheur surtout!

Je ne terminerai pas sans dire merci à mes parents, ma sœur et mon frère et à tous les membres de ma famille d'avoir simplement été là, de m'avoir soutenu et d'avoir toujours cru en moi.





# Laser à fibre à 2 $\mu\text{m}$ : étude de la montée en puissance d'une architecture monolithique en oscillateur unique fonctionnant en régimes continu et impulsionnel

## Résumé :

Les sources laser émettant autour d'une longueur d'onde de 2  $\mu\text{m}$  sont, depuis une bonne dizaine d'années, au centre d'un intérêt grandissant, aussi bien d'un point de vue scientifique que d'un point de vue technologique. En effet, l'ion thulium constitue de manière très générale l'ingrédient de base de ces sources laser. La disponibilité pour cet ion de sources de pompe puissantes autour de 800 nm permet d'atteindre en sortie de source de très grandes puissances optiques à 2  $\mu\text{m}$  de plusieurs kilowatts typiquement. Cela fait de ces sources d'émission cohérente un excellent laboratoire de physique fondamentale pour l'observation et l'étude d'effets non linéaires au sein même du laser. D'un point de vue plus applicatif, la longueur d'onde de 2  $\mu\text{m}$  coïncide aussi avec l'une des bandes spectrales de transmission atmosphérique située entre 2  $\mu\text{m}$  et 2,5  $\mu\text{m}$ , ce qui permet d'accéder à des applications civiles ou militaires très variées, telles que les télécommunications en espace libre, la cartographie des vents, la détection de gaz, les lidars, l'arme laser ou encore les contre-mesures optiques, pour ne citer que quelques exemples.

Le champ d'applications militaires pour ces sources laser à 2  $\mu\text{m}$  requiert des modes de fonctionnement aussi bien continu qu'impulsionnel, pour lesquels des puissances moyennes relativement importantes (plusieurs centaines de watts) au-delà de 2  $\mu\text{m}$  doivent être émises avec de très bonnes qualités de faisceau (dépôt sur une surface cible d'une puissance optique utile après de grandes distances de propagation). De plus, la nécessité d'embarquer ces sources laser sur des plateformes mobiles terrestres, aériennes ou navales ajoute des contraintes opérationnelles et architecturales de fiabilité, de volume, de poids et de consommation électrique. Ceci implique par conséquent de disposer de manière idéale de sources laser compactes, robustes et efficaces.

L'étude d'une source laser émettant de façon continue et impulsionnelle de grandes puissances optiques au-delà de 2  $\mu\text{m}$ , avec une très bonne qualité de faisceau, et présentant une architecture optique compacte et robuste constitue le cadre scientifique de cette thèse de doctorat. En particulier, afin de répondre aux contraintes opérationnelles liées à une utilisation militaire de cette source, l'étude s'est portée sur une architecture simple en oscillateur unique, entièrement fibrée, dont l'émission laser repose sur un co-dopage d'ions thulium ( $\text{Tm}^{3+}$ ) et holmium ( $\text{Ho}^{3+}$ ), peu étudié dans la littérature scientifique. Le dispositif expérimental présenté dans ce manuscrit, dont le fonctionnement et les limites physiques sont étudiés, permet de fonctionner à la fois en régimes continu et impulsionnel, de manière stable et puissante. En particulier, nous avons vu que le choix d'une architecture « tout-fibre » amène à une dégradation de qualité de faisceau dont l'origine physique se situe au niveau des propriétés structurelles de la fibre co-dopée. Cette problématique nécessitera la mise en place au cours de cette thèse d'une nouvelle méthode d'analyse des soudures entre les fibres optiques. Nous étudierons également dans ce manuscrit le cas particulier du co-dopage  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  de la fibre active du laser. Son apport en termes de longueur d'onde d'émission et d'efficacité laser par rapport à un dopage simple au thulium, couramment étudié dans la littérature, sera notamment analysé. Enfin, nous étudierons les effets et les limites physiques liés à la montée en puissance de notre source laser pour des fonctionnements en régimes continu et impulsionnel.

**Mots clés :** Laser à fibre ; thulium ; holmium ; 2  $\mu\text{m}$  ; continu ; impulsionnel.



# 2- $\mu\text{m}$ fiber laser : study of the power increase of a single-oscillator monolithic architecture in continuous-wave and pulsed operation

## Abstract :

Laser sources emitting around a 2- $\mu\text{m}$  wavelength have been the center of a growing interest, both from a scientific and a technological point of view since the last decade. Indeed, since these laser sources are generally based on the thulium ion, the powerful pump sources around 800 nm available for this ion allow to reach very high optical powers at 2  $\mu\text{m}$  (several kilowatts typically). This makes these coherent emission sources an excellent fundamental physics tool for observing and studying the nonlinear effects within the laser. From a more applicative point of view, the 2  $\mu\text{m}$  wavelength also coincides with one of the atmospheric transmission spectral bands located between 2  $\mu\text{m}$  and 2.5  $\mu\text{m}$ . A wide range of civil or military applications can thus be covered, such as free space telecommunications, wind mapping, gas detection, lidar, laser weapon or optronic countermeasures. The field of military applications for these 2  $\mu\text{m}$  laser sources requires both continuous-wave and pulsed modes of operation, for which relatively high average powers (several hundred watts) beyond 2  $\mu\text{m}$  must be emitted with very good beam qualities (deposition on a target surface of useful optical power after long propagation distances). Moreover, the need to embark these laser sources on mobile airborne, seaborne or ground platforms imposes operational and architectural constraints of reliability, volume, weight and power consumption. Therefore, compact, robust and efficient laser sources are ideally required.

The study of a laser source emitting high optical powers beyond 2  $\mu\text{m}$  with a very good beam quality in continuous-wave and pulsed regime, and with a compact and robust optical architecture constitutes the scientific framework of this PhD thesis. In particular, in order to meet the operational constraints related to military use of this source, the study focused on a simple single-oscillator all fibered architecture, based on thulium ( $\text{Tm}^{3+}$ ) and holmium ( $\text{Ho}^{3+}$ ) ions co-doping, which is rarely studied in the scientific literature. The experimental system presented in this manuscript can operate in both continuous-wave and pulsed modes, in a stable and powerful way. Its operation and physical limits will be studied. In particular, the choice of an « all-fiber » architecture leads to a degradation of the beam quality due to the structural properties of the co-doped fiber. This problem will involve the development of a new method to analyze splices between optical fibers during this thesis. The particular case of the  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  co-doping of the active laser fiber will also be studied in this manuscript. Its impact on both emission wavelength and laser efficiency compared to the simple thulium doping commonly studied in the literature will be analyzed. Finally, we have studied the effects and physical limits related to the power increase of the laser source in continuous-wave and pulsed operation.

**Keywords :** Fiber laser ; thulium ; holmium ; 2  $\mu\text{m}$  ; continuous ; pulsed.



---

# Table des matières

---

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>Partie I : Sources laser à 2 <math>\mu\text{m}</math> : éléments de théorie et état de l'art</b>	<b>9</b>
<b>1 Principes physiques fondamentaux des sources laser à 2 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>9</b>
1.1 Introduction	10
1.2 Propagation de la lumière dans les fibres optiques	10
1.2.1 Définition de l'ouverture numérique d'une fibre	11
1.2.2 Propagation des composantes modales	12
1.2.3 Fréquence spatiale normalisée	14
1.2.4 Biréfringence et maintien de polarisation	15
1.3 Émission laser à 2 $\mu\text{m}$ depuis une fibre optique	16
1.3.1 Principes d'amplification laser	16
1.3.2 Les terres rares pour l'émission autour de 2 $\mu\text{m}$	18
1.3.2.1 Spécificités des terres rares	18
1.3.2.2 Transfert d'énergie non radiatif	18
1.3.2.3 L'ion thulium	20
1.3.2.4 L'ion holmium	22
1.3.2.5 Le codopage thulium-holmium	24
1.3.2.6 Conversion non linéaire de l'émission d'autres terres rares	25
1.3.3 L'architecture spécifique des fibres actives	27
1.3.3.1 Fabrication des fibres dopées aux terres rares	27
1.3.3.2 Caractéristiques opto-géométriques des fibres dopées et méthodes de pompage	28
1.3.3.3 Le piédestal dans les fibres actives	30
1.4 Les différentes architectures des lasers fibrés à 2 $\mu\text{m}$	31
1.4.1 Architectures en cavité	32

1.4.1.1	Principes d'une cavité laser	32
1.4.1.2	Cas des cavités entièrement fibrées	33
1.4.1.3	Réseaux de Bragg fibrés	33
1.4.2	Architectures MOPA	35
1.5	Régimes temporels de fonctionnement laser	36
1.5.1	Modulation de gain	37
1.5.2	Déclenchement de la cavité	37
1.5.2.1	Déclenchement passif	38
1.5.2.2	Déclenchement actif	39
1.5.2.2.1	Modulateur électro-optique	40
1.5.2.2.2	Modulateur acousto-optique	40
1.6	Conclusion du premier chapitre	42
<b>2</b>	<b>État de l'art des sources laser fibrées à 2 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>43</b>
2.1	Introduction	43
2.2	Les systèmes laser continus	44
2.2.1	État de l'art des sources fibrées à 2 $\mu\text{m}$ en régime continu	44
2.2.2	Les architectures pour la très haute puissance à 2 $\mu\text{m}$	46
2.2.3	Conclusion de l'état de l'art en régime continu	51
2.3	Les systèmes laser impulsionnels	51
2.3.1	État de l'art des sources MOPA impulsionnelles	52
2.3.2	État de l'art des oscillateurs impulsionnels	55
2.3.2.1	Les oscillateurs modulés en gain	55
2.3.2.2	Les oscillateurs déclenchés passivement	58
2.3.2.3	Les oscillateurs déclenchés activement	59
2.3.3	Conclusion de l'état de l'art en régime impulsionnel	60
2.4	Justification du choix technologique et conclusion du deuxième chapitre	61

## **Partie II : Étude d'une source monolithique co-dopée thulium-holmium en oscillateur unique à 2 $\mu\text{m}$ en régime continu** **65**

<b>3</b>	<b>Conception, réalisation expérimentale et caractérisation d'un oscillateur unique entièrement fibré</b>	<b>65</b>
3.1	Introduction	66
3.2	Définition et conception de la source laser à 2 $\mu\text{m}$	66
3.3	Description du dispositif expérimental	67
3.4	Caractéristiques physiques des éléments du laser	68
3.4.1	Diodes de pompe à 793 nm	68
3.4.2	Combineurs de pompe fibrés	71
3.4.2.1	Combineur de pompe « end-pumping »	71
3.4.2.2	Combineur de pompe « side-pumping »	72
3.4.2.3	Combineurs de pompe de la source laser	73

3.4.3	Réseau de Bragg fibré et coupleur de sortie . . . . .	75
3.4.4	Fibre active . . . . .	76
3.5	Étude des propriétés physiques du laser . . . . .	79
3.5.1	Puissance de sortie . . . . .	79
3.5.2	Spectre optique . . . . .	80
3.5.3	Qualité de faisceau . . . . .	82
3.6	Problème de concordance entre les propriétés opto-géométriques des fibres	83
3.7	Conclusions du troisième chapitre . . . . .	85
<b>4</b>	<b>Études et travaux d'optimisation des soudures de la source laser monolithique</b>	<b>87</b>
4.1	Introduction . . . . .	87
4.2	Description de la procédure de réalisation d'une soudure de fibre optique	88
4.2.1	Protocole de préparation des fibres (dégainage, nettoyage, clivage, reconstitution de gaine) . . . . .	88
4.2.1.1	Le dénudage et le nettoyage des fibres . . . . .	89
4.2.1.2	Le clivage des fibres . . . . .	90
4.2.2	Fonctionnement de la plateforme de fusion-étirage à CO <sub>2</sub> . . . . .	92
4.2.3	Recoating bas indice après soudure . . . . .	95
4.3	Développement d'une méthode de soudure active . . . . .	96
4.4	Résultats de l'optimisation des soudures . . . . .	99
4.5	Caractérisation de la source laser monolithique optimisée . . . . .	103
4.6	Conclusion du quatrième chapitre . . . . .	106
<b>5</b>	<b>Études des comportements spectraux et spatiaux de la source laser monolithique à 2 µm</b>	<b>109</b>
5.1	Introduction . . . . .	110
5.2	Mise en évidence de la présence d'une cavité secondaire . . . . .	110
5.2.1	Étude en transmission du FBG . . . . .	111
5.2.2	Configuration en cavité de Fresnel . . . . .	115
5.3	Suppression des effets de la cavité parasite . . . . .	118
5.3.1	Clive de l'extrémité de la fibre du FBG à 8° . . . . .	118
5.3.2	Étude de l'adaptation de la réflectivité du FBG et du gain de la fibre . . . . .	122
5.3.2.1	Adaptation du FBG au gain de la fibre de 10 m . . . . .	123
5.3.2.2	Adaptation de la longueur de la fibre au FBG à 2,09 µm	125
5.3.3	Conclusion sur l'existence d'une cavité parasite . . . . .	128
5.4	Étude du filtrage modal . . . . .	129
5.4.1	Fonctionnement d'un CLS . . . . .	129
5.4.2	Implémentation d'un système de filtrage modal par CLS . . . . .	131
5.4.3	Conclusion sur le filtrage modal . . . . .	133
5.5	Investigation sur l'utilisation d'une fibre passive à piédestal . . . . .	133
5.5.1	Validation du principe d'une fibre passive à piédestal . . . . .	134

5.5.2	Réalisation d'une fibre passive à piédestal spécifique . . . . .	136
5.5.3	Conclusion sur le développement d'une source intégralement à piédestal . . . . .	138
5.6	Conclusion du cinquième chapitre . . . . .	139
<b>Partie III : Vers une source semi monolithique à 2 <math>\mu\text{m}</math> en régime impulsionnel</b>		<b>143</b>
<b>6</b>	<b>Étude des instabilités du système semi monolithique</b>	<b>143</b>
6.1	Introduction . . . . .	143
6.2	Caractérisation de la source continue monolithique avant adaptation pour le déclenchement . . . . .	144
6.3	Présentation du dispositif expérimental pour le déclenchement . . . . .	146
6.4	Caractérisations de la source semi monolithique . . . . .	148
6.4.1	Fonctionnement en régime continu . . . . .	148
6.4.1.1	Puissance de sortie . . . . .	148
6.4.2	Fonctionnement en régime impulsionnel . . . . .	150
6.4.2.1	Alignement de la cavité sur l'ordre zéro . . . . .	150
6.4.2.2	Alignement de la cavité sur l'ordre un . . . . .	152
6.4.3	Identification d'instabilités spectrales et spatiales . . . . .	154
6.5	Perspectives d'amélioration de la stabilité de la source semi monolithique	156
6.5.1	Suppression des modes d'ordres élevés dans la gaine impactant le FBG . . . . .	156
6.5.2	Repositionnement de l'AOM du côté du miroir haute réflectivité	159
6.6	Conclusion du sixième chapitre . . . . .	160
<b>Conclusion générale et perspectives</b>		<b>161</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>167</b>
<b>Annexes</b>		<b>181</b>
<b>Production scientifique</b>		<b>187</b>

---

# Liste des figures

---

1.1	Courbe de transmission atmosphérique pour une propagation de 1830 m. D'après [1]. . . . .	1
1.1	Illustration en coupe transversale d'une fibre optique à saut d'indice avec son profil d'indice de réfraction. . . . .	11
1.2	Illustration en coupe longitudinale d'une fibre optique à saut d'indice guidant un rayon incident d'un angle critique à l'interface cœur-gaine. . . . .	12
1.3	Exemples de profils de champs transverses de modes $LP_{mn}$ pour $m = 0, 1$ ou $2$ et $n$ compris entre $1$ et $3$ (d'après [8]). . . . .	13
1.4	Représentation schématique de deux modèles de fibres optiques à maintien de polarisation : (a) fibre optique « PANDA » ; (b) fibre optique « bow-tie ». . . . .	15
1.5	Représentations énergétiques des phénomènes électroniques d'interaction lumière-matière d' (a) absorption ; (b) émission spontanée ; (c) émission stimulée. . . . .	16
1.6	Processus physiques de transfert d'énergie non radiatif. Les électrons avant et après interaction sont représentés par des ronds blancs et noirs, respectivement. . . . .	19
1.7	Diagramme des transitions énergétiques de l'ion $Tm^{3+}$ dans la silice. . . . .	20
1.8	Spectres des sections efficaces d'absorption et d'émission des différentes transitions radiatives de l'ion $Tm^{3+}$ dans la silice. En trait bleu le spectre d'absorption de la transition ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$ autour de 790 nm. En pointillés rouge le spectre d'émission de la transition ${}^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$ autour de 1900 nm [33]. . . . .	21
1.9	Mesure de la puissance laser en fonction de la longueur d'onde d'émission en sortie d'un laser fibré $Tm^{3+}$ pompé en espace libre à 793 nm dont la cavité est fermée par réseau de diffraction permettant de sélectionner la longueur d'onde d'émission. . . . .	22
1.10	Diagramme des transitions énergétiques de l'ion $Ho^{3+}$ dans la silice. . . . .	23

1.11 Spectres des sections efficaces d'absorption et d'émission de la transition radiative ${}^5I_8 \leftrightarrow {}^5I_7$ de l'ion $\text{Ho}^{3+}$ dans la silice [39]. . . . .	24
1.12 Diagramme des transitions énergétiques des ions $\text{Tm}^{3+}$ et $\text{Ho}^{3+}$ dans le cas d'un co-dopage dans la silice. . . . .	24
1.13 Mesure de la puissance laser en fonction de la longueur d'onde d'émission en sortie d'un laser fibré $\text{Tm}^{3+}$ , $\text{Ho}^{3+}$ pompé en espace libre à 793 nm et dont la cavité est fermée par un réseau de diffraction permettant de sélectionner la longueur d'onde d'émission. . . . .	25
1.14 (a) Schéma du dispositif laser émettant à 2 $\mu\text{m}$ par conversion non linéaire d'une pompe à 1,55 $\mu\text{m}$ ; (b) Mesure de l'évolution du profil spectral en sortie en fonction de la puissance de pompe [30]. . . . .	26
1.15 Illustration en coupe transversale d'une fibre active SC (a), DC (b), et TC (c) avec représentation de la variation de l'indice de réfraction correspondante. . . . .	30
1.16 Illustration en coupe transversale d'une fibre active avec représentation de la variation de l'indice de réfraction correspondante. . . . .	31
1.17 Représentation schématique d'un oscillateur unique à fibre à pompage en espace libre. Le signal et la pompe sont représentés par des faisceaux verts et rouges, respectivement. MD : miroir dichroïque, OC : coupleur de sortie. . . . .	32
1.18 Représentation schématique du montage expérimental d'une source laser monolithique fibrée en architecture d'oscillateur unique. Les soudures optiques sont représentées par des croix rouges. . . . .	33
1.19 Principe de fonctionnement d'un FBG. Exemple de trois réseaux inscrits sur la même fibre. . . . .	35
1.20 Représentation schématique du montage expérimental d'une source laser monolithique fibrée en architecture MOPA. Les soudures optiques sont représentées par des croix rouges. ISO : isolateur optique. . . . .	36
1.21 Évolutions de l'inversion de la population et de la puissance du signal de sortie pour une impulsion de pompe dans le cas d'un laser modulé en gain [89]. . . . .	38
1.22 (a) Évolution temporelle du gain et des pertes dans un laser à cavité déclenchée activement [93]; (b) Dépendance de la durée de l'impulsion par rapport à la fluence de la pompe et de la longueur de la cavité laser d'un laser Titane:Saphir [94]. . . . .	39
1.23 Représentation schématique d'un AOM en fonctionnement suivant le régime de Bragg. . . . .	41

2.1	Comparaison de la puissance maximale de sortie et du rendement différentiel des lasers à fibre à 2 $\mu\text{m}$ en régime continu démontrés dans la littérature, tout type de dopant et architectures confondus, en fonction de leur longueur d'onde d'émission. En fond bleu : dopage $\text{Tm}^{3+}$ . En fond vert : co-dopage $\text{Tm}^{3+}$ , $\text{Ho}^{3+}$ ou dopage $\text{Ho}^{3+}$ . Le numéro indiqué sur chaque point est la référence bibliographique correspondante. . . . .	45
2.2	Représentation schématique de la source laser fibrée $\text{Tm}^{3+}$ en architecture MOPA monolithique développée par Ehrenreich et col. en 2010 permettant d'émettre jusqu'à 1050 W à 2,045 $\mu\text{m}$ . D'après [2]. . . . .	46
2.3	Représentation schématique de la source laser fibrée $\text{Tm}^{3+}$ en architecture MOPA basée sur une combinaison incohérente d'amplificateurs développée par Yao et col. en 2018 permettant d'émettre jusqu'à 790 W à 1,94 $\mu\text{m}$ [88]. . . . .	47
2.4	Représentation schématique de la source laser fibrée $\text{Tm}^{3+}$ en oscillateur unique espace libre développée par Moulton et col. en 2009 émettant jusqu'à 885 W à 2,04 $\mu\text{m}$ [23] (D'après [2]). . . . .	48
2.5	(a) Représentation schématique de la source laser fibrée $\text{Ho}^{3+}$ en oscillateur monolithique développée par Hemming et col. en 2013 permettant d'émettre jusqu'à 407 W à 2,12 $\mu\text{m}$ ; (b) Spectre d'émission en sortie de la source $\text{Ho}^{3+}$ mesuré pour différentes puissances de sortie [106]. . . . .	49
2.6	Représentation schématique de la source laser fibrée $\text{Ho}^{3+}$ en architecture MOPA tout fibre développée par Hemming et col. en 2014 permettant d'émettre jusqu'à 265 W à 2,11 $\mu\text{m}$ [107]. . . . .	50
2.7	Représentation schématique de la source laser fibrée co-dopée $\text{Tm}^{3+}$ , $\text{Ho}^{3+}$ en oscillateur unique espace libre développée en 2019 par Dalloz et col. (ISL) permettant d'émettre jusqu'à 62 W à 2,09 $\mu\text{m}$ [45]. . . . .	51
2.8	Comparaison des différentes performances des lasers à fibre à 2 $\mu\text{m}$ impulsionnels en architecture MOPA reportés dans la littérature, en fonction de leur longueur d'onde d'émission et de leur type de dopant : (a) Puissance moyenne de sortie et rendement différentiel ; (b) Puissance crête de sortie et énergie par impulsion. En fond vert : co-dopage $\text{Tm}^{3+}$ , $\text{Ho}^{3+}$ ou dopage $\text{Ho}^{3+}$ . Le numéro indiqué sur chaque point est la référence bibliographique correspondante. . . . .	53
2.9	Représentation schématique de l'oscillateur-maître suivi des deux premiers étages de pré-amplification (a) et de l'étage amplificateur principal (b) composant la source laser impulsionnelle fibrée $\text{Tm}^{3+}$ en architecture MOPA monolithique développée par Wang et col. en 2016, permettant d'émettre jusqu'à 238 W de puissance moyenne à 1,97 $\mu\text{m}$ [131]. . . . .	54

2.10	Comparaison des différentes performances des oscillateurs à fibre à 2 $\mu\text{m}$ impulsionnels modulés en gain et déclenchés activement et passivement reportés dans la littérature, en fonction de leur longueur d'onde d'émission : (a) Puissance moyenne de sortie et rendement différentiel; (b) Puissance crête de sortie et énergie par impulsion. En fond bleu : dopage $\text{Tm}^{3+}$ . En fond vert : co-dopage $\text{Tm}^{3+}$ , $\text{Ho}^{3+}$ ou dopage $\text{Ho}^{3+}$ . Le numéro indiqué sur chaque point est la référence bibliographique correspondante. . . . .	56
2.11	Représentation schématique de la source laser impulsionnelle fibrée $\text{Tm}^{3+}$ de modulation de gain avec pompage en espace libre permettant d'émettre jusqu'à 105 W de puissance moyenne à 2,02 $\mu\text{m}$ pour une largeur spectrale de 25 nm [138]. . . . .	57
2.12	Représentation schématique de la source laser fibrée $\text{Ho}^{3+}$ monolithique déclenchée passivement permettant d'émettre jusqu'à 16,1 W de puissance moyenne à 2,05 $\mu\text{m}$ [143]. . . . .	58
2.13	Représentation schématique de la source laser fibrée $\text{Tm}^{3+}$ monolithique déclenchée passivement par effet Brillouin permettant d'émettre jusqu'à 10,2 W de puissance moyenne et 6 kW de puissance crête à 1,98 $\mu\text{m}$ [96]. . . . .	59
3.1	(a) Représentation schématique du montage expérimental de la source laser monolithique à fibre dopée $\text{Tm}^{3+}$ , $\text{Ho}^{3+}$ en architecture d'oscillateur unique. Les soudures optiques sont représentées par des points rouges. En sortie du laser, des mesures successives de profil spatial (b), spectre (c); et puissance (d) sont réalisées. . . . .	67
3.2	Puissance d'émission en sortie (a) et longueur d'onde centrale d'émission (b) des diodes de pompe en fonction de la température de refroidissement des diodes. . . . .	69
3.3	(a) Puissance d'émission à 793 nm en sortie des diodes de pompe en fonction de l'intensité d'alimentation; (b) Exemple du profil transverse de faisceau en champ lointain d'une diode de pompe à puissance maximale. . . . .	70
3.4	Spectre d'émission normalisé d'une diode <i>nLight</i> similaire aux diodes utilisées dans le laser à une puissance d'émission de 130 W. . . . .	70
3.5	Schéma de principe d'un combineur de pompe fibré en technologie de bundle à sept fibres pour du pompage par l'extrémité de la fibre double gaine (« end-pumping »). . . . .	72
3.6	Représentation schématique en vue latérale d'un combineur de pompe fibré en technologie de pompage latérale (« side-pumping ») conventionnelle, comprenant une fibre de transport de signal et une fibre d'injection de pompe. Insert : vue de coupe. D'après [164]. . . . .	73
3.7	Représentation schématique du montage expérimental de la caractérisation de la puissance en sortie des combineurs de pompe fibrés 1 et 2. Les soudures optiques sont représentées par des points rouges. . . . .	74

3.8	(a) Puissance en sortie de la fibre signal des combineurs 1 et 2 mesurée en fonction de l'intensité d'alimentation des diodes de pompe ; (b) Pertes totales d'insertion dans la fibre DC des combineurs 1 et 2 en fonction de l'intensité. . . . .	75
3.9	Spectre de transmission du FBG fourni par <i>iXblue Photonics</i> . . . . .	76
3.10	(a) Illustration en coupe transversale de la fibre $\text{Tm}^{3+}$ , $\text{Ho}^{3+}$ avec représentation de la variation de l'indice de réfraction correspondante ; (b) Photographie de la section de la fibre sans revêtement réalisée par une caméra interne d'une plateforme de fusion étirage LZM-100. . . . .	77
3.11	Puissance de sortie continue à $2\ \mu\text{m}$ mesurée en fonction de la puissance de pompe à $793\ \text{nm}$ injectée dans la fibre active. . . . .	79
3.12	(a) Spectre normalisé en sortie du laser à fibre à différents niveaux de puissance sur une bande spectrale de $13\ \text{nm}$ (en noir : $16\ \text{W}$ ; en rouge : $163\ \text{W}$ ) ; (b) Zoom sur le spectre de sortie du laser mesuré à une puissance de sortie de $163\ \text{W}$ sur une bande spectrale de $4\ \text{nm}$ . . . . .	80
3.13	Spectre optique émis par le laser à fibre à $163\ \text{W}$ mesurée avec une large bande spectrale afin de voir les pics secondaires autour de $2150\ \text{nm}$ en échelle logarithmique (a) et en échelle linéaire normalisée (b). . . . .	81
3.14	Qualité de faisceau $M^2$ dans les deux directions transverses $x$ et $y$ déterminée à partir d'une mesure de la caustique du faisceau de sortie à $2\ \mu\text{m}$ pour trois puissances de fonctionnement : $28\ \text{W}$ (a), $79\ \text{W}$ (b) et $100\ \text{W}$ (c) ; (d) Observation du speckle sur le profil transverse du faisceau de sortie du laser à $2\ \mu\text{m}$ , enregistré à puissance maximale. . . . .	83
3.15	Schéma de principe du phénomène de couplage cœur/piédestal apparaissant dans la fibre active du laser et conduisant à l'observation d'un speckle sur le profil transverse du faisceau de sortie par comparaison d'un cas idéal de fibre active sans piédestal (a) et d'un cas réel avec piédestal (b). . . . .	84
4.1	Illustration d'une fibre passive (à gauche) et d'une fibre active (à droite), préparées avant soudure optique par dénudage et clivage) . . . . .	88
4.2	Photographies au microscope d'un dénudage mécanique adéquat (a) et inadéquat (b) du revêtement d'une fibre réalisé à l'aide d'une pince à dénuder manuelle. . . . .	89
4.3	Photographies de la cliveuse <i>Fujikura CT-106</i> utilisée pour les clives des fibres optiques : (a) vue générale ; (b) zone d'insertion de la fibre à cliver. . . . .	91
4.4	Photographies au microscope de la surface optique d'une fibre (après clivage) avec de nombreux défauts (a) et avec peu de défauts (b). . . . .	92
4.5	Photographies de la plateforme de fusion étirage <i>Fujikura LZM-100</i> à $\text{CO}_2$ : (a) Vue d'ensemble ; (b) Vue sur les fibres avant soudure. . . . .	93
4.6	Illustration schématique en 2D du fonctionnement d'un recoating bas indice sur une soudure entre une fibre passive et une fibre active plongée dans une eau déminéralisée refroidie. . . . .	95

4.7	(a) Photographie d'une soudure dénudée, placée dans la recoateuse ; (b) Photographie de la même soudure après recoating. . . . .	96
4.8	Représentation schématique du montage expérimental dédié à l'optimisation des paramètres de soudure par une méthode de soudure active dans le sens de propagation active-passive (a) et passive-active (b). . .	97
4.9	Puissance à 2 $\mu\text{m}$ en sortie de la source d'ASE mesurée en fonction de la puissance de pompe injectée à 793 nm. . . . .	98
4.10	Vues longitudinales dans les directions $x$ et $y$ d'une soudure entre la fibre passive et la fibre active : avant (a) et après (b) une deuxième fusion. .	99
4.11	Vues longitudinales dans les directions $x$ et $y$ des fibres dans une configuration <i>butt coupling</i> après alignement et avant soudure. . . . .	100
4.12	Exemples de deux processus de soudure active dans le sens passive-active utilisant des paramètres de soudure inadaptés (a) et adaptés (b). Les faisceaux de référence (à gauche) et les faisceaux transmis après soudure (à droite) sont montrés pour chaque soudure avec les pertes de puissance mesurées à 2 $\mu\text{m}$ . . . . .	101
4.13	Exemples de deux processus de soudure active dans le sens active-passive utilisant un ensemble de paramètres de soudure inadapté (a) et adapté (b). Les faisceaux de référence (à gauche) et les faisceaux transmis après soudure (à droite) sont montrés pour chaque soudure avec les pertes de puissance mesurées à 2 $\mu\text{m}$ . . . . .	102
4.14	Puissance de sortie à 2 $\mu\text{m}$ mesurée en fonction de la puissance de pompe à 793 nm injectée dans la fibre active. En insert, le profil transversal du faisceau de sortie à 195 W à 2 $\mu\text{m}$ . . . . .	104
4.15	Qualité de faisceau $M^2$ dans les deux directions transverses $x$ et $y$ déterminée à partir d'une mesure de la caustique du faisceau de sortie à 2 $\mu\text{m}$ pour deux puissances de fonctionnement de 15 W (a) et 195 W (b). Les inserts montrent les profils transverses du faisceau mesurés pour deux distances de propagation relatives à 195 W. . . . .	105
4.16	(a) Spectre d'émission normalisé en échelle linéaire du laser à fibre à différents niveaux de puissance (en noir : 15 W ; en rouge : 195 W). (b) Niveau de puissance émis par le laser à fibre à 195 W mesurée avec une large bande spectrale afin de voir les pics secondaires autour de 2150 nm en échelle logarithmique. . . . .	106
5.1	Spectre optique réfléchi par le FBG 2,09 $\mu\text{m}$ à faible pente thermique fourni par <i>iXblue Photonics</i> en échelle logarithmique (a) et en échelle linéaire normalisée (b). . . . .	111
5.2	Puissance de sortie à 2 $\mu\text{m}$ mesurée en sortie de l'OC (points noirs) et en sortie du FBG (points violets) en fonction de la puissance de pompe à 793 nm. . . . .	112

5.3	Spectre d'émission normalisé en sortie de l'OC du laser à différents niveaux de puissance sur une bande spectrale de 7 nm (noir : 24 W ; rouge : 146 W).	113
5.4	Spectre d'émission du laser à fibre à 146 W à 2 $\mu$ m en sortie de l'OC mesuré avec une large bande spectrale de 40 nm afin de voir les pics secondaires autour de 2120 nm en échelle linéaire normalisée (a) et en échelle logarithmique (b).	113
5.5	Spectre d'émission du laser à fibre à 43 W à 2 $\mu$ m en sortie du FBG mesuré avec une large bande spectrale de 40 nm afin de voir les pics secondaires autour de 2120 nm en échelle linéaire normalisée (a) et en échelle logarithmique (b).	114
5.6	Proportion de la puissance provenant des pics secondaires autour de 2,12 $\mu$ m en sortie de l'OC (a) et en sortie du FBG (b) en fonction de la puissance injectée à 793 nm.	115
5.7	Représentation schématique du montage expérimental de la source laser monolithique à fibre co-dopée Tm <sup>3+</sup> , Ho <sup>3+</sup> en architecture d'oscillateur unique en configuration de cavité de Fresnel. Les soudures optiques sont représentées par des points rouges.	116
5.8	Spectre d'émission en échelle logarithmique en sortie OC-2 de la source laser en cavité de Fresnel (sans FBG) mesuré à 30 W et 33 W de puissance de pompe injectée autour du seuil d'émission laser (a) et à 130 W de puissance de pompe injectée (b).	117
5.9	Puissance de sortie totale du laser à 2 $\mu$ m en fonction de la puissance de pompe injectée à 793 nm pour la cavité en configuration de Fresnel, somme en sortie des deux OC (points rouges) et la cavité avec FBG (points bleus).	117
5.10	Représentation schématique du montage expérimental de la source laser avec l'extrémité de la fibre du FBG clivée à 8°. La fibre sur laquelle est inscrit le FBG est représentée en orange. Les soudures optiques sont représentées par des points rouges. En insert une photographie au microscope d'une vue longitudinale de l'extrémité de la fibre du FBG clivée à 8°.	119
5.11	Puissance de sortie à 2 $\mu$ m mesurée en sortie de l'OC (points noirs) et en sortie du FBG (points violets) en fonction de la puissance de pompe à 793 nm après clive à 8° de l'extrémité de la fibre du FBG.	120
5.12	Spectre d'émission normalisé en sortie de l'OC du laser à différents niveaux de puissance sur une bande spectrale de 7 nm (en noir : 27 W ; en rouge : 182 W).	120
5.13	Spectre d'émission du laser à fibre à la puissance maximale mesuré sur une large bande spectrale de 40 nm en échelle logarithmique en sortie de l'OC (a) et en sortie du FBG (b).	121

5.14	Récapitulatif des résultats de mesure de puissance obtenus en sortie de l'OC et du FBG pour les deux configurations : clive de l'extrémité de la fibre du FBG 2,09 $\mu\text{m}$ à faible pente thermique à $0^\circ$ et $8^\circ$ . . . . .	122
5.15	Spectre optique réfléchi par le FBG à 2,12 $\mu\text{m}$ fourni par <i>iXblue Photonics</i> en échelle logarithmique (a) et en échelle linéaire normalisée (b). . . . .	123
5.16	Puissance de sortie à 2 $\mu\text{m}$ mesurée en sortie de l'OC (points noirs) et en sortie du FBG (points violets) en fonction de la puissance de pompe à 793 nm avec l'extrémité de la fibre du FBG à 2,12 $\mu\text{m}$ clivée à $0^\circ$ (a) et clivée à $8^\circ$ (b). . . . .	124
5.17	Spectre d'émission normalisé en sortie de l'OC du laser sur une bande spectrale de 11 nm pour un angle de clive de l'extrémité de la fibre FBG à 2,12 $\mu\text{m}$ de $0^\circ$ (courbe noire) et $8^\circ$ (courbe rouge). . . . .	125
5.18	Photographie du FBG à 2,09 $\mu\text{m}$ encapsulé dans son système de dissipation de la chaleur et maintenu par ruban adhésif sur la table expérimentale. . . . .	126
5.19	Spectres de réflexion des FBG à 2,09 $\mu\text{m}$ non encapsulé (en noir) et encapsulé (en rouge) fournis par <i>iXblue Photonics</i> en échelle logarithmique (a) et en échelle linéaire normalisée (b). . . . .	126
5.20	Puissance de sortie à 2 $\mu\text{m}$ mesurée en sortie de l'OC (points noirs) et en sortie du FBG (points violets) en fonction de la puissance de pompe à 793 nm avec la fibre du FBG à 2,09 $\mu\text{m}$ clivée à $0^\circ$ (a) et clivée à $8^\circ$ (b). . . . .	127
5.21	Spectre d'émission normalisé en sortie de l'OC du laser sur une bande spectrale de 14 nm pour un angle de clive de l'extrémité de la fibre FBG à 2,09 $\mu\text{m}$ packagé de $0^\circ$ (a) et $8^\circ$ (b). . . . .	128
5.22	(a) Représentation schématique en 2D de la structure d'un CLS fonctionnant par microstructuration latérale d'une fibre passive. $L$ : longueur totale de la structure, $h$ : profondeur de gravure laser, $\Lambda$ : pas de la structure. Les fuites de modes se propageant dans la gaine sont représentées par des flèches vertes ; (b) Photographie prise au microscope électronique à balayage d'un CLS fabriqué selon cette technologie [175]. . . . .	130
5.23	Représentation schématique du montage expérimental de la source laser monolithique à fibre dopée $\text{Tm}^{3+}$ , $\text{Ho}^{3+}$ en architecture d'oscillateur unique avec un filtrage modal de la gaine par l'utilisation d'un CLS et d'une fibre SC. . . . .	131
5.24	Puissance de sortie à 2 $\mu\text{m}$ mesurée en fonction de la puissance de pompe à 793 nm injectée dans la fibre active pour configuration du laser : sans filtrage modal (sortie A) ; avec CLS (sortie B) ; et avec CLS et une fibre SC (sortie C). En insert, les profils transversaux du faisceau mesurés à la puissance maximale pour chaque configuration. . . . .	132

5.25	(a) Représentation schématique du montage expérimental pour la comparaison de la soudure de la fibre passive classique sans piédestal et de la fibre passive avec piédestal à la fibre active; (b) profil de la fibre DC passive à maintien de polarisation sans piédestal; (c) profil de la fibre FAP1. . . . .	135
5.26	Profils transversaux du faisceau obtenu en sortie de la fibre active avant soudure (a), en sortie de la fibre passive sans piédestal après soudure (b) et en sortie de la fibre passive avec piédestal après soudure (c). . . . .	135
5.27	Puissance d'ASE à 2 $\mu\text{m}$ mesurée en sortie de la source d'ASE en fonction de la puissance de pompe à 793 nm : en sortie de la fibre active avant soudure (sortie A), et en sortie de la fibre passive avec piédestal après soudure (sortie C). . . . .	136
5.28	(a) différence d'indice de réfraction mesurée par <i>iXblue Photonics</i> sur les préformes de la fibre FAP2 (bleu) et de la fibre active correspondante (rouge); (b) profil de la fibre FAP2; (c) profil de la fibre active correspondante. . . . .	137
6.1	(a) Puissance de sortie à 2 $\mu\text{m}$ de la source monolithique avant adaptation vers une architecture semi monolithique mesurée en sortie de l'OC (points noirs) et en sortie du FBG (points violets) en fonction de la puissance de pompe à 793 nm; (b) spectre d'émission normalisé en sortie de l'OC à une puissance de 163 W à 2,09 $\mu\text{m}$ . . . . .	145
6.2	(a) Représentation schématique du montage expérimental de la source laser impulsionnelle semi monolithique à fibre dopée $\text{Tm}^{3+}$ , $\text{Ho}^{3+}$ en architecture d'oscillateur unique. Les soudures optiques sont représentées par des points rouges; (b) mesures simultanées de puissance, de spectre, de profil spatial et d'impulsions. . . . .	146
6.3	(a) End-cap de 9 mm de diamètre en quartz fondu traité AR dont l'embout de 1 mm de diamètre est soudé à la fibre passive de sortie du PC2; (b) Profil de la soudure par fusion de l'embout du end-cap sur l'extrémité de la fibre du PC2, observé avec la caméra de la soudeuse <i>Fujikura LZM-100</i> . . . . .	147
6.4	Photographie de l'AOM en $\text{TeO}_2$ utilisé pour déclencher la cavité laser de la source semi monolithique à 2 $\mu\text{m}$ . . . . .	147
6.5	Puissance de sortie à 2 $\mu\text{m}$ mesurée en sortie de l'OC et du FBG pour une fibre active d'une longueur de 5,0 m (points noirs et violets) et de 4,3 m (points bleus et verts) en fonction de la puissance de pompe à 793 nm lorsque la source fonctionne en régime continu. . . . .	149
6.6	Représentation schématique de l'alignement de la cavité sur l'ordre zéro de l'AOM (a) et sur l'ordre un (b). . . . .	150

6.7	Puissance de sortie à 2 $\mu\text{m}$ mesurée en sortie de l'OC en régime continu (points bleus) et en régime impulsionnel à une fréquence de répétition de 100 kHz lorsque la cavité est alignée sur l'ordre zéro de l'AOM (points rouges) en fonction de la puissance de pompe à 793 nm. . . . .	150
6.8	Train d'impulsions en sortie de la source alignée sur l'ordre zéro de l'AOM à 12 W (a), 29 W (b) et 67 W (c); Profil temporel d'une impulsion pour une puissance de sortie de 67 W (d). . . . .	151
6.9	Puissance moyenne de sortie à 2 $\mu\text{m}$ mesurée en sortie de l'OC à une fréquence de répétition de 100 kHz lorsque la cavité est alignée sur l'ordre zéro (points rouges) et sur l'ordre un de l'AOM (point jaunes) en fonction de la puissance de pompe à 793 nm. . . . .	152
6.10	Train d'impulsions en sortie de la source alignée sur l'ordre un de l'AOM à 34 W (a) et 50 W (b); zoom sur une impulsion générée à 50 W (c). . . . .	153
6.11	Illustration des instabilités du spectre de sortie de l'OC à 59 W en fonctionnement continu lors de l'application de trois contraintes extérieures successives (t1, t2 et t3 : fibre touchée par l'utilisateur). . . . .	155
6.12	Évolution du profil de faisceau de sortie à 59 W en fonctionnement continu lors de l'application de trois contraintes extérieures successives (t1, t2 et t3 : fibre touchée par l'utilisateur). . . . .	155
6.13	Représentation schématique du montage expérimental de la source laser non optimisée en architecture d'oscillateur unique entièrement fibré avec l'implémentation d'un CLS pour filtrer le signal incident sur le FBG. Les soudures optiques sont représentées par des points rouges. . . . .	156
6.14	Spectre d'émission normalisé en sortie de l'OC de la source monolithique non optimisée avant implémentation du CLS du côté du FBG (a, b, c) et après implémentation (d, e, f) à différents niveaux de puissance de pompe à 793 nm : 70 W (a, d), 260 W (b, e), 435 W (c, f). En insert : les profils du faisceau et les puissances de sortie à 2 $\mu\text{m}$ correspondants. . . . .	157
6.15	Puissance à 2 $\mu\text{m}$ en sortie de l'OC de la source monolithique non optimisée mesurée en fonction de la puissance de pompe à 793 nm injectée dans la fibre active pour deux configurations du laser : sans CLS (points noirs); avec CLS côté FBG (points rouges). . . . .	158
6.16	Représentation schématique du montage expérimental de la source laser impulsionnelle semi monolithique à fibre dopée $\text{Tm}^{3+}$ , $\text{Ho}^{3+}$ en architecture d'oscillateur unique pour un déclenchement de la cavité côté miroir HR. Les soudures optiques sont représentées par des points rouges. . . . .	159
C.1	Représentation schématique du dispositif expérimental d'une solution d'oscillateur-maître puissant amplifié par un étage d'amplification pour une émission impulsionnelle à 2 $\mu\text{m}$ de forte puissance moyenne. Les points rouges sur les figures représentent les soudures entre les composants. . . . .	165

---

# Liste des tableaux

---

1.1	Étude comparée de l'alignement d'une cavité laser sur l'ordre zéro et sur l'ordre un d'un AOM dont l'efficacité est de 80 % . . . . .	42
3.1	Propriétés optogéométriques de la fibre co-dopée $Tm^{3+}$ , $Ho^{3+}$ utilisée. . . . .	78
4.1	Principaux paramètres de fusion de la LZM-100 avec leur gamme de variation typique associée. . . . .	94



---

# Liste des sigles, acronymes et abréviations

---

## Acronymes

<b>AOM</b>	<i>Acousto-Optic Modulator</i>	Modulateur acousto-optique
<b>AR</b>	<i>Anti-Reflective</i>	Anti-reflet
<b>ASE</b>	<i>Amplified Spontaneous Emission</i>	Émission spontanée amplifiée
<b>CAM</b>	<i>Camera</i>	Caméra
<b>CLS</b>	<i>Cladding Light Stripper</i>	Extracteur de mode de gaine
<b>CR</b>	<i>Crossed Relaxation</i>	Relaxation croisée
<b>CW</b>	<i>Continuous Wave</i>	Régime continu
<b>DIRCM</b>	<i>Directed Infrared Counter Measures</i>	Contremesures infrarouges directes
<b>DO</b>	<i>Optical Density</i>	Densité optique
<b>DC</b>	<i>Double Clad</i>	Double gaine
<b>EBT</b>	<i>Energy Back Transfer</i>	Rétro-transfert d'énergie
<b>EM</b>	<i>Energy Migration</i>	Migration d'énergie
<b>ET</b>	<i>Energy Transfer</i>	Transfert d'énergie
<b>ETU</b>	<i>Energy Transfer Upconversion</i>	Transfert d'énergie par conversion d'état excité

<b>FAP</b>	<i>Passive Fiber with pedestal</i>	Fibre passive à piédestal
<b>FBG</b>	<i>Fiber Bragg Grating</i>	Réseau de Bragg fibré
<b>FWHM</b>	<i>Full Width at Half Maximum</i>	Largeur à mi-hauteur
<b>HR</b>	<i>High Reflectivity</i>	Haute réflectivité
<b>ISO</b>	<i>Isolator</i>	Isolateur
<b>LC</b>	<i>Converging Lens</i>	Lentille convergente
<b>LDO</b>	<i>Half Wave Plate</i>	Lame demi-onde
<b>LMA</b>	<i>Large Mode Area</i>	Fibre à large aire modale
<b>LR</b>	<i>Low Reflectivity</i>	Faible réflectivité
<b>M-50</b>	Mirror with 50 % reflectivity	Miroir à 50 % de réflectivité
<b>M-99</b>	Mirror with 99 % reflectivity	Miroir à 99 % de réflectivité
<b>MCVD</b>	<i>Modified Chemical Vapor Deposition</i>	Méthode modifiée de dépôt chimique en phase vapeur
<b>MD</b>	<i>Dichroic Mirror</i>	Miroir dichroïque
<b>MFD</b>	<i>Mode Field Diameter</i>	Diamètre de mode de faisceau
<b>MOPA</b>	<i>Master Oscillator Power Amplifier</i>	Amplificateur de puissance à oscillateur maître
<b>MP</b>	<i>Power Meter</i>	Mesureur de puissance
<b>OC</b>	<i>Output Coupler</i>	Coupleur de sortie
<b>ON</b>	<i>Numerical Aperture</i>	Ouverture Numérique
<b>OPO</b>	<i>Optical Parametric Oscillator</i>	Oscillateur paramétrique optique
<b>OSA</b>	<i>Optical Spectrum Analyzer</i>	Analyseur de spectre optique
<b>PBS</b>	<i>Polarisation Beam Splitter</i>	Séparateur de polarisation de faisceau
<b>PC</b>	<i>Pump Combiner</i>	Combineur de pompe

<b>PD</b>	<i>Photodiode</i>	Photodiode
<b>PL</b>	<i>Beam Dump</i>	Puits de lumière
<b>PM</b>	<i>Polarisation Maintaining</i>	Maintien de polarisation
<b>PRC</b>	<i>Wedge Prism</i>	Prisme-cale
<b>SESAM</b>	<i>Semiconductor Saturable Absorber</i>	Miroir absorbant à semi-conducteur
<b>SC</b>	<i>Single Clad</i>	Simple gaine
<b>SMF</b>	<i>Single Mode Fiber</i>	Fibre monomode
<b>TC</b>	<i>Triple Clad</i>	Triple gaine
<b>TMI</b>	<i>Transverse Mode Instability</i>	Instabilité de mode transverse
<b>VBG</b>	<i>Volume Bragg Grating</i>	Réseau de Bragg volumique

## Symboles chimiques de cristaux

<b>RTP</b>	$RbTiOPO_4$	Cristal de Phosphate de Rubidium Titanyle
<b>YAG</b>	$Y_3Al_5O_{12}$	Cristal de Grenat d'Yttrium et d'Aluminium
<b>YLF</b>	$YLiF_4$	Cristal de Fluorure de Lithium et d'Yttrium
<b>ZGP</b>	$ZnGeP_2$	Cristal de Phosphate de Zinc et Germanium

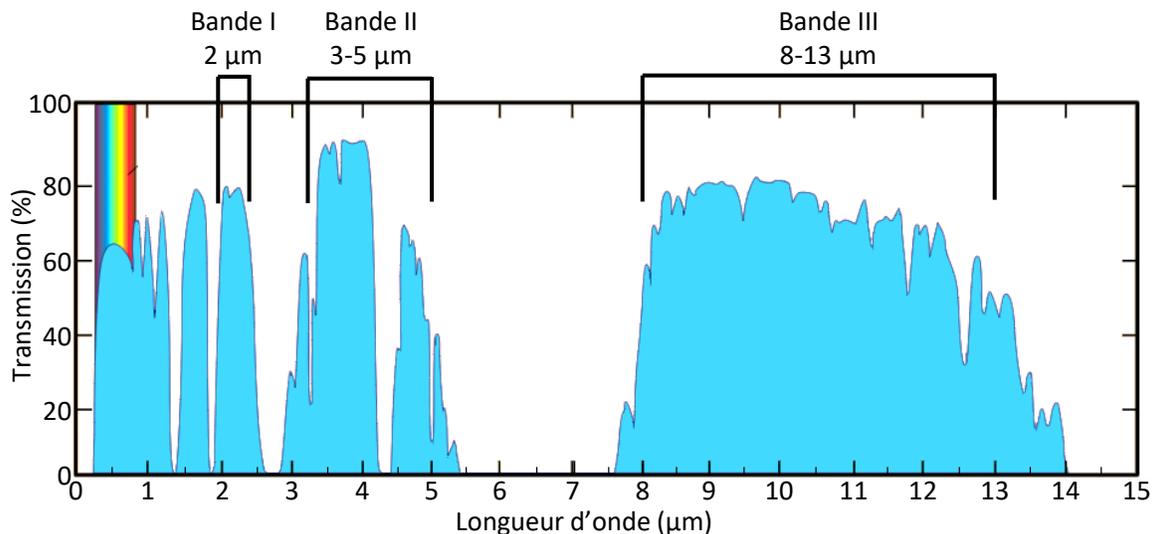


---

# Introduction générale

---

Les sources laser émettant à une longueur d'onde autour de  $2\ \mu\text{m}$  ont attiré de nombreuses attentions au cours des dernières décennies tant comme objet de recherches de physique fondamentale que comme véritable solution technologique. D'un point de vue applicatif, la longueur d'onde de  $2\ \mu\text{m}$  présente le double intérêt de coïncider avec une bande spectrale de transmission atmosphérique située autour de  $2\ \mu\text{m}$  (bande I), comme visible sur la [Figure I.1](#) et d'être jugée, toute proportion gardée, inoffensive pour les yeux (« sécurité oculaire »). Cela permet aux sources émettant à cette longueur d'onde d'accéder à des applications civiles ou militaires (applications duales) très variées. Parmi celles-ci, on trouve les télécommunications en espace libre, la cartographie des vents, la détection de gaz, les lidars, l'arme laser ou encore les contre-mesures optiques, pour ne citer que quelques exemples.



**FIGURE I.1** : Courbe de transmission atmosphérique pour une propagation de 1830 m. D'après [1].

Les premières sources à  $2\ \mu\text{m}$  à avoir profité d'une maturation technologique avan-

cée sont les lasers à milieu solide massif, qui de façon générale, reposent sur l'utilisation de cristaux majoritairement de YAG ou de YLF dopés généralement au thulium ou à l'holmium afin d'émettre autour de  $2\ \mu\text{m}$ . La montée en puissance de ces sources laser solides est très souvent limitée par des problématiques d'échauffement du cristal dopé se traduisant par un effet de lentille thermique, pouvant conduire à la dégradation de la qualité de faisceau voire l'instabilité de la cavité laser. Par ailleurs, au regard des applications visées pour ces sources, l'architecture globale des systèmes solides, en plus d'être généralement volumineuse et complexe, est composée d'éléments optiques indépendants les uns des autres (miroirs, lentilles, etc.), rendant la source sensible aux vibrations et aux changements de température. Ces sensibilités aux conditions extérieures de la source laser solide peuvent conduire en particulier en condition extrême de vibration à un désalignement du système optique et par voie de conséquence par une chute des performances optiques du laser.

Ce n'est que depuis une quinzaine d'années que les lasers à fibre à  $2\ \mu\text{m}$  ont commencé à être une réelle alternative aux architectures solides. Ces sources disposent d'excellentes capacités en termes de compacité, de robustesse, et d'un fort potentiel pour la qualité spatiale de faisceau et la gestion de la thermique pour de fortes puissances de par le ratio surface/volume de contact favorable à la dissipation thermique. De telles sources ont permis d'atteindre des puissances de sortie allant jusqu'au kilowatt à une longueur d'onde d'émission proche de  $2\ \mu\text{m}$  [2, 3]. De tels niveaux de puissance à  $2\ \mu\text{m}$  sont atteints grâce au pompage d'un milieu actif (le cœur d'une fibre) dopé avec des ions thulium, par des diodes laser émettant de fortes puissances en espace libre autour de  $800\ \text{nm}$ . En plus de l'intérêt de ces sources laser fibrées à  $2\ \mu\text{m}$  concernant les applications précédemment citées, la forte puissance accessible et les propriétés structurales des fibres optiques permettent l'observation et l'étude d'effets non linéaires au sein même des fibres tels que les instabilités modales transverses (TMI : *Transverse Mode Instability*) ou la génération de supercontinuum [4, 5].

Lors du démarrage des études de lasers à fibre à  $2\ \mu\text{m}$ , seul le milieu actif était fibré, le reste des composants constituant la cavité était basé sur des éléments solides non fibrés. Ces dernières années, les développements croissant de différents composants fibrés à ces longueurs d'onde (réseaux de Bragg fibrés, combineurs de pompe, etc.), ont permis d'arriver sur des architectures entièrement fibrées dites « monolithique » permettant d'atteindre une meilleure compacité et robustesse tout en s'affranchissant de difficultés thermiques liées à l'injection de fortes puissances en espace libre dans des fibres optiques de dimensions micrométriques.

Parmi ces sources laser à fibre à  $2\ \mu\text{m}$  monolithiques, on distingue deux architectures principales : les MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier* ou oscillateur-maître amplifié) et les oscillateurs uniques. Un système MOPA consiste à amplifier la puissance d'une source laser à  $2\ \mu\text{m}$  de faible puissance par une série d'étages d'amplification. Cette architecture permet une excellente stabilité et robustesse due au fait que les composants fibrés sont soudés les uns aux autres et supportent moins de puissance. Cependant, les systèmes MOPA à fibre souffrent souvent d'une structure complexe et volumineuse, en comparaison des oscillateurs uniques fibrés. L'architecture des oscilla-

teurs uniques fibrés est quant à elle plus simple, puisqu'elle n'est constituée que d'une seule cavité oscillante émettant directement de fortes puissances moyennes à  $2\ \mu\text{m}$ .

Ce travail de thèse est notamment porté par des applications de défense qui requièrent à la fois des sources laser à  $2\ \mu\text{m}$  en régime continu, dans le cadre de futurs développements d'arme laser compactes de 1 kW à 2 kW, que des sources en régime impulsionnel pour des applications de contremesures optroniques. Cette dernière application consiste à protéger une plateforme aérienne face à la menace de missiles guidés infrarouge. Le principe est de venir brouiller, éblouir ou endommager l'autodirecteur infrarouge du missile grâce à une source laser DIRCM (*Directional Infrared Counter Measures*) embarquée sur la plateforme aérienne afin de l'empêcher d'atteindre sa cible. Cette application nécessite des sources laser émettant soit à  $2\ \mu\text{m}$  (bande I) directement soit entre  $3\ \mu\text{m}$  et  $5\ \mu\text{m}$  (bande II). Une approche efficace pour une telle source est d'utiliser une source laser à  $2\ \mu\text{m}$  impulsionnelle comme source de pompe de convertisseur non linéaire pour atteindre la région spectrale entre  $3\ \mu\text{m}$  et  $5\ \mu\text{m}$ . La conversion est généralement réalisée au moyen d'oscillateurs paramétriques optiques (OPO). Les sources fibrées impulsionnelles à  $2\ \mu\text{m}$  présentant de très fortes puissances crêtes ont également un intérêt pour la génération de supercontinuum dans des fibres fortement non linéaires (en ZBLAN ou  $\text{InF}_3$  typiquement).

Ces applications militaires nécessitent l'embarquement de ces sources laser sur des plateformes mobiles telles que des avions ou des véhicules maritimes ou terrestres impliquant des conditions environnementales, qu'il s'agisse de variations de température, d'humidité ou de vibrations, peu propices à l'utilisation de composants optiques solides multiples qui nécessitent des alignements. Ainsi grâce à leur atout de compacité, et de robustesse, les sources laser à fibre paraissent les meilleures options pour répondre à ces critères. De plus, ces contextes applicatifs ont besoin de sources relativement puissantes (plusieurs centaines de watts) avec de très bonnes qualités de faisceau et émettant au-dessus de  $2\ \mu\text{m}$  pour une bonne transmission atmosphérique (arme laser) et conversion non linéaire (pompage OPO pour des applications DIRCM). Comme nous le verrons dans ce manuscrit, des longueurs d'onde d'intérêt autour de  $2,1\ \mu\text{m}$  peuvent être atteintes par l'association d'ions holmium aux ions thulium. Peu étudié dans la littérature scientifique, le co-dopage de ces ions dans une même fibre est une solution intéressante afin de profiter de systèmes plus simples et compacts. Le choix de ce co-dopage est d'autant plus pertinent qu'il permet d'adresser les deux applications que sont la contremesure via le pompage d'OPO et l'arme laser, selon le type de fonctionnement de la source respectivement en régime impulsionnel ou continu.

L'objectif de cette thèse est d'étudier et de démontrer une source laser puissante ( $> 100\ \text{W}$ ), compacte et robuste pouvant émettre autour de  $2,1\ \mu\text{m}$  avec une bonne qualité de faisceau. Afin d'atteindre ce résultat, une source laser à fibre co-dopée thulium et holmium en architecture d'oscillateur unique fonctionnant en régimes continu et impulsionnel fera l'objet de travaux de conception, de développement et d'étude. L'investigation des propriétés physiques de cette source sera menée de manière à améliorer les performances de cette source en régime continu, s'agissant notamment de la montée en puissance de ce type de laser. La réalisation d'une source entièrement fibrée

de forte puissance permettra de s'intéresser ensuite au fonctionnement de cette source en régime impulsionnel par l'ajout de moyens de déclenchement actif.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une collaboration décennale entre l'Université de Bordeaux et l'Institut franco-allemand de Recherches de Saint-Louis (ISL) où elle a été intégralement réalisée. Ces travaux ont été conjointement financés par la DGA (Direction Générale de l'Armement) pour le Ministère des Armées en France et le BAAINBw (*Bundesamt für Ausrüstung, Informationstechnik und Nutzung der Bundeswehr*) pour le *Bundesministerium der Verteidigung* en Allemagne.

L'ensemble de ces travaux est regroupé dans ce manuscrit, composé de six chapitres répartis en trois parties distinctes :

## **Partie I - Sources laser à 2 $\mu\text{m}$ : éléments de théorie et état de l'art**

### **Chapitre 1 : Principes physiques fondamentaux des sources laser à 2 $\mu\text{m}$**

Le premier chapitre sera consacré à une présentation des principes théoriques et physiques fondamentaux des sources laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$  tels que la propagation de la lumière dans les fibres, les différents ions de terre rare et les configurations de pompage permettant une émission efficace à 2  $\mu\text{m}$ . Nous verrons également les différentes architectures des lasers à fibre et méthodes de mise en fonctionnement impulsionnel existantes.

### **Chapitre 2 : État de l'art des sources laser fibrées à 2 $\mu\text{m}$**

Dans ce chapitre, je présenterai un état de l'art des sources laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$  de forte puissance en régime de fonctionnement continu et impulsionnel basées sur les différentes architectures et méthodes de génération d'impulsion vues au cours du premier chapitre. Cette étude me permettra de motiver les choix technologiques entrepris en vue du développement d'une source laser à 2  $\mu\text{m}$  pour l'application visée.

## **Partie II - Étude d'une source monolithique codopée thulium-holmium en oscillateur unique à 2 $\mu\text{m}$ en régime continu**

### **Chapitre 3 : Conception, réalisation expérimentale et caractérisation d'un oscillateur unique entièrement fibré**

Le troisième chapitre s'intéressera à la première réalisation d'une source laser monolithique à 2  $\mu\text{m}$  en fonctionnement continu. Sur la base des résultats de la caractérisation complète de cette source et de la littérature, j'exposerai les problèmes de concordance des propriétés opto-géométriques des différentes fibres utilisées qui limitent les performances du laser.

#### **Chapitre 4 : Étude et travaux d'optimisation des soudures de la source laser monolithique**

Je détaillerai dans ce chapitre les étapes menant à la réalisation des soudures optiques entre les différents éléments de la source laser entièrement fibrée. Je mettrai également en œuvre une nouvelle méthode d'analyse des soudures entre les fibres optiques afin d'évaluer l'influence des différents paramètres utilisés lors des soudures sur les performances du laser dans l'objectif d'améliorer la source laser présentée dans le précédent chapitre. Enfin, nous verrons l'impact de l'utilisation de cette méthode innovante sur les caractéristiques de la source laser.

#### **Chapitre 5 : Étude des comportements spectraux et spatiaux de la source laser monolithique**

Ce chapitre proposera une étude approfondie des comportements spectraux et spatiaux de la source laser monolithique, justifiée par la mise en lumière de problématiques spécifiques de l'architecture laser « tout fibre » rencontrées au cours des précédents chapitres. Nous verrons en particulier la mise en évidence de l'existence d'une seconde cavité parasite oscillante et sa suppression ainsi que la fabrication d'une fibre passive innovante que j'ai proposée dans l'objectif de résoudre les problèmes de non-concordance des propriétés opto-géométriques des différentes fibres qui composent la source.

### **Partie III - Vers une source semi-monolithique à 2 $\mu\text{m}$ en régime impulsionnel**

#### **Chapitre 6 : Étude des instabilités du système semi-monolithique**

Dans le sixième et dernier chapitre, l'architecture monolithique de la source en régime continu sera modifiée en vue d'un fonctionnement impulsionnel en un système semi-monolithique imposé par les limites technologiques rencontrées pour les méthodes de déclenchement passif. Je présenterai les premières caractérisations réalisées sur la source semi-monolithique en régime continu et impulsionnel. Les instabilités de cette architecture hybride seront présentées et je proposerai des solutions pour les supprimer ou les atténuer.



# Partie I

## Sources laser à 2 $\mu\text{m}$ : éléments de théorie et état de l'art



---

# Principes physiques fondamentaux des sources laser à 2 $\mu\text{m}$

---

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b> . . . . .	<b>10</b>
<b>1.2</b>	<b>Propagation de la lumière dans les fibres optiques</b> . . . . .	<b>10</b>
1.2.1	Définition de l'ouverture numérique d'une fibre . . . . .	11
1.2.2	Propagation des composantes modales . . . . .	12
1.2.3	Fréquence spatiale normalisée . . . . .	14
1.2.4	Biréfringence et maintien de polarisation . . . . .	15
<b>1.3</b>	<b>Émission laser à 2 <math>\mu\text{m}</math> depuis une fibre optique</b> . . . . .	<b>16</b>
1.3.1	Principes d'amplification laser . . . . .	16
1.3.2	Les terres rares pour l'émission autour de 2 $\mu\text{m}$ . . . . .	18
1.3.3	L'architecture spécifique des fibres actives . . . . .	27
<b>1.4</b>	<b>Les différentes architectures des lasers fibrés à 2 <math>\mu\text{m}</math></b> . . . . .	<b>31</b>
1.4.1	Architectures en cavité . . . . .	32
1.4.2	Architectures MOPA . . . . .	35
<b>1.5</b>	<b>Régimes temporels de fonctionnement laser</b> . . . . .	<b>36</b>
1.5.1	Modulation de gain . . . . .	37
1.5.2	Déclenchement de la cavité . . . . .	37
<b>1.6</b>	<b>Conclusion du premier chapitre</b> . . . . .	<b>42</b>

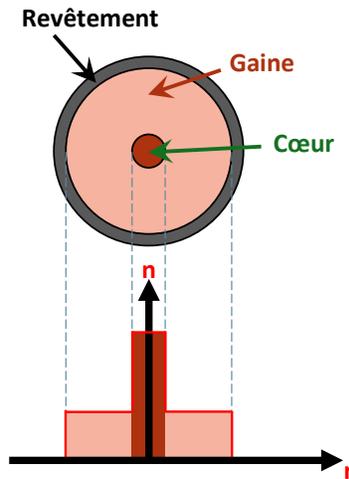
---

## 1.1 Introduction

Ce chapitre présente la théorie de base et établit le vocabulaire pour discuter du travail de développement et de l'étude menée sur une source laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$  au cours de cette thèse de doctorat. On s'intéressera dans un premier temps à la propagation de la lumière et de ses différents modes dans les fibres optiques, avant de présenter l'utilisation des fibres optiques dopées aux terres rares en tant que milieu amplificateur afin d'émettre autour de 2  $\mu\text{m}$ . Nous verrons enfin les différentes architectures des lasers à fibre que sont les oscillateurs uniques et les MOPA ainsi que les différentes méthodes de mise en fonctionnement impulsionnel.

## 1.2 Propagation de la lumière dans les fibres optiques

Les fibres optiques sont des guides d'ondes diélectriques cylindriques d'intérêt pour le transport de la lumière à très faibles pertes. Une fibre optique est constituée de plusieurs couches, le plus souvent à base de silice, possédant des indices de réfraction différents. Couramment, on en distingue trois : le cœur de la fibre, dans lequel se propage le signal, la gaine optique qui entoure le cœur, et le revêtement polymère qui, disposé autour de la gaine, permet de protéger les deux premiers composants de la fibre optique de l'environnement extérieur (humidité, agressions mécanique et chimique, etc.). Il existe différents types de géométries de profils d'indice de réfraction pour le cœur d'une fibre optique. Les deux plus courants sont les fibres à gradient d'indice et à saut d'indice. Dans une fibre à gradient d'indice, l'indice du cœur décroît avec la distance à l'axe et adopte le plus souvent un profil parabolique. Les fibres à gradient d'indice sont souvent préférées dans les télécommunications puisqu'elles bénéficient d'une faible dispersion modale. Cela s'explique par le fait que les différents trajets des rayons lumineux se propageant au sein d'une fibre à gradient d'indice ont les mêmes temps de propagation. En effet, les trajets les plus longs (loin du cœur de la fibre) sont les plus rapides en raison de l'indice de réfraction plus faible, ce qui a pour conséquence de réduire considérablement la dispersion des modes [6]. Pour les fibres à saut d'indice, le cœur est totalement homogène et présente un indice quant à lui constant (Figure 1.1). On s'intéressera ici uniquement aux conditions de propagation de la lumière au sein des fibres à saut d'indice puisque ce sont les seules à avoir été utilisées dans le cadre de cette thèse.



**FIGURE 1.1** : Illustration en coupe transversale d'une fibre optique à saut d'indice avec son profil d'indice de réfraction.

### 1.2.1 Définition de l'ouverture numérique d'une fibre

La propagation des rayons optiques au sein des fibres à saut d'indice repose sur le principe de réflexion totale interne, selon lequel les rayons contenus dans un milieu interne d'indice de réfraction  $n_1$  (le cœur), peuvent être entièrement réfléchis à son interface avec un milieu externe d'indice plus faible,  $n_2$  (la gaine optique) à condition que leur angle d'incidence soit supérieur à l'angle critique :

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (1.1)$$

Cette relation découle directement de la loi de réfraction géométrique de Snell-Descartes suivante :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.2)$$

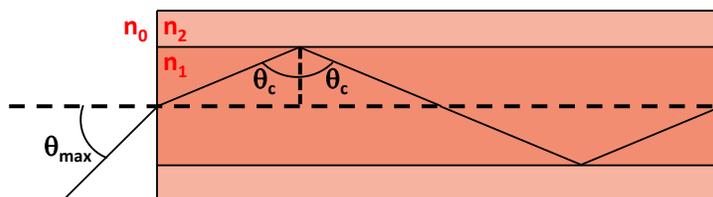
À partir de cette relation, nous pouvons aussi déduire que, pour qu'un rayon optique incident à la fibre soit entièrement réfléchi par réflexion totale interne à l'interface cœur/gaine, son angle par rapport à la normale de la face d'entrée de la fibre doit respecter la condition suivante :

$$n_0 \sin \theta \leq \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \sin \theta_{max} = ON \quad (1.3)$$

avec  $n_0$  l'indice de réfraction du milieu environnant et  $\theta_{max}$  l'angle d'acceptance.

Cet angle correspond, par symétrie de révolution autour de l'axe z, au demi-angle au sommet du cône d'acceptance de la fibre pour lequel seulement la lumière incidente provenant de ce cône peut être guidée par réflexion totale interne dans la fibre. La valeur  $\sin \theta_{max}$  définit en outre un paramètre important des fibres optiques, l'ouverture

numérique (ON). Cette grandeur renseigne sur la facilité d'injection de la lumière dans le cœur et donc sur les pertes d'insertion éventuelles dans le cas où une partie de la lumière incidente dépasse les limites de ce cône d'acceptance de la fibre. Selon le même principe, l'ON influence également sur les pertes à la soudure de deux fibres. C'est pourquoi la valeur de l'ON est systématiquement indiquée par les fabricants. Les principes d'angle critique et d'angle d'acceptance sont illustrés dans la [Figure 1.2](#) qui représente en vue de coupe la propagation d'un faisceau par réflexions multiples dans le cœur d'une fibre optique à saut d'indice.



**FIGURE 1.2** : Illustration en coupe longitudinale d'une fibre optique à saut d'indice guidant un rayon incident d'un angle critique à l'interface cœur-gaine.

## 1.2.2 Propagation des composantes modales

Les considérations d'optique géométrique ne sont valables que pour les situations où le cœur est très grand par rapport à la longueur d'onde. En effet, lorsque la taille du cœur est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde la théorie de l'optique électromagnétique doit être utilisée pour déterminer la distribution spatiale du champ dans une fibre optique. Pour cela, les équations d'onde pour les champs électriques et magnétiques dans les milieux diélectriques peuvent être dérivées des équations de Maxwell [7] :

$$\begin{aligned}
 \operatorname{div} \vec{E} &= 0 \\
 \operatorname{div} \vec{H} &= 0 \\
 \vec{\operatorname{rot}} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
 \vec{\operatorname{rot}} \vec{H} &= \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

pour lesquelles  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont respectivement les vecteurs des champs électrique et magnétique et  $\epsilon_0$  est la permittivité électrique du vide ( $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \text{ Fm}$ ). Les champs de distributions  $E$  et  $H$  sont décrits comme variant harmoniquement dans le temps et avec la fréquence de la façon suivante :

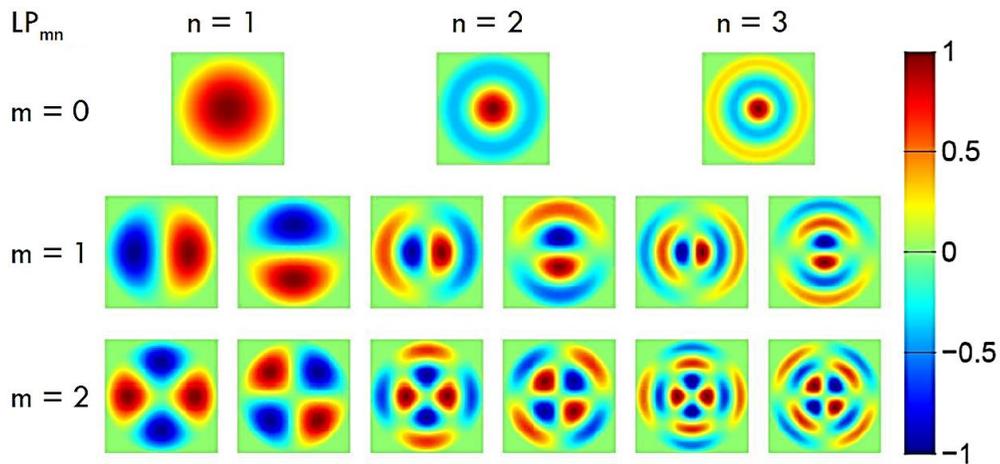
$$\begin{aligned}\vec{E} &= E(r, \theta)e^{j(\omega t - \beta z)} \\ \vec{H} &= H(r, \theta)e^{j(\omega t - \beta z)}\end{aligned}\quad (1.5)$$

où la distribution de champ  $E(r, \theta)$  est un mode transverse de propagation invariant en  $z$ ,  $\omega$  est la fréquence de pulsation et  $\beta$  la constante de propagation du mode.

Dans le cas d'un guide optique cylindrique tel qu'une fibre optique, il est possible d'exprimer les champs  $E$  et  $H$  comme une superposition linéaire de modes restant constante pendant la propagation (à l'exception du changement d'amplitude et de phase). Cela est réalisé par le développement des équations de Maxwell vers l'équation de Helmholtz, qui, en coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  adaptées à la géométrie de la fibre, peut s'exprimer comme suit :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + (k^2 n_1^2 - \beta^2) \right) \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}\quad (1.6)$$

La résolution analytique de cette équation différentielle de propagation permet de déterminer les composantes modales transverses du champ électromagnétique. Étant donné que dans la plupart des fibres optiques la différence d'indice entre le cœur et la gaine est très faible (souvent inférieure à 1%), celles-ci peuvent être considérées comme faiblement guidantes. Dans ce cas, les rayons guidés sont quasi paraxiaux avec des composantes  $E_z$  et  $H_z$  quasi nulles. Ainsi, une approximation scalaire peut être faite, pour laquelle les champs sont dégénérés dans des familles de modes linéairement polarisés notés  $LP_{mn}$ , où  $m$  et  $n$  sont respectivement les indices dans les directions azimutale (de 0 à  $i$ ) et radiale (de 1 à  $i$ ) du champ dans le mode. Quelques exemples de profils de modes LP sont illustrés dans la [Figure 1.3](#).



**FIGURE 1.3 :** Exemples de profils de champs transverses de modes  $LP_{mn}$  pour  $m = 0, 1$  ou  $2$  et  $n$  compris entre 1 et 3 (d'après [8]).

### 1.2.3 Fréquence spatiale normalisée

Un paramètre important utilisé pour estimer le nombre de modes LP pouvant être guidés dans une fibre est la fréquence spatiale normalisée  $V$  qui se définit comme :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \text{ON} \quad (1.7)$$

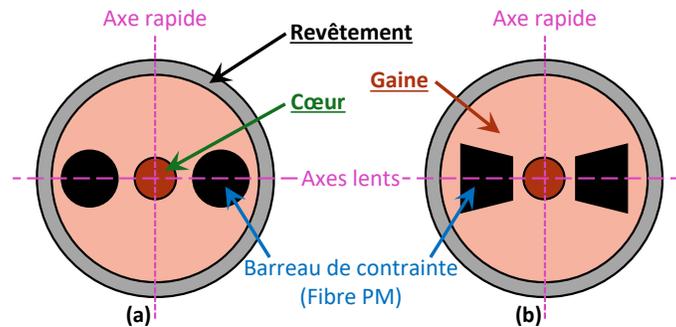
avec  $\lambda_0$  la longueur d'onde du rayonnement et  $a$  le rayon du cœur de la fibre, on peut remarquer que  $V$  est une grandeur sans dimension. Le calcul de  $V$  permet de savoir si une fibre à saut d'indice est monomode ou multimode. Si  $V < 2,405$ , seul le mode fondamental  $\text{LP}_{01}$  est guidé, il s'agit donc d'une fibre monomode. Pour des valeurs de  $V$  intermédiaires à peine supérieures à 2,4, un faible nombre de modes d'ordre supérieurs (en plus du mode fondamental) sont guidés : on parle alors de fibre quasi monomode. Pour les grands nombres  $V$ , la formule empirique  $4V^2/\pi^2$  permet de déterminer de façon approchée le nombre de modes guidés dans une fibre [9]. Dans ce cas-ci la fibre est appelée multimode et peut supporter typiquement quelques centaines jusqu'à plusieurs milliers de modes. L'équation 1.7 montre que le nombre  $V$  est inversement proportionnel à la longueur d'onde et linéairement proportionnel au rayon du cœur et à l'ON de la fibre. Par conséquent, à une longueur d'onde spécifique de travail, les deux paramètres à prendre en compte pour diminuer la valeur de  $V$  afin de contraindre une propagation unique du mode fondamental, sont la taille du cœur et l'ON de la fibre. La diminution de la taille du cœur, jusqu'à un diamètre typique entre 5  $\mu\text{m}$  et 10  $\mu\text{m}$  [10], afin de favoriser une propagation monomode, peut être contraignante du fait de l'apparition d'effets non linéaires qu'impliquent une forte puissance optique répartie sur une aire effective du mode trop petite [11]. Pour des applications nécessitant l'utilisation de lasers à fibre de haute puissance, où l'intensité optique est élevée, il est donc souhaitable d'augmenter l'aire effective des modes guidés pour repousser le seuil d'apparition de ces effets non linéaires. L'aire effective ( $A_{\text{eff}}$ ), qui se calcule à partir de la répartition transverse du champ modal se propageant dans la fibre, est définie par :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[ \iint_{-\infty}^{+\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |E(x, y)|^4 dx dy} \quad (1.8)$$

La nécessité d'utiliser une fibre avec une grande  $A_{\text{eff}}$  tout en conservant une propagation monomode ( $V < 2,4$ ) implique alors plutôt, comme le montre l'équation 1.7, de diminuer l'ON de la fibre généralement à des valeurs comprises entre 0,06 et 0,1 [12]. Ces fibres monomode ou quasi monomode dotées d'une  $A_{\text{eff}}$  élevée, dont le diamètre du cœur est généralement entre 20  $\mu\text{m}$  et 25  $\mu\text{m}$ , sont communément appelées des fibres LMA (*Large Mode Area*). La diminution de l'ON en dessous de 0,06 entraîne cependant des complications de propagation du mode fondamental dans le cœur en raison d'une sensibilité accrue aux courbures de par le faible contraste entre les indices de réfraction du cœur et de la gaine [13].

### 1.2.4 Biréfringence et maintien de polarisation

Dans une fibre monomode idéale (cœur et gaine parfaitement circulaires, sans courbures ni pertes et à température constante spatialement et temporellement), non biréfringente, les deux modes de polarisation linéaire orthogonaux constituant le mode  $LP_{01}$  restent en phase et avec une puissance uniforme durant leur propagation dans la fibre (constante de propagation  $\beta_x$  et  $\beta_y$  identiques). Dans ce cas, l'état de polarisation en entrée est conservé tout au long de la propagation dans la fibre. Cependant, dans un cas réaliste, les imperfections géométriques (légère ellipticité du cœur de la fibre par exemple) et d'éventuelles contraintes emprisonnées lors de la fabrication donnent aux fibres un caractère intrinsèquement biréfringent. De plus, une biréfringence extrinsèque peut également apparaître dans la fibre lorsque celle-ci est soumise à des contraintes extérieures comme des torsions ou des courbures. Qu'elle soit intrinsèque ou extrinsèque, la biréfringence engendre une modification de l'état de polarisation (rectiligne, circulaire, elliptique) tout au long de la propagation dans la fibre. Seul un faisceau fortement dépolarisé, c'est-à-dire avec une polarisation non maîtrisée, peut alors être obtenu en sortie. Une telle dépolarisation est indésirable dans les applications qui nécessitent une lumière polarisée, comme le pompage de certains cristaux non linéaires dans une cavité OPO dont l'efficacité de conversion dépend de l'état de polarisation de la lumière. La méthode la plus courante pour conserver un état de polarisation rectiligne lors de sa propagation dans une fibre consiste à ajouter des contraintes anisotropes dans la fibre de manière à créer deux axes neutres orthogonaux dans les directions  $x$  et  $y$  qui empêcheront les couplages entre les modes  $HE_{11x}$  et  $HE_{11y}$  [13]. Dans ces fibres-là, communément appelées fibres à maintien de polarisation (PM), l'état de polarisation d'un faisceau injecté dans la fibre est donc conservé jusqu'à la sortie de celle-ci, si celui-ci est injecté avec une polarisation parallèle à l'un des deux axes neutres.



**FIGURE 1.4** : Représentation schématique de deux modèles de fibres optiques à maintien de polarisation : (a) fibre optique « PANDA » ; (b) fibre optique « bow-tie ».

Ces contraintes sont par exemple obtenues grâce à des barreaux possédant un coefficient de dilatation très différent de celui de la silice, disposés de part et d'autre du cœur avant l'étirement de la fibre. Parmi les différents types d'architecture des fibres PM dans la littérature, les modèles PANDA (Figure 1.4a) et *bow-tie* (Figure 1.4b) sont

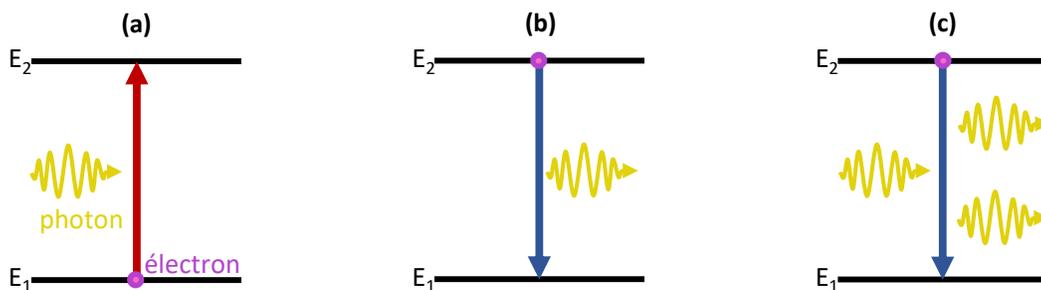
les plus largement utilisés [14]. Dans le cadre de ce travail de thèse, dont le contexte applicatif est le pompage d'OPO, des fibres PM de type « PANDA » ont été utilisées.

### 1.3 Émission laser à 2 $\mu\text{m}$ depuis une fibre optique

Les fibres optiques sont aujourd'hui au premier rang en matière de transport de l'information du fait de leur capacité à guider la lumière sur de très longues distances et avec très peu de pertes, mais elles sont également depuis plusieurs dizaines d'années au centre d'un intérêt grandissant dans le domaine des lasers à haute puissance. En effet, grâce à un dopage de leur cœur avec des ions de terres rares elles sont d'excellents supports comme milieu amplificateur au sein d'un laser pour la génération et l'amplification de la lumière. Le confinement de la lumière dans leur cœur permet de délivrer une brillance élevée avec une excellente qualité de faisceau. De plus, elles profitent d'une facilité de gestion des effets thermiques grâce à leur grand rapport surface sur volume. Cette partie se concentre sur les principes généraux de l'amplification laser, les ions de terres rares permettant une émission autour de 2  $\mu\text{m}$  et la géométrie spécifique des fibres dopées.

#### 1.3.1 Principes d'amplification laser

Un laser est une source de lumière cohérente basée sur l'amplification par émission stimulée dans un milieu actif. Le principe d'amplification dans un laser est basé sur des mécanismes physiques d'interaction entre photon et matière. Les trois principaux processus qui sont l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée, sont représentés sur la [Figure 1.5](#) par des diagrammes énergétiques pourvus de deux niveaux d'énergie  $E_1$  et  $E_2$  (avec  $E_2 > E_1$ ). Dans la réalité, un laser ne peut pas fonctionner avec seulement deux niveaux d'énergie et nécessite des schémas plus complexes impliquant plusieurs sous-niveaux d'énergie, comme nous le verrons dans la [section 1.3.2.3](#), avec les diagrammes énergétiques de certains ions de terres rares.



**FIGURE 1.5 :** Représentations énergétiques des phénomènes électroniques d'interaction lumière-matière d' (a) absorption ; (b) émission spontanée ; (c) émission stimulée.

Le mécanisme d'absorption se définit par l'absorption d'un photon par un électron lui permettant une transition d'un état d'énergie inférieure vers un état d'énergie supérieure. Dans l'exemple de la [Figure 1.5a](#) un photon d'énergie  $h\nu = \Delta E = E_2 - E_1$  est absorbé par un électron sur l'état d'énergie  $E_1$ . L'électron effectue donc une transition  $E_1 \rightarrow E_2$ . Un électron dans un état excité peut spontanément effectuer une transition dite « radiative » vers un état de plus basse énergie par l'émission d'un photon selon une direction aléatoire. La [Figure 1.5b](#) présente la désexcitation spontanée de l'électron du niveau  $E_2$  vers le niveau  $E_1$  entraînant l'émission d'un photon d'énergie  $h\nu = \Delta E$ , avec  $h$  la constante de Planck et  $\nu$  la fréquence du rayonnement. La lumière provenant de la désexcitation spontanée d'ions excités dans un laser est ce que l'on appelle communément l'ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) [15]. Celle-ci peut avoir un effet de limitation sur le gain laser dans les amplificateurs et peut être à l'origine d'instabilités dans les systèmes impulsionsnels [16].

Le dernier processus, l'émission stimulée, correspond à la désexcitation d'un électron d'une certaine énergie  $\Delta E = E_2 - E_1$  provoquée par l'interaction d'un photon incident d'une même énergie  $\Delta E$ . Dans l'exemple de la [Figure 1.5c](#), l'interaction entre un électron à l'état  $E_2$  et un photon d'énergie  $\Delta E$  engendre la désexcitation de l'électron vers l'état  $E_1$  par l'émission d'un nouveau photon (identique) au photon incident (même énergie, état de polarisation, direction de propagation et phase). Cette émission stimulée est à la base du fonctionnement d'un laser.

Un laser, pour être correctement fonctionnel, doit respecter un certain nombre de conditions. L'une d'elles vient du fait que si l'émission stimulée a pour effet d'amplifier la lumière, l'absorption a quant à elle pour conséquence de l'atténuer. Il est donc nécessaire d'avoir ce que l'on appelle une inversion de population entre les états excités  $E_2$  et  $E_1$ , c'est-à-dire que la densité de population des électrons à l'état  $E_2$  est supérieure à celle de l'état  $E_1$  afin que la probabilité d'émission stimulée de photons soit supérieure à la probabilité d'absorption (dans ce cas-ci le gain du laser est supérieur à 1). Dans un système laser, cette inversion de population est réalisée par ce que l'on appelle le pompage et doit impliquer au moins un troisième niveau d'énergie. Différentes méthodes de pompage sont possibles : par décharge électrique, chimique ou optique. Le seul type de pompage employé dans ce travail de thèse est optique. Celui-ci consiste à envoyer des photons d'une énergie spécifique dans le milieu actif dans l'objectif d'exciter ses électrons par absorption. Un oscillateur laser est obtenu en plaçant le milieu amplificateur dans un résonateur optique (ou cavité) formé par plusieurs miroirs (au minimum deux) permettant la réinjection d'une partie des photons signal émis dans le milieu, ce qui engendre une amplification progressive par émission stimulée au fil des passages dans le milieu actif [17]. Pour que l'oscillation laser démarre, le gain doit être supérieur aux pertes de la cavité, on obtient alors en sortie du laser l'émission de la partie des photons non réfléchis par la cavité qui constituent ce que l'on nomme le faisceau laser.

### 1.3.2 Les terres rares pour l'émission autour de 2 $\mu\text{m}$

Nous venons de voir que l'émission laser repose sur le phénomène d'amplification de la lumière dans un milieu amplificateur. Ce milieu peut être dopé avec des éléments que l'on appelle des terres rares ou lanthanides. Les terres rares sont des métaux qui grâce à leurs propriétés électromagnétiques particulières font partie des matières premières stratégiques du fait de leur utilisation dans un grand nombre de fabrications de haute technologie.

#### 1.3.2.1 Spécificités des terres rares

Pour comprendre la spécificité des terres rares, il est nécessaire de s'intéresser aux configurations électroniques des atomes. Généralement, les lanthanides perdent en priorité trois électrons pour ainsi devenir des ions à l'état trivalent (triplement ionisés). Les transferts énergétiques au niveau de la couche électronique incomplète des ions trivalents sont métastables avec de longues durées de vie de l'ordre de la milliseconde sur le niveau excité, ce qui rend ces ions très favorables à l'inversion de population et donc à l'amplification, et ce même lorsqu'ils sont insérés dans une matrice amorphe tel qu'un verre de silice [18]. De plus, l'insertion d'ions de terres rares dans une matrice en silice a l'avantage d'étendre le spectre de fluorescence de ces ions, permettant ainsi de présenter de larges bandes spectrales d'absorption et d'émission, ce qui constitue une propriété très importante pour l'amplification optique.

#### 1.3.2.2 Transfert d'énergie non radiatif

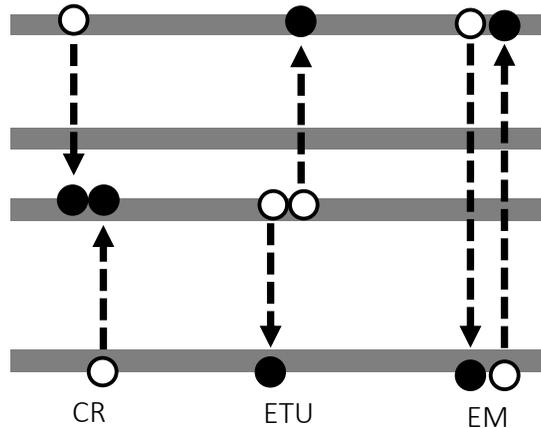
En plus des processus physiques d'interaction radiatifs discutés précédemment (voir [section 1.3.1](#)), il existe plusieurs mécanismes de transfert d'énergie non radiatifs à considérer dans les milieux à gain dopés aux terres rares, comme représenté sur la [Figure 1.6](#). Il existe trois principaux processus de transfert d'énergie non radiatif pertinents : la relaxation croisée (CR : *Cross Relaxation*), le transfert d'énergie par conversion d'état excité ou « up-conversion » (ETU : *Energy Transfer Upconversion*), et la migration d'énergie (EM : *Energy Migration*) [19]. L'interaction CR est la plus importante dans le domaine des lasers à fibres dopées par des terres rares, car elle peut créer deux états excités de même niveau à partir d'un seul photon de pompe absorbé d'une énergie égale à approximativement deux fois celle des niveaux excités. La CR est un processus qui se produit entre deux ions à proximité, où l'un dans un état excité, transfère une partie de son énergie à l'autre, de sorte que leurs niveaux finaux sont équivalents. Comme nous le verrons dans la [section 1.3.2.3](#), la CR est à l'origine des très bons rendements différentiels des lasers à fibres dopées au thulium ( $\text{Tm}^{3+}$ ) à 2  $\mu\text{m}$ .

Le transfert d'énergie ETU, antagoniste à la CR, est un processus qui se produit lorsque deux ions excités au même niveau d'énergie interagissent entre eux de telle sorte que l'énergie est transférée de l'un à l'autre, faisant passer l'un à un niveau inférieur et l'autre à un niveau supérieur. Ce mécanisme peut être problématique si les paires d'ions sont trop proches, c'est-à-dire dans ce que l'on appelle un agrégat (« cluster »).

En effet, dans ce cas-ci l'ETU, se produisant quasiment instantanément, empêche la CR d'avoir lieu et ainsi diminue le rendement du laser [20]. Ce processus est bien connu dans la littérature pour réduire le rendement différentiel des lasers à fibres dopées  $\text{Tm}^{3+}$  [21], et également des lasers à fibres dopées  $\text{Ho}^{3+}$  [20, 22].

Enfin, la migration d'énergie est le processus par lequel un ion excité transfère toute son énergie à un ion à l'état fondamental. Cette interaction peut entraîner une perte de rendement dans les situations où cet échange d'énergie se produit et migre rapidement entre les ions, comme par exemple dans les systèmes laser fibré avec une importante concentration de dopants, mais peut également avoir un impact significatif à de faibles concentrations si les ions sont distribués de manière inégale dans la matrice en silice [23].

En plus des transferts d'énergie entre ions de terres rares, il existe des transitions non radiatives où l'énergie d'un ion excité est convertie en énergie vibratoire sous la forme de phonons [24, 25]. Dans la silice dopée  $\text{Tm}^{3+}$ , dont le phonon à un nombre d'onde est d'environ  $1100\text{ cm}^{-1}$ , un phonon a une énergie équivalente à un photon d'une longueur d'onde de  $9\mu\text{m}$ . Le processus de conversion fait donc intervenir plusieurs phonons pour un photon, on parle de relaxation multiphonon. La probabilité de ce processus, et donc les pertes de rayonnement, augmente au fur et à mesure que le nombre de phonons nécessaires par photon est réduit. Ce mécanisme de relaxation multiphonon devient significatif dans les fibres de silice lorsque les longueurs d'onde approchent  $2\mu\text{m}$  : il est déjà suffisamment fort pour empêcher l'utilisation de fibres de silice pour la transmission de signaux longue distance (de l'ordre du kilomètre) à  $1,8\mu\text{m}$  avec environ  $1,4\text{ dB km}^{-1}$  de perte par absorption [25].



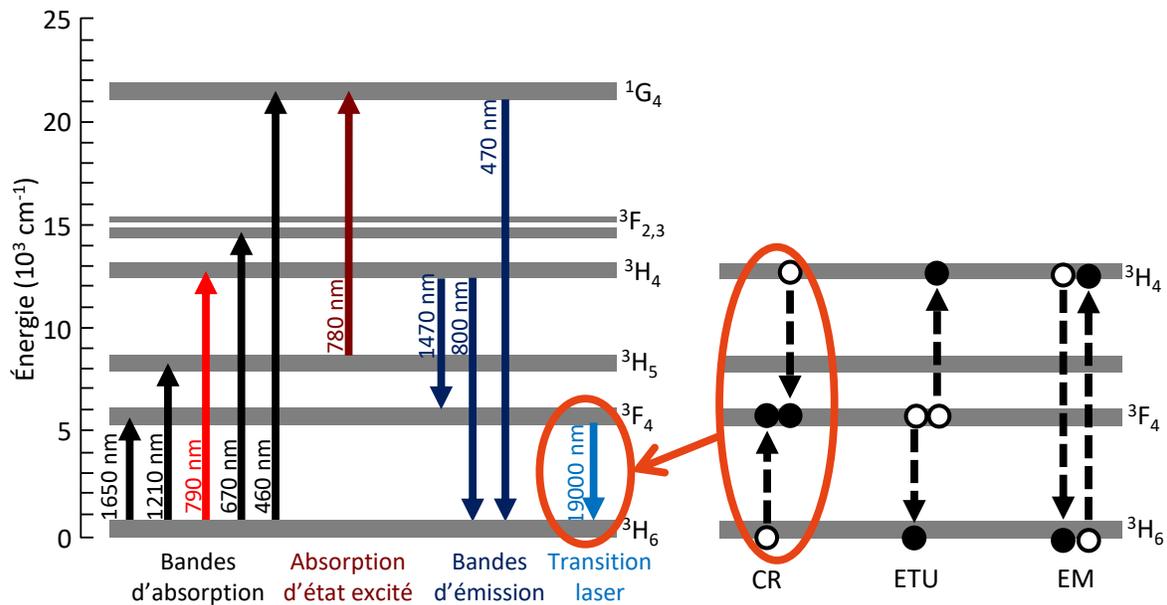
**FIGURE 1.6 :** Processus physiques de transfert d'énergie non radiatif. Les électrons avant et après interaction sont représentés par des ronds blancs et noirs, respectivement.

Comme nous l'avons vu dans l'introduction générale, certaines des terres rares, telles que l'ytterbium et l'erbium, sont fréquemment utilisées dans les systèmes laser pour des émissions autour de  $1\mu\text{m}$  et  $1,5\mu\text{m}$  respectivement. Parmi les terres rares, les ions  $\text{Tm}^{3+}$  et  $\text{Ho}^{3+}$  ont des propriétés spectroscopiques permettant une émission efficace

aux alentours de 2  $\mu\text{m}$ . Les prochaines parties ont pour objet de passer en revue leur spectroscopie lorsqu'ils sont utilisés comme dopants dans des verres de silicate et nous examinerons les importants processus de transfert d'énergie qui se produisent entre ces deux ions de terres rares.

### 1.3.2.3 L'ion thulium

Les différentes transitions énergétiques de l'ion  $\text{Tm}^{3+}$  dans la silice sont représentées dans la **Figure 1.7**. La transition  ${}^3F_4 \leftrightarrow {}^3H_6$ , permettant une émission dans une large bande entre 1,8  $\mu\text{m}$  et 2,1  $\mu\text{m}$  [26, 27], est de loin la plus utilisée dans les systèmes laser utilisant du thulium. Plusieurs schémas de pompage existent pour stimuler cette transition, notamment autour de 790 nm, de 1210 nm et de 1630 nm [26].



**FIGURE 1.7** : Diagramme des transitions énergétiques de l'ion  $\text{Tm}^{3+}$  dans la silice.

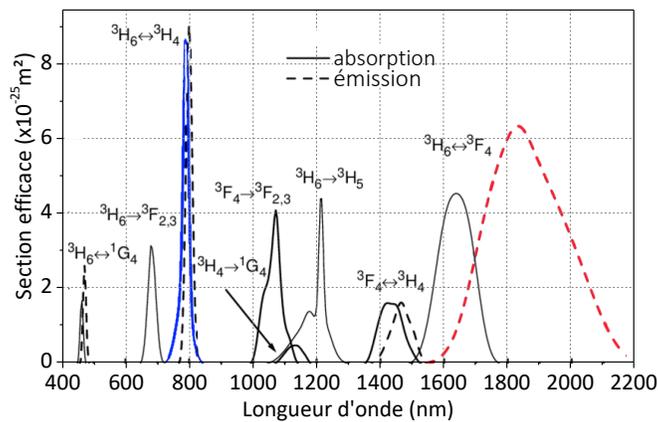
Il est généralement plus courant de pomper dans le niveau  ${}^3H_4$  à 790 nm car des diodes laser AlGaAs disponibles commercialement et permettant d'émettre de fortes puissances autour de cette longueur d'onde peuvent être employées. Même avec un décalage de Stokes<sup>1</sup>  $\delta$  important (60%), défini en fonction des longueurs d'onde (ou de l'énergie) des photons émis  $\lambda_{\text{émis}}$  et absorbé  $\lambda_{\text{absorbé}}$  par :

$$\delta = 1 - \frac{\lambda_{\text{absorbé}}}{\lambda_{\text{émis}}} \quad (1.9)$$

1. Dans le domaine des lasers, le décalage de Stokes est souvent abusivement appelé « défaut quantique »

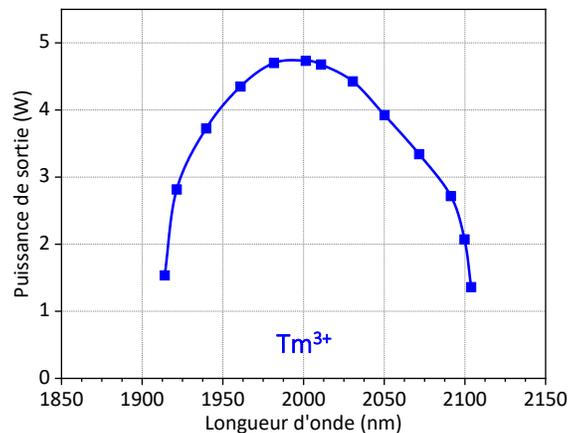
le rendement différentiel de ce type de lasers demeure élevé en raison du processus de relaxation croisée, précédemment décrit, qui sur l'ion  $\text{Tm}^{3+}$ , se déroule comme suit : un photon de pompe autour de 790 nm est absorbé par un ion  $\text{Tm}^{3+}$  à l'état fondamental (état  $^3H_6$ ), ce dernier se retrouve à l'état d'énergie  $^3H_4$ , puis transfère approximativement la moitié de son énergie orbitale à un ion  $\text{Tm}^{3+}$  à l'état fondamental à proximité, de sorte que les deux ions se retrouvent à l'état d'énergie  $^3F_4$  (l'ion donneur passant de l'état  $^3H_4$  à  $^3F_4$  et l'ion receveur de  $^3H_6$  à  $^3F_4$ ). Un photon de pompe permet donc de transférer deux ions au niveau  $^3F_4$  de la transition laser [19]. Cet effet, accentué par une concentration en ions élevée (généralement  $> 2$  wt.%) et par l'utilisation d'une pompe à 790 nm, permet d'atteindre des rendements différentiels pouvant être supérieurs à 70 % [28]. Le pompage intrabande, autour de 1630 nm, permet toutefois d'extraire un rendement différentiel encore plus important au-delà de 80 % [29]. Mais puisque les diodes laser commerciales ne peuvent fournir de très fortes puissances à cette longueur d'onde, on doit souvent avoir recours à un autre laser à fibre (laser Raman ou dopé  $\text{Er}^{3+}$ , par exemple [29, 30]).

Chaque niveau d'énergie orbital présenté dans la Figure 1.7 contient plusieurs sous-niveaux d'énergie Stark qui proviennent de l'interaction du champ statique avec le matériau hôte (la silice dans notre cas) [31]. Cet effet Stark, défini par le taux de dopage de l'ion de terre rare et par les caractéristiques structurales de la silice, donne lieu à une décomposition en niveaux d'énergie discrets s'étendant de part et d'autre des niveaux orbitaux représentés dans la Figure 1.7 [32]. En réalité, il existe des interactions des sous-niveaux d'énergie Stark avec les phonons du réseau cristallin de la silice [31]. Il en résulte que les spectres des sections efficaces d'absorption et d'émission liés à une transition énergétique de terre rare apparaissent comme continus. Les spectres des sections efficaces d'absorption et d'émission des différentes transitions radiatives de l'ion  $\text{Tm}^{3+}$  dans la silice sont représentés sur la Figure 1.8 [33].



**FIGURE 1.8** : Spectres des sections efficaces d'absorption et d'émission des différentes transitions radiatives de l'ion  $\text{Tm}^{3+}$  dans la silice. En trait bleu le spectre d'absorption de la transition  $^3H_6 \rightarrow ^3H_4$  autour de 790 nm. En pointillés rouge le spectre d'émission de la transition  $^3H_6 \rightarrow ^3F_4$  autour de 1900 nm [33].

Un exemple de spectre d'émission d'une fibre d'une longueur de 488 cm pompée à 793 nm et dont le cœur est dopé aux ions  $\text{Tm}^{3+}$ , mesuré sur une fibre commerciale (*iXblue Photonics*) à l'ISL, est présenté sur la [Figure 1.9](#). Une plage d'émission relativement efficace, définie à 80 % du maximum d'émission, est observée entre 1,93  $\mu\text{m}$  et 2,05  $\mu\text{m}$ , pour un maximum de puissance vers 1,98  $\mu\text{m}$ . Le thulium est donc typiquement utilisé pour une émission sur cette bande spectrale. En revanche, comme nous le verrons, il est souvent préférable de se tourner vers des solutions utilisant des ions  $\text{Ho}^{3+}$  pour une émission au-delà de 2,05  $\mu\text{m}$ . Il est important de noter que le spectre d'émission d'une fibre dopée, qui dépend du taux de concentration du dopage, peut aussi être fonction de la longueur de la fibre utilisée. En effet, si les spectres des sections efficaces d'absorption et d'émission d'une transition sont proches, ce qui est le cas pour la transition  ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{F}_4$  du  $\text{Tm}^{3+}$  autour de 1900 nm (voir [Figure 1.8](#)), un phénomène de réabsorption de l'émission, dont l'occurrence augmente naturellement avec la longueur de la fibre, se produit. La réabsorption d'un photon émis conduisant à sa réémission à une plus haute longueur d'onde contribue à décaler le spectre d'émission laser vers les plus hautes longueurs d'onde [34].



**FIGURE 1.9 :** Mesure de la puissance laser en fonction de la longueur d'onde d'émission en sortie d'un laser fibré  $\text{Tm}^{3+}$  pompé en espace libre à 793 nm dont la cavité est fermée par réseau de diffraction permettant de sélectionner la longueur d'onde d'émission.

#### 1.3.2.4 L'ion holmium

L'ion trivalent  $\text{Ho}^{3+}$  possède plusieurs transitions laser utiles à hautes longueurs d'onde, notamment autour de 2,1  $\mu\text{m}$ , de 2,9  $\mu\text{m}$ , de 3,22  $\mu\text{m}$  et de 3,95  $\mu\text{m}$ . Un diagramme d'énergie simplifié de l'ion  $\text{Ho}^{3+}$  dans la silice est présenté à la [Figure 1.10](#). La transition  ${}^5\text{I}_7 \leftrightarrow {}^5\text{I}_8$  est la transition la plus lointaine dans l'infrarouge qui puisse être activée dans une fibre de silice, dont la transparence n'est vérifiée que jusqu'à 2,2  $\mu\text{m}$ . Sa plage d'émission s'étend d'environ 2,05  $\mu\text{m}$  à 2,20  $\mu\text{m}$ , décalée légèrement vers les hautes longueurs d'onde par rapport à la bande  ${}^3\text{F}_4 \leftrightarrow {}^3\text{H}_6$  de l'ion  $\text{Tm}^{3+}$ . Cette transition peut être pompée à 1150 nm à l'aide de diodes laser [35, 36] ou d'un laser Raman

[37]. Toutefois, c'est par pompage intrabande, soit près de 1,95  $\mu\text{m}$ , que l'on obtient le meilleur rendement différentiel grâce à un faible décalage de Stokes ( $< 10\%$ ), mais également les plus hautes puissances en raison de la disponibilité des sources laser fibrée  $\text{Tm}^{3+}$  à 1,95  $\mu\text{m}$  de forte puissance [38]. Les longueurs d'onde autour de 2,1  $\mu\text{m}$  sont donc atteignables de façon efficace par l'intermédiaire de systèmes complexes composés de plusieurs fibres dopées : une première fibre dopée au  $\text{Tm}^{3+}$  (pompée à 793 nm et émettant à 1950 nm) est utilisée pour pomper une seconde fibre dopée à l' $\text{Ho}^{3+}$  pour émettre vers 2,1  $\mu\text{m}$  [38]. Les spectres des sections efficaces d'absorption et d'émission de la transition radiative  ${}^5\text{I}_8 \leftrightarrow {}^5\text{I}_7$  de l'ion  $\text{Ho}^{3+}$  dans la silice qui permet d'émettre vers 2,1  $\mu\text{m}$  sont présentés dans la Figure 1.11 [39].

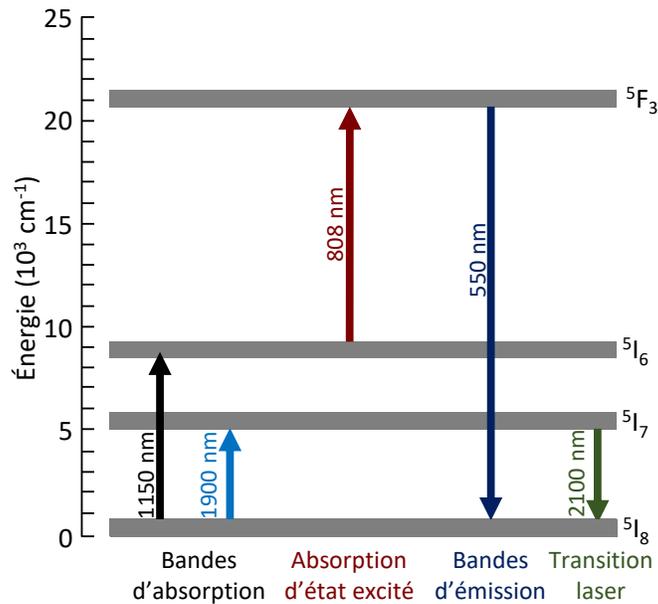
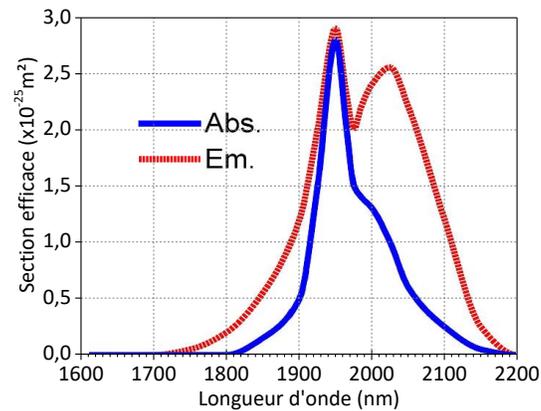


FIGURE 1.10 : Diagramme des transitions énergétiques de l'ion  $\text{Ho}^{3+}$  dans la silice.

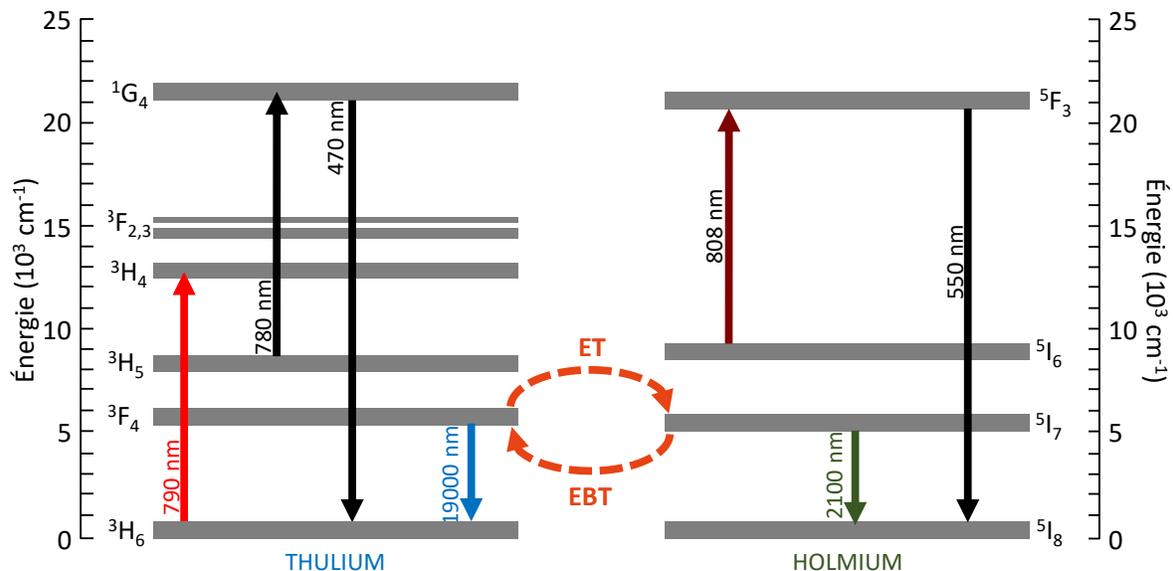
Un autre arrangement de fibres dopées  $\text{Tm}^{3+}$  et  $\text{Ho}^{3+}$  pour émettre vers 2,1  $\mu\text{m}$ , proposé par Boccuzzi et col. en 2016 [40], consiste à utiliser une seule fibre dite co-axiale, dans laquelle le cœur dopé aux ions  $\text{Ho}^{3+}$  est entouré d'une gaine dopée aux ions  $\text{Tm}^{3+}$ , elle-même entourée d'une gaine optique classique en silice pure. Ces travaux ont montré de premiers résultats intéressants, notamment avec des simulations qui permettent d'envisager des rendements différentiels de la pompe à 790 nm vers l'émission de l' $\text{Ho}^{3+}$  à 2,1  $\mu\text{m}$  supérieurs à 50 % [40]. Ils représentent cependant une géométrie technologiquement peu mature avec laquelle ces rendements attendus n'ont pas encore été atteints par l'expérimentation [41]. Une autre solution existe pour combiner les ions  $\text{Tm}^{3+}$  et  $\text{Ho}^{3+}$  dans une même fibre et ainsi gagner en compacité : le co-dopage du cœur de la fibre par les deux ions.



**FIGURE 1.11 :** Spectres des sections efficaces d'absorption et d'émission de la transition radiative  $^5I_8 \leftrightarrow ^5I_7$  de l'ion  $\text{Ho}^{3+}$  dans la silice [39].

### 1.3.2.5 Le codopage thulium-holmium

Le co-dopage du cœur d'une fibre aux ions  $\text{Tm}^{3+}$  et  $\text{Ho}^{3+}$  est une solution avantageuse pour atteindre la bande spectrale autour de 2,1  $\mu\text{m}$  tout en profitant de la disponibilité commerciale de diodes de forte puissance à 790 nm [35, 42].

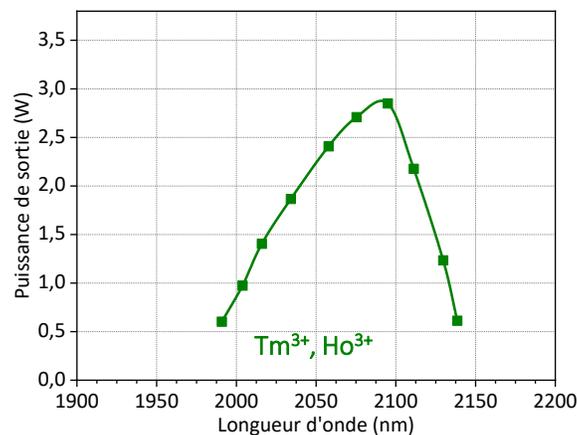


**FIGURE 1.12 :** Diagramme des transitions énergétiques des ions  $\text{Tm}^{3+}$  et  $\text{Ho}^{3+}$  dans le cas d'un co-dopage dans la silice.

Comme le montre la Figure 1.12, un tel pompage a pour effet d'exciter les ions  $\text{Tm}^{3+}$  et de promouvoir le processus de relaxation croisée deux pour un (deux photons laser émis pour un photon pompe absorbé), suivi d'un mécanisme de transfert d'énergie (ET : *Energy Transfer*) donneur-accepteur dans lequel l'énergie de l'état  $^3F_4$  du

thulium est redistribuée vers l'état  $^5I_7$  de l'holmium [31, 43]. Ce mécanisme coexiste avec un mécanisme de transfert d'énergie inversé (EBT : *Energy Back Transfer*) de l'holmium vers le thulium. La concentration en ions  $\text{Tm}^{3+}$  doit toutefois être très élevée par rapport à celle en ions  $\text{Ho}^{3+}$  pour obtenir un rendement différentiel raisonnable. Elle se trouve généralement dans un ratio  $\text{Tm}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$  d'environ dix pour un [44]. Un rendement différentiel allant jusqu'à 55 % a été obtenu dans une source laser de 37 W utilisant une fibre co-dopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  avec une concentration en ion  $\text{Tm}^{3+}$  d'environ 5 wt.% et un rapport de concentration des ions  $\text{Tm}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$  de 10:1 [44]. Généralement les systèmes laser de plus forte puissance ( $> 50$  W) basés sur le pompage à 793 nm d'une fibre codopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  présentent des rendements différentiels de l'ordre de 35 % [44, 45, 46].

Un exemple d'un spectre d'émission d'une fibre d'une longueur de 570 cm pompée à 793 nm et dont le cœur est co-dopé aux ions  $\text{Tm}^{3+}$  et  $\text{Ho}^{3+}$ , mesuré sur une fibre commerciale (*iXblue Photonics*) à l'ISL, est présenté dans la Figure 1.13. Cette mesure montre un maximum d'émission autour de 2,09  $\mu\text{m}$  avec une plage de rendement différentiel (définie à 80 % du maximum) donnant une couverture spectrale s'étendant de 2,05  $\mu\text{m}$  à 2,11  $\mu\text{m}$ . De même que pour le spectre d'émission de la fibre  $\text{Tm}^{3+}$  présenté en Figure 1.9, le spectre d'émission d'une fibre  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  dépend aussi de la longueur de la fibre utilisée, à cause du phénomène de réabsorption de l'émission. L'augmentation de la longueur de fibre entraîne un décalage du spectre d'émission en sortie vers les hautes longueurs d'onde.

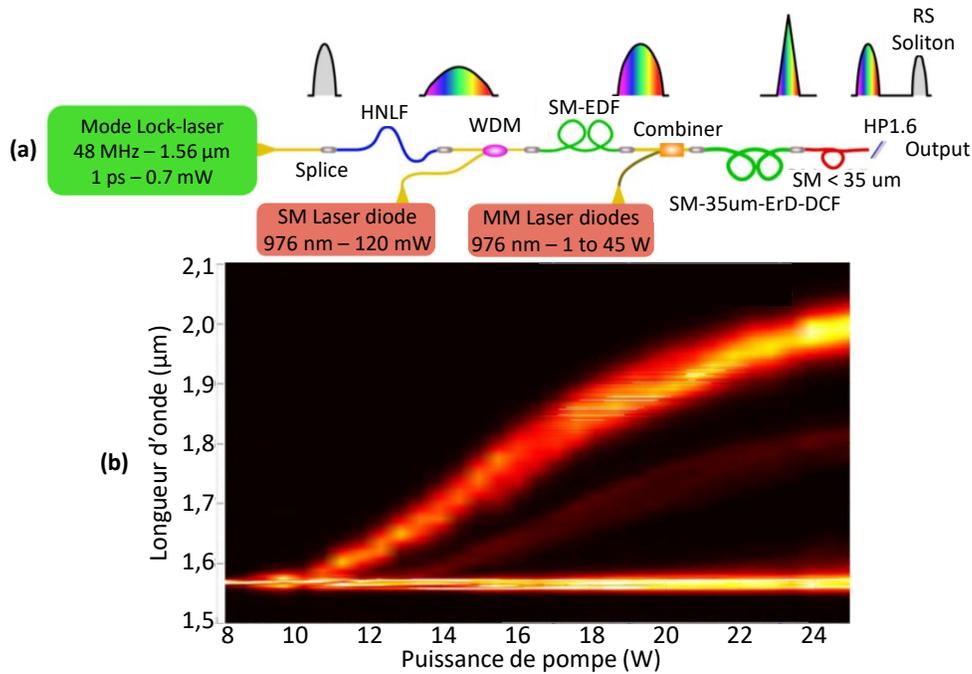


**FIGURE 1.13 :** Mesure de la puissance laser en fonction de la longueur d'onde d'émission en sortie d'un laser fibré  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  pompé en espace libre à 793 nm et dont la cavité est fermée par un réseau de diffraction permettant de sélectionner la longueur d'onde d'émission.

### 1.3.2.6 Conversion non linéaire de l'émission d'autres terres rares

Outre le recours à des fibres dopées au  $\text{Tm}^{3+}$  et/ou à l' $\text{Ho}^{3+}$ , d'autres technologies existent pour atteindre la longueur d'onde de 2  $\mu\text{m}$ , reposant sur des sources plus ma-

tures (ytterbium ou erbium). Il est par exemple possible de décaler en longueur d'onde jusqu'à 2  $\mu\text{m}$  un rayonnement à 1,5  $\mu\text{m}$  par des effets non linéaires. C'est le cas des lasers Raman qui comme leur nom l'indique reposent sur la conversion non linéaire Raman exploitée dans une seconde fibre pompée à 1,5  $\mu\text{m}$  [47] ou encore des lasers à solitons qui reposent sur l'autodécalage de solitons et dont l'entreprise *NOVAE* s'est fait la spécialité [30]. Traditionnellement, les lasers Raman en fibres de silice sont utilisés pour atteindre des longueurs d'onde que les ions de terres rares ne couvrent pas, entre 1  $\mu\text{m}$  et 2  $\mu\text{m}$ . Leur faible atténuation sur cette plage et leur robustesse font des fibres de silice un milieu idéal pour développer ce type de systèmes. Toutefois, pour des longueurs d'onde supérieures à 2  $\mu\text{m}$ , il n'est pas simple de développer des systèmes laser Raman fibrés, les fibres de silice perdant vite leur transparence au-delà de 2,2  $\mu\text{m}$  [24]. Toutefois, une très haute concentration de germanium augmente le gain Raman et repousse légèrement la limite spectrale de transmission des fibres en silice. Ainsi, sur ce principe, des lasers Raman pompés autour de 2  $\mu\text{m}$  opérant en régime impulsif ont généré une puissance crête d'environ 170 W (impulsions de 50 à 60 ns) et un spectre centré à 2,15  $\mu\text{m}$  [48]. La plus haute longueur d'onde rapportée avec ce type de fibre est de 2,193  $\mu\text{m}$  [49].



**FIGURE 1.14 :** (a) Schéma du dispositif laser émettant à 2  $\mu\text{m}$  par conversion non linéaire d'une pompe à 1,55  $\mu\text{m}$ ; (b) Mesure de l'évolution du profil spectral en sortie en fonction de la puissance de pompe [30].

Avec le dispositif représenté sur la Figure 1.14a, un rayonnement à 1,55  $\mu\text{m}$  est amplifié à travers deux étages avant d'être injecté dans une fibre hautement non linéaire [30]. Dans cette fibre, une partie du signal subit un décalage solitonique et atteint jus-

qu'à la longueur d'onde de 2  $\mu\text{m}$  (Figure 1.14b). Ainsi, en fonction de la puissance de pompe à 1,55  $\mu\text{m}$  injectée, le système offre un laser accordable entre 1,8  $\mu\text{m}$  et 2  $\mu\text{m}$ . L'apparition de ces effets non linéaires nécessite de fortes intensités lumineuses et est par conséquent difficilement compatible avec le régime continu voire même nanoseconde. C'est souvent le régime femtoseconde qui est d'ailleurs privilégié.

### 1.3.3 L'architecture spécifique des fibres actives

#### 1.3.3.1 Fabrication des fibres dopées aux terres rares

Malgré les progrès dans le domaine des fibres monocristallines [50] et des céramiques transparentes [51], les verres dopés aux terres rares (thulium, holmium, ytterbium, erbium, etc.) jouent un rôle clé pour la fabrication des fibres actives, et restent ainsi au cœur de la technologie des lasers. En particulier, les fibres de verres de silice sont majoritairement utilisées dans le développement de lasers à haute puissance du fait de leur stabilité thermique élevée et de leur durabilité. En revanche, la faible solubilité des terres rares et l'énergie élevée des phonons dans la silice sont les deux principaux facteurs dont dépend l'efficacité de luminescence et qui viennent la limiter. Une fois que la concentration de terres rares dans la matrice de verre de silice dépasse les limites de solubilité (typiquement inférieures à quelques dizaines de parties par million [52]), une séparation de phases a lieu et les ions de terres rares forment des agrégats. Or, dans ces agrégats les transferts d'énergie non radiatifs entre ions sont favorisés par rapport aux désexcitations radiatives, ce qui provoque des diminutions significatives de l'efficacité de luminescence [53]. L'énergie élevée des phonons contribue aux transferts d'énergie non radiatifs entre des niveaux d'énergie donnés qui entrent en compétition avec la décroissance radiative [54]. Ces deux phénomènes sont particulièrement remarquables dans les dispositifs laser à fibres dopées au  $\text{Tm}^{3+}$  pour la transition laser à 2  $\mu\text{m}$  qui présentent des taux de transitions non radiatives relativement élevés et dont l'efficacité de conversion quantique à la longueur d'onde de pompage de 790 nm tombe à environ 10 % seulement. Cela contraste avec les efficacités proches de 100 % des lasers à fibres dopées à l'ytterbium (émission à 1  $\mu\text{m}$ ) ou à l'erbium (émission à 1,5  $\mu\text{m}$ ). Une approche efficace pour augmenter l'efficacité de conversion quantique du thulium est la modification de l'environnement local des ions par un co-dopage aux nanoparticules d'aluminium par exemple [55].

Depuis les travaux de Poole et col. sur le concept général de fibres dopées aux terres rares [56], la recherche sur les matériaux s'est concentrée sur de nouvelles méthodes de traitement permettant d'augmenter les limites de solubilité des terres rares et d'améliorer ainsi l'efficacité de luminescence du matériau hôte. La technique de dépôt chimique en phase vapeur modifiée (MCVD : *Modified Chemical Vapor Deposition*), bien qu'elle soit devenue la technologie de choix pour préparer des fibres optiques passives à faibles pertes [57], est limitée aux compositions chimiques sous forme de gaz, composés volatils ou vapeurs [52]. La méthode de dopage en solution a été la première technique alternative ouvrant la voie à d'autres composés [52, 58, 59]. Dans cette méthode, les

sels correspondants sont dissous et les solutions formées sont trempées à l'intérieur de la couche de silice poreuse pendant le processus MCVD.

D'autres méthodes de dépôt ont rapidement vu le jour, parmi lesquelles le dépôt direct de nanoparticules [60] ou le dépôt par aérosol [61]. En 2007, un concept de dopage de nanoparticules dans lequel les solutions colloïdales de nanoparticules de céramique sont utilisées a été prouvé [62]. Les ions de terres rares sont dissous à l'intérieur des nanoparticules avec une énergie de phonons inférieure à celle d'un verre de silice pur, ce qui améliore l'efficacité de luminescence et augmente la limite de solubilité. Des forces électrostatiques plus faibles à la surface des nanoparticules permettent d'augmenter la concentration finale de dopant et d'améliorer également l'homogénéité spatiale des fibres [63, 64, 65]. Dans le cas des fibres dopées  $\text{Ho}^{3+}$ , la durée de vie de la transition  $^5\text{I}_8 \leftrightarrow ^5\text{I}_7$  était supérieure à 1300  $\mu\text{s}$  et ces fibres ont été utilisées dans un laser à fibre [53]. Des tronçons de fibre dopée au  $\text{Tm}^{3+}$  présentant une durée de vie de la transition  $^3\text{F}_4 \leftrightarrow ^3\text{H}_6$  supérieure à 570  $\mu\text{s}$  et pompés à 1,6  $\mu\text{m}$  ont présenté un rendement différentiel supérieur à 55 % [66].

Une autre technologie, basée sur la synthèse de poudre et pour laquelle l'IPHT de Jena (Allemagne) et l'institut XLIM à Limoges (France) sont désormais à la pointe, est de plus en plus utilisée, notamment pour les lasers ytterbium, mais aussi depuis quelques années pour les ions thulium [67]. Avec cette méthode « poudre », les dopants sont mélangés en phase poudre dans des ratios de concentration savamment choisis avant d'être dilués dans l'eau. Deux étapes de séchage au four puis de tamisage pour supprimer les agrégats sont suivies d'une cuisson pour obtenir la vitrification de la silice. Cette méthode permet de s'affranchir des quelques limitations imposées par les méthodes chimiques classiques, notamment en termes de dimensions et de concentration [68]. Avec une fibre dopée thulium conçue par poudre, Darwich et col. ont atteint un rendement différentiel de 50,4 % [69].

Bien que l'ensemble de ces technologies soit pertinent et pourrait faire l'objet de mises à l'épreuve dans les conditions visées au cours de cette thèse, le choix a été fait de travailler avec des fibres exclusivement fournies par *iXblue Photonics*, fabriquées par des méthodes classiques de MCVD, qui consiste à fabriquer une préforme monobloc par le dépôt de plusieurs couches de gaz de dopants au cœur d'un seul capillaire en silice.

### 1.3.3.2 Caractéristiques opto-géométriques des fibres dopées et méthodes de pompage

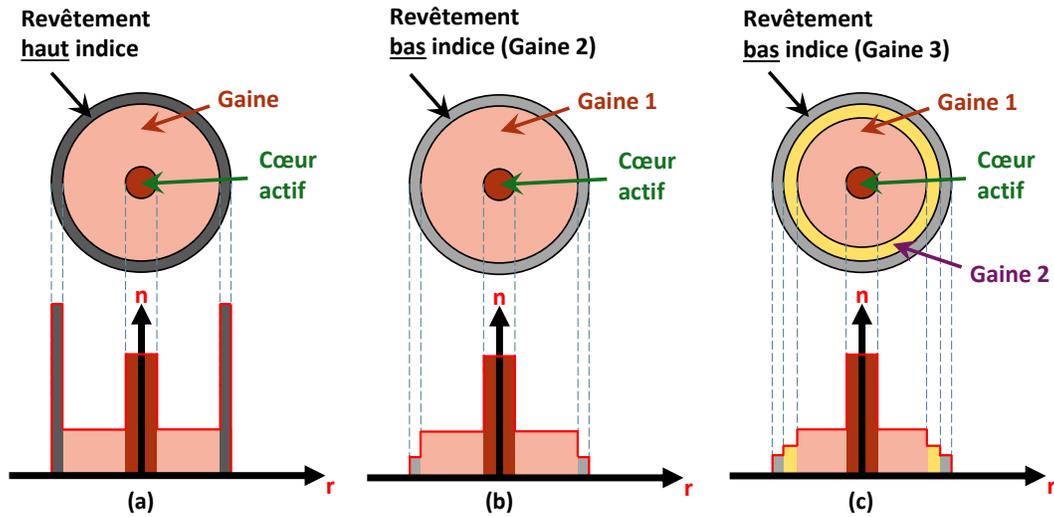
Les caractéristiques opto-géométriques de la fibre choisie dépendent notamment du type de pompage, par le cœur ou par la gaine. Un pompage par le cœur est réalisé dans une fibre à simple gaine (SC : *single clad*), dont la caractéristique est d'avoir un revêtement polymère avec un indice de réfraction supérieur à celui de la gaine. Ainsi, la lumière ne peut se propager que dans le cœur de la fibre, la gaine ne profitant pas de conditions de réflexion à son bord (voir [section 1.2](#)). Ces fibres, nécessitant un faisceau monomode de pompe, ne permettent pas de fortes montées en puissance en raison de la

non disponibilité commerciale des diodes de pompe à la fois puissantes et monomodes et de la limite induite par le seuil de dommage du cœur.

Les lasers à fibres fonctionnant à des niveaux de puissance élevés sont généralement basés sur le principe de pompage par la gaine [70, 71, 72]. Pour cela, il est nécessaire d'avoir recours à des fibres à double gaine (DC : *double clad*), dans lesquelles le guidage de la pompe est réalisé par l'ajout d'une seconde gaine optique autour de la première. La lumière de pompe est donc couplée dans la gaine intérieure et interagit lorsqu'elle traverse le cœur avec les ions de terres rares qui le composent. La gaine interne de la fibre DC possède un diamètre beaucoup plus grand que le cœur, généralement mono-mode transverse. Si l'augmentation du diamètre de la gaine intérieure et de l'ouverture numérique permet de coupler plus de lumière dans la fibre, cela signifie aussi que moins de modes peuvent interagir avec le cœur de la fibre car la symétrie de certains modes de gaine ( $m > 0$ ) ne le recouvre pas, comme on peut le voir sur la 1.3. L'efficacité d'absorption de la pompe s'en retrouve généralement altérée.

L'une des techniques efficaces pour améliorer l'absorption de la pompe dans les fibres DC consiste à préparer des fibres avec une section transverse à forme non circulaire brisée comme les fibres en forme de D (*D-shape*), hexagonale ou encore à gaine en spirale [73, 74, 75]. Une autre solution est l'inclusion d'éléments de contrainte comme c'est le cas des fibres à maintien de polarisation de type panda. Les barreaux de contraintes jouent alors un double rôle : celui de maintenir la polarisation par la neutralisation des échanges d'énergie entre les axes lents et rapides de la fibre comme nous l'avons vu dans la section 1.2, mais également celui d'améliorer l'absorption par la brisure de la symétrie de révolution dans la gaine de pompe. La rupture de la symétrie circulaire de la fibre conduit à des chemins non réguliers, voire chaotiques, des modes de propagation du faisceau de pompe (*mode scrambling*), entraînant davantage d'interactions avec le cœur de la fibre [76]. Ceci rend l'excitation des terres rares situées dans le cœur de la fibre plus efficace et améliore ainsi le coefficient d'absorption linéaire de la pompe.

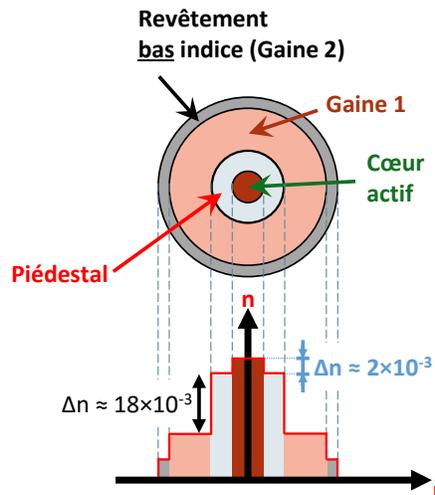
Il est à noter que dans les fibres DC, c'est souvent le polymère du revêtement de la fibre qui est utilisé comme deuxième gaine en utilisant un polymère bas indice (contre un haut indice pour le polymère utilisé sur les fibres SC). Cependant, les polymères ont tendance à absorber fortement les longueurs d'onde autour de 1,95  $\mu\text{m}$  du fait de leur forte concentration en ions OH. Cela signifie qu'il est difficile de réaliser un laser à fibre DC dopée  $\text{Ho}^{3+}$  qui serait pompé par la gaine par un laser au  $\text{Tm}^{3+}$  émettant à 1,95  $\mu\text{m}$ . Pour ce type de système, le recours à une fibre à triple gaine (TC : *triple-clad*) est souvent préféré. Une gaine optique supplémentaire en matériaux transparents à 1,95  $\mu\text{m}$  est alors insérée entre la gaine qui entoure le cœur et le polymère bas indice. La maturité de ces fibres n'est pas encore atteinte et en particulier, il est encore difficile de se procurer des composants fibrés inscrits sur fibre TC, à cause de cette troisième gaine qui vient perturber les procédés de fabrication classiques des composants et prouvés depuis longtemps sur les fibres SC et DC. La Figure 1.15 permet de comparer les différences architecturales entre une fibre active SC (a), DC (b) et TC (c).



**FIGURE 1.15** : Illustration en coupe transversale d'une fibre active SC (a), DC (b), et TC (c) avec représentation de la variation de l'indice de réfraction correspondante.

### 1.3.3.3 Le piédestal dans les fibres actives

Les fibres actives LMA disposent d'une couche entourant leur cœur communément appelée « piédestal », comme représenté sur la [Figure 1.16](#). La présence d'un piédestal s'explique par le fait que le fonctionnement des fibres LMA est optimal pour une différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine de  $\Delta n = 2 \times 10^{-3}$  [77]. Or, le pompage classique des ions  $\text{Tm}^{3+}$  par une pompe à 793 nm, reposant sur un système d'émission de deux photons signal pour un photon de pompe (voir [section 1.3.2.1](#)), nécessite une concentration importante d'ions  $\text{Tm}^{3+}$ . Pour éviter les agrégats, l'ajout d'Aluminium (Al) comme co-dopant (matrice  $\text{Al}:\text{SiO}_2$  nécessaire) en forte quantité est indispensable [78, 79]. Dès lors, les deux éléments (aluminium et thulium) engendrent un indice de réfraction du cœur très élevé ( $\Delta n = 20 \times 10^{-3}$  par rapport à la silice de la gaine). La solution la plus utilisée afin de faire diminuer cette grande différence d'indice  $\Delta n$  consiste à ajouter un dopant de germanium (Ge) qui augmente l'indice autour du cœur de  $\Delta n = 18 \times 10^{-3}$  sur une épaisseur spécifique; il s'agit là du piédestal. Les conditions de propagation pour les fibres LMA sont alors pleinement respectées, tout en conservant la matrice en silice de la gaine. Le choix du diamètre du piédestal est un compromis entre la difficulté de fabrication d'un piédestal avec un large diamètre (concevoir la gaine complète avec la silice dopée Ge est technologiquement très compliqué) et avoir un piédestal suffisamment large en comparaison au cœur. En effet, il a été montré que le rapport  $b/a$  (avec  $b$  le diamètre du piédestal et  $a$  le diamètre du cœur) devait être supérieur à 2,3 pour que la compensation du fort indice soit efficace (conservation des propriétés de propagation des LMA) [80].



**FIGURE 1.16** : Illustration en coupe transversale d'une fibre active avec représentation de la variation de l'indice de réfraction correspondante.

## 1.4 Les différentes architectures des lasers fibrés à 2 $\mu\text{m}$

Les lasers à fibres possèdent de nombreux avantages qui font d'eux un choix idéal pour plusieurs applications. Puisque le signal est guidé, le gain peut s'accumuler sur de longues distances de propagation et la fibre même de grande longueur peut être bobinée dans un volume restreint. Ainsi, contrairement aux lasers à solide « rigide » dont la longueur du milieu actif est limitée par des contraintes de volume, les processus à faible gain peuvent tout de même être exploités (les transitions à faible efficacité, par exemple). Il est également difficile de rivaliser avec la qualité de faisceau en sortie d'une fibre monomode, s'approchant souvent de la limite de diffraction ( $M^2 < 1,1$ ). Les lasers à fibres constituent aussi de bons supports pour la génération de hautes puissances, en partie en raison de leur aire de surface importante pour un volume limité. Pour certaines longueurs d'onde, la maturité technologique permet à ces lasers d'atteindre déjà des niveaux de puissance supérieurs au kilowatt (1  $\mu\text{m}$  avec l'ytterbium) [81, 82]. Enfin, en comparaison avec d'autres milieux à gain laser, le coût des fibres (particulièrement celui des fibres en silice) est relativement faible.

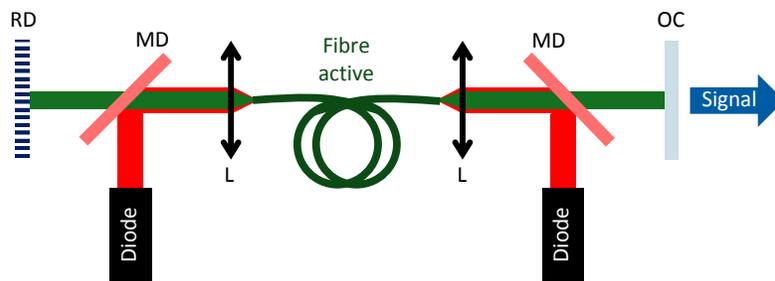
Il existe différentes configurations architecturales dans lesquelles un laser à fibre peut être réalisé. Les deux principales, qui sont les configurations en cavité laser et les systèmes MOPA, seront décrites dans cette partie. D'autres architectures moins courantes, telles que les lasers en anneau, existent, mais ne permettent pas d'atteindre des puissances suffisamment importantes compte tenu des applications visées par les travaux de cette thèse [83].

## 1.4.1 Architectures en cavité

### 1.4.1.1 Principes d'une cavité laser

Nous avons vu brièvement dans la [section 1.3.1](#), que l'effet laser est obtenu par la transformation d'un amplificateur (milieu actif et pompage) en oscillateur par l'introduction d'une rétroaction positive, obtenue en plaçant le milieu actif dans une cavité optique (ou résonateur optique) formée entre deux miroirs [17]. La lumière initialement générée par émission spontanée peut alors être amplifiée de manière cohérente (émission stimulée), par les processus expliqués dans la [section 1.3.1](#), au cours de multiples passages dans le milieu actif. C'est le principe même de la cavité laser qui est l'architecture la plus utilisée, que ce soit pour les lasers à solide, à liquide ou à gaz [84]. Les systèmes laser constitués uniquement d'une cavité se nomment les oscillateurs uniques.

Il y a une dizaine d'années, les premières versions de laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$  ne possédaient que le milieu actif comme élément fibré, en raison de l'absence de composants fibrés passifs commerciaux à cette longueur d'onde. Une représentation schématique de ces sources à pompage en espace libre est proposée en [Figure 1.17](#). Tous les autres éléments constitutifs de l'oscillateur sont des éléments solides classiques. La pompe est ainsi injectée par un système de miroirs dichroïques et de lentilles. La cavité est quant à elle formée par un élément hautement réfléchissant, souvent sélectif en longueur d'onde (réseau de diffraction ou VBG – *Volume Bragg Grating*) et un coupleur de sortie faiblement réfléchissant.

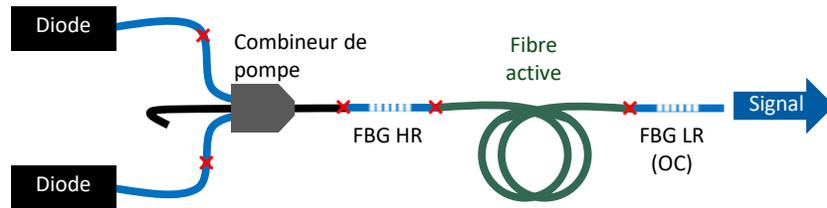


**FIGURE 1.17** : Représentation schématique d'un oscillateur unique à fibre à pompage en espace libre. Le signal et la pompe sont représentés par des faisceaux verts et rouges, respectivement. MD : miroir dichroïque, OC : coupleur de sortie.

Les besoins de compacité et de robustesse poussent cependant à réduire au maximum la propagation en espace libre, celle-ci apportant des problématiques importantes au niveau de l'injection de la lumière dans la fibre, *a fortiori* pour les lasers de forte puissance (gestion thermique, pertes d'insertion, sensibilité de l'alignement aux vibrations). Ces dernières années, le développement de composants fibrés autour de 2  $\mu\text{m}$  a permis de s'approcher du développement d'une source entièrement fibrée. La suite de cette section s'intéresse au cas de ces sources monolithiques, qui permettent de remplacer les éléments réfléchissants et sélectifs en longueur d'onde qui constituent la cavité laser de la [Figure 1.17](#).

### 1.4.1.2 Cas des cavités entièrement fibrées

Lorsque l'on souhaite atteindre de fortes puissances à 2  $\mu\text{m}$ , il est souvent indispensable de combiner la puissance de plusieurs diodes de pompe, grâce à des éléments appelés combineurs de pompe fibrés. La [section 3.4.2](#) est dédiée à leur fonctionnement. Ainsi, si la [Figure 1.17](#) représente un oscillateur unique dans lequel seules deux diodes sont utilisées, il est également possible d'utiliser plusieurs combineurs de pompe (pompage co- et contra-propagatif) et/ou des combineurs conçus pour combiner plus de diodes encore (typiquement, sept ou dix-neuf selon leur architecture). L'architecture monolithique en oscillateur unique la plus simple consiste en une fibre active placée entre deux réseaux de Bragg fibré (FBG : *Fiber Bragg Grating*), l'un haute réflectivité (HR) et l'autre faible réflectivité (LR : *Low Reflectivity*), et qui est pompée par des diodes de pompe fibrées au moyen d'un ou plusieurs combineurs de pompe fibrés comme représenté dans la [Figure 1.18](#). Cette architecture repose sur la soudure de ces éléments fibrés entre eux, à laquelle nous nous intéresserons dans le [Chapitre 3](#).



**FIGURE 1.18** : Représentation schématique du montage expérimental d'une source laser monolithique fibrée en architecture d'oscillateur unique. Les soudures optiques sont représentées par des croix rouges.

Comme évoqué précédemment, les systèmes « tout fibre » constituent assurément la forme idéale d'un laser à fibre, principalement grâce à leur robustesse. En effet, en plus d'une bonne compacité et légèreté, ils ne nécessitent aucun alignement et sont mécaniquement très stables du fait de leur isolement de l'environnement externe (aucune propagation à l'air libre). Les lasers entièrement fibrés en oscillateur unique tirent profit d'une grande robustesse, d'une structure simple et d'une très bonne compacité. En revanche, en régime impulsif, ils sont contraints à certaines limitations en termes de puissance en raison de la faible tenue au flux de certains composants fibrés permettant la génération d'impulsions.

### 1.4.1.3 Réseaux de Bragg fibrés

Un FBG photinscrit résulte de l'exposition du cœur d'une fibre optique à des franges d'interférence UV de forte intensité, à travers des masques de phase, qui entraîne une modification périodique de l'indice de réfraction du cœur dans sa direction longitudinale [85]. Le réseau ainsi créé est le lieu de multiples réflexions de Fresnel dans la direction contra-propagative dans une bande spectrale étroite. Ces réflexions étant constructives, elles peuvent donner lieu à une réflexion très élevée dans cette bande

étroite : le FBG se comporte comme un miroir sélectif en longueur d'onde. Le principe de fonctionnement d'un FBG est rappelé dans la [Figure 1.19](#). La sélectivité spectrale d'un FBG dépend directement du nombre de traits qui composent le réseau et donc de sa longueur. Par exemple, un réseau de 10 mm de long a une largeur spectrale de l'ordre de 0,1 nm [86]. D'un autre côté, la largeur spectrale augmente avec l'amplitude de la modulation d'indice, généralement comprise entre  $10^{-5}$  et  $10^{-3}$  [87]. La longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$ , qui est la longueur d'onde centrale de la bande spectrale réfléchie par le réseau, dépend de l'expression suivante :

$$\lambda_B = 2n_{eff} \cdot \Lambda \quad (1.10)$$

où  $n_{eff}$  est l'indice effectif du mode guidé dans la fibre et  $\Lambda$  est le pas du réseau. La longueur d'onde de réflectivité maximale  $\lambda_{max}$  qui dépend de  $\lambda_B$  est donnée par la relation suivante [86] :

$$\lambda_{max} = \left( 1 + \frac{\Delta n}{n_{eff}} \right) \lambda_B \quad (1.11)$$

où  $\Delta n$  est la modulation d'indice. La modulation d'indice étant faible devant l'indice du cœur, on peut faire l'approximation que cette longueur d'onde de Bragg équivaut à la longueur d'onde de réflectivité maximale.

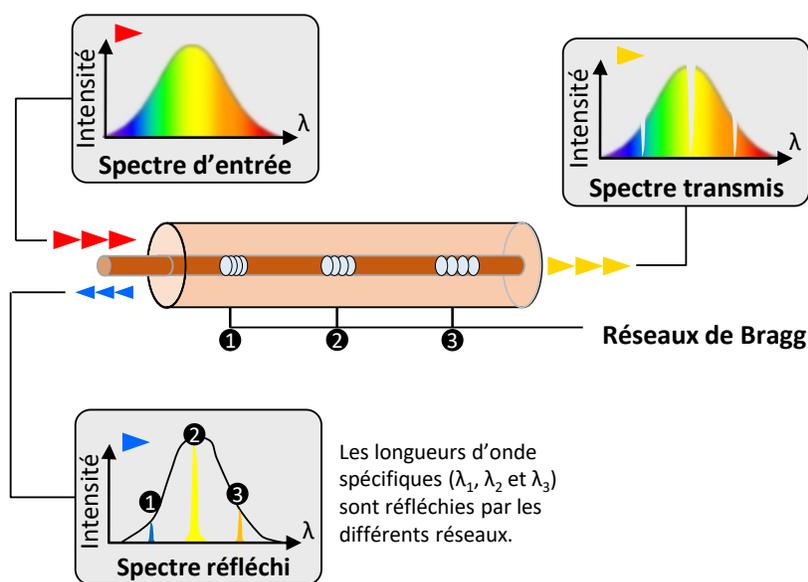
Pour une variation sinusoïdale de la modulation d'indice, la réflectivité maximale  $R(\lambda_{max})$  s'exprime de la façon suivante [87] :

$$R(\lambda_{max}) = \tanh^2 \left( \frac{\pi}{\lambda_{max}} \Delta n \cdot L \cdot \eta \right) \quad (1.12)$$

où  $\eta$  est le rapport entre la puissance guidée dans le cœur et la puissance totale du mode et  $L$  est la longueur du réseau définie comme le rapport entre le nombre de traits  $N$  et le pas du réseau  $\Lambda$ .

En d'autres termes, le choix du masque de phase revêt un caractère essentiel dans les performances du FBG, car le pas choisi du réseau déterminera la longueur d'onde centrale et la réflectivité du FBG. La bande spectrale de réflectivité dépendra, elle, de l'intensité appliquée et de la longueur du réseau. Cette technologie est suffisamment mature pour permettre aux fabricants de concevoir des FBG à des longueurs d'onde allant de 400 nm à 2200 nm pour des bandes de réflectivités de 0,3 nm à 3 nm typiquement.

Les miroirs constituant la cavité laser peuvent donc être inscrits directement dans les fibres elles-mêmes sous forme de FBG, dont l'un est à haute réflectivité et l'autre à basse réflectivité pour agir comme coupleur de sortie (OC : *Output Coupler*). Contrairement au réseau solide qu'il suffit de tourner pour changer la longueur d'onde sélectionnée (dans sa plage de fonctionnement), un FBG est conçu pour une longueur d'onde donnée (avec une bande spectrale autour pouvant aller jusqu'à quelques nanomètres). Il est donc essentiel, lors du développement d'un laser à forte puissance, de bien choisir le couple de FBG (miroir HR et coupleur LR) et notamment d'anticiper le décalage



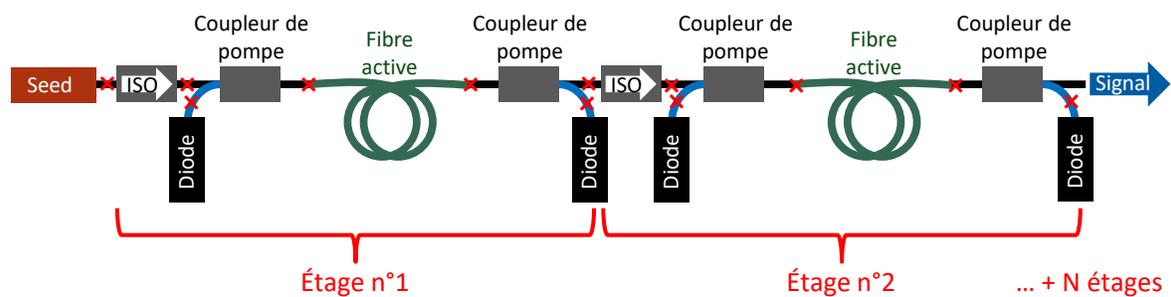
**FIGURE 1.19** : Principe de fonctionnement d'un FBG. Exemple de trois réseaux inscrits sur la même fibre.

spectral qui peut être induit par un fort échauffement du FBG. Souvent, l'un des FBG est choisi avec une bande spectrale de réflectivité très large pour compenser le décalage de son homologue beaucoup plus fin.

## 1.4.2 Architectures MOPA

Les lasers à fibres avec des architectures MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*) ou également appelée MOFA (*Master Oscillator Fiber Amplifier*) présentent une première partie optique, appelée l'oscillateur-maître, dans laquelle une émission laser de faible puissance, souvent appelée le *seed*, est générée avant d'être amplifiée à travers un ou plusieurs étages d'amplification, comme représenté dans la [Figure 1.20](#). Cette émission originelle, qui est découplée de la génération de puissances élevées (étages d'amplification), détermine les propriétés optiques principales de la source MOPA (longueur d'onde d'émission, largeur spectrale, polarisation, largeur temporelle des impulsions, taux de répétition, etc.).

Cela a l'avantage d'apporter une flexibilité dans l'utilisation finale du laser, contrairement aux autres types d'architectures dans lesquelles les caractéristiques optiques et la puissance de fonctionnement sont souvent liées. En revanche, l'amplification du *seed*, qui délivre souvent quelques milliwatts seulement, jusqu'à de forts niveaux de puissance nécessite bien souvent un nombre important d'étages d'amplification (contrairement à l'oscillateur unique qui bénéficie de multiples passages à travers le même milieu amplificateur). Dès lors, cette architecture est souvent onéreuse, car un nombre  $N$  d'étages d'amplification requièrent à minima  $N$  tronçons de fibre dopée,  $N$  isolateurs,  $N$  coupleurs et  $N$  diodes de pompe.



**FIGURE 1.20 :** Représentation schématique du montage expérimental d'une source laser monolithique fibrée en architecture MOPA. Les soudures optiques sont représentées par des croix rouges. ISO : isolateur optique.

Le fonctionnement impulsionnel d'une source MOPA est le plus souvent obtenu en agissant sur l'oscillateur-maître par différentes méthodes telles que la modulation du gain ou le déclenchement, que nous verrons plus en détail dans la partie suivante. L'architecture MOPA a ainsi l'avantage, en opposition à celle de l'oscillateur unique, de pouvoir être entièrement fibrée en régime impulsionnel tout en délivrant de fortes puissances. L'utilisation d'éléments pour la génération d'impulsions sur les étages d'amplification est plus rare, car elle présente la contrainte de devoir utiliser des dispositifs pouvant supporter de fortes intensités optiques. Comme nous le verrons dans l'état de l'art ([Chapitre 2](#)), les architectures de laser à fibre MOPA, qui sont parmi celles qui ont été le plus étudiées dans la littérature, ont permis de démontrer les plus fortes puissances moyennes à 2  $\mu\text{m}$  reportées à ce jour. Néanmoins, les limitations dues à la physique des lasers MOPA (isolation optique et filtrage d'ASE à chaque étage d'amplification) et le nombre élevé d'étages d'amplification nécessaires pour obtenir une puissance de sortie moyenne élevée entraînent, en plus d'un important coût de fabrication de la source laser, une complexité et un volume relativement élevés [88].

## 1.5 Régimes temporels de fonctionnement laser

Une des caractéristiques fondamentales d'une source laser est son régime de fonctionnement. Celui-ci, pouvant être continu ou impulsionnel, est d'une importance capitale eu égard à l'application visée en influant grandement sur la densité de puissance émise par le laser. Une source fonctionnant en régime continu (CW : *Continuous Wave*) est caractérisée par une émission laser ininterrompue dont la puissance reste constante dans le temps. Il s'agit du régime le plus simple à mettre en œuvre puisqu'il est obtenu naturellement après la stabilisation de l'inversion de population (voir [section 1.3.1](#)). Par conséquent, contrairement au régime impulsionnel, il ne nécessite aucun élément ou condition spécifiques. Quant à lui, le régime impulsionnel fait référence à tout laser pour lequel la puissance optique de sortie apparaît sous forme d'impulsions d'une certaine durée et à une fréquence de répétition spécifique. Différentes techniques permettent de

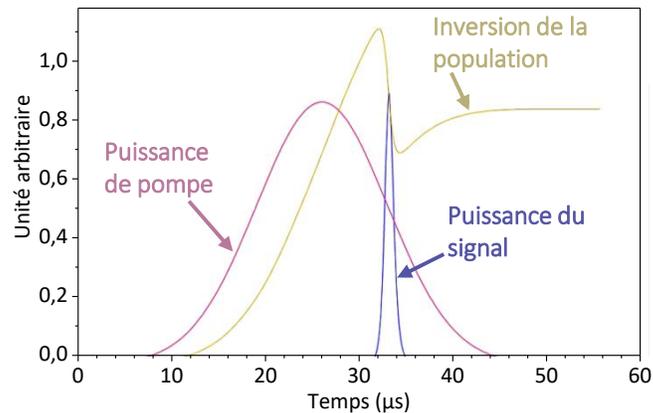
générer de manière répétée des impulsions temporelles en sortie d'une source laser. De par les applications visées par ces travaux de thèse (en l'occurrence le pompage d'OPO), nous nous intéresserons aux méthodes permettant d'atteindre des largeurs d'impulsion de la dizaine à quelques centaines de nanosecondes pour un laser à fibre. Parmi les plus pertinentes, on peut citer la modulation du gain du laser (*gain-switching*) et le déclenchement passif ou actif des pertes de la cavité laser (*Q-switching*). Ces méthodes de mise en fonctionnement impulsionnel peuvent aussi bien s'appliquer dans le cadre d'architectures laser basées sur une cavité oscillante unique que pour un oscillateur-maître amplifié (MOPA).

### 1.5.1 Modulation de gain

La méthode de la modulation du gain, qui est intuitivement la plus simple à comprendre, consiste à pomper le milieu actif du laser avec une source de pompe impulsionnelle. La modulation de la puissance de pompe génère une modulation du gain dans le milieu actif par inversion de la population. Le gain généré, qui est proportionnel à la puissance de pompe injectée, varie alors à la même fréquence que les impulsions du laser de pompe. Le laser émet ainsi des impulsions qui sont temporellement liées à la modulation du gain [84]. La [Figure 1.21](#) représente la variation de la puissance de pompe et de l'inversion de la population lors de la génération d'une impulsion laser [89]. Cette méthode est souvent réalisée par la modulation du signal électrique d'alimentation de diode de pompe. Cela présente l'avantage de pouvoir hautement paramétrer la forme des impulsions du signal électrique jusqu'à des fréquences de répétition pouvant atteindre plusieurs gigahertz par l'utilisation d'un générateur adapté. Néanmoins, la modulation du gain présente l'inconvénient que, pour obtenir un gain suffisamment important et donc générer une forte puissance moyenne en sortie du laser, il faut disposer de sources de pompe impulsionnelles également très puissantes. Il s'avère que, avec des sources de pompes puissantes, les impulsions obtenues avec cette technique sont confrontées à des instabilités temporelles. Un fonctionnement stable du laser ne peut être obtenu que pour de courtes longueurs de fibre dopée [90, 91], ce qui limite la montée en puissance des lasers à fibre à 2  $\mu\text{m}$  modulés en gain basés sur une architecture en oscillateur unique. Toutefois, une approche intéressante consiste à utiliser un oscillateur fibré à modulation de gain de faible puissance (de quelques milliwatts), comme *seed* dans un MOPA [92]. De cette manière, des impulsions de faible énergie, mais stables peuvent être générées puis amplifiées par un ou plusieurs étages d'amplificateur fibré (voir [section 1.4.2](#) sur l'architecture MOPA).

### 1.5.2 Déclenchement de la cavité

La méthode du déclenchement d'une cavité laser (*Q-switching*) est basée sur une modulation des pertes dans la cavité. Ces modulations de pertes sont provoquées le plus souvent par un composant optique fonctionnant périodiquement sur deux régimes : un pendant lequel il induit d'importantes pertes dans la cavité en rendant ainsi le proces-

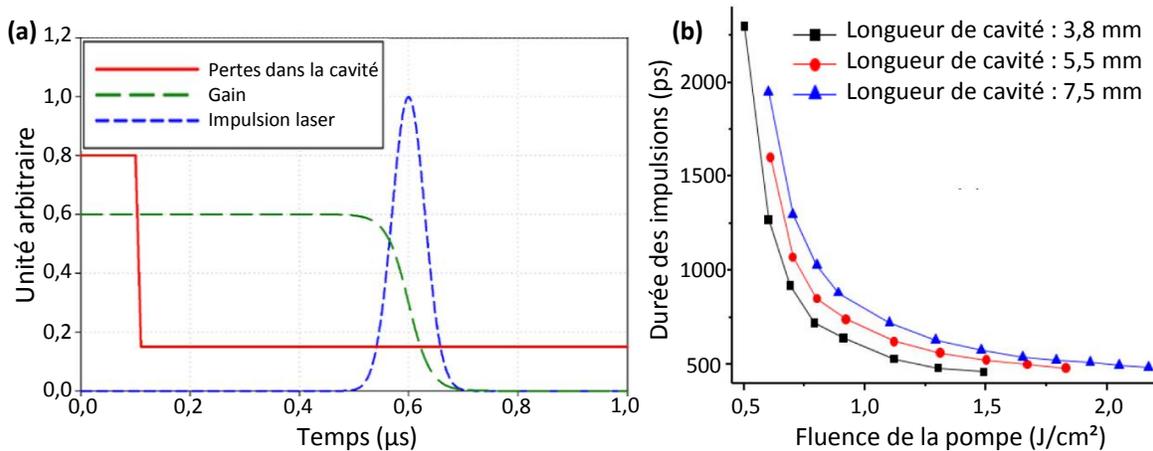


**FIGURE 1.21** : Évolutions de l'inversion de la population et de la puissance du signal de sortie pour une impulsion de pompe dans le cas d'un laser modulé en gain [89].

sus d'oscillation laser impossible, on dit que la cavité est bloquée. Et l'autre pour lequel il n'induit aucune perte et permet l'oscillation laser. Lorsque la cavité est bloquée, la quantité d'énergie stockée dans le milieu amplificateur augmente due au pompage du milieu amplificateur jusqu'à atteindre un seuil de saturation. À ce stade, le modulateur change de régime et permet au faisceau d'osciller dans la cavité. Le processus d'amplification laser par émission stimulée commence et la grande quantité d'énergie stockée se « décharge » en une brève impulsion de forte intensité. La Figure 1.22a illustre l'évolution de différentes grandeurs lors du déclenchement de la cavité, à savoir les pertes dans la cavité, le gain et la puissance de sortie du laser [93]. Ce mode opératoire est ensuite répété dans le temps par la fermeture et l'ouverture (déclenchement) périodique de la cavité du laser. La durée des impulsions générées dépend notamment de la longueur de la cavité laser et de la puissance de pompe, comme visible sur la Figure 1.22b qui représente la durée des impulsions en fonction de la longueur de la cavité laser et de la fluence de la pompe (proportionnelle à la puissance de pompe) d'un laser Titane:Saphir [94] : plus la cavité laser est longue, et donc plus le temps d'aller-retour de la lumière dans celle-ci est important, plus la durée des impulsions sera longue. À l'inverse, plus la puissance de pompe est importante et plus les impulsions seront courtes ; un gain élevé conduit à une décroissance plus rapide de la puissance après le maximum de l'impulsion. On peut distinguer deux grandes familles de méthode de déclenchement d'une cavité laser : le déclenchement passif et actif.

### 1.5.2.1 Déclenchement passif

Le déclenchement d'une cavité laser est dit « passif » quand le composant utilisé pour générer des pertes réagit seul, sans système de contrôle extérieur. Cette technique appliquée sur un laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$  a été principalement utilisée dans la littérature avec des absorbants saturables basés sur différentes technologies (miroirs SESAM, dépôt de couche de graphène, évolution non linéaire de la polarisation, etc.) [95, 96, 97, 98].



**FIGURE 1.22 :** (a) Évolution temporelle du gain et des pertes dans un laser à cavité déclenchée activement [93]; (b) Dépendance de la durée de l'impulsion par rapport à la fluence de la pompe et de la longueur de la cavité laser d'un laser Titane:Saphir [94].

Un absorbant saturable est un composant présentant un taux de transmission qui dépend de l'intensité de la lumière. À des intensités optiques faibles, le composant est absorbant, tandis qu'à des intensités élevées, celui-ci devient transparent. L'inversion de population du milieu actif est effectuée par le processus de pompage jusqu'à ce que le gain à l'intérieur de la cavité dépasse le seuil d'absorption du composant passif; l'oscillation du laser commence à se développer à l'intérieur de la cavité. Une fois un certain seuil de puissance intracavité atteint, l'absorbant se sature et ouvre ainsi la cavité, ce qui entraîne l'émission d'une impulsion brève et intense. Avec cette méthode, le taux de répétition des impulsions émises par le laser n'est pas aisément paramétrable, car il est intrinsèquement lié à la nature même du composant déclencheur et à la puissance de pompage (le taux de répétition augmente avec la puissance). De plus, les absorbants saturables utilisés dans cette technique de modulation sont des composants fragiles confrontés à des problèmes de tenue au flux, car ceux-ci dissipent une partie de l'énergie, de sorte que des effets thermiques limitatifs peuvent se produire, ce qui empêche la montée en puissance des lasers à fibre à 2 μm [99].

### 1.5.2.2 Déclenchement actif

Le déclenchement actif d'une cavité laser fonctionne sur le même principe que le déclenchement passif à la différence que le composant utilisé pour déclencher la cavité est contrôlé par un dispositif externe; on appelle ce composant un modulateur. Cette méthode permet, contrairement au déclenchement passif, de contrôler précisément le taux de répétition du laser. De plus, en espace libre (composant solide), les composants actifs présentent une grande tenue au flux, bien plus élevée que celle des composants passifs [100]. Il existe différents modulateurs, les principaux étant le modulateur électro-optique (EOM), capable d'atteindre des fréquences de modulation qui,

selon la technologie employée, peuvent aller du kilohertz jusqu'au gigahertz.

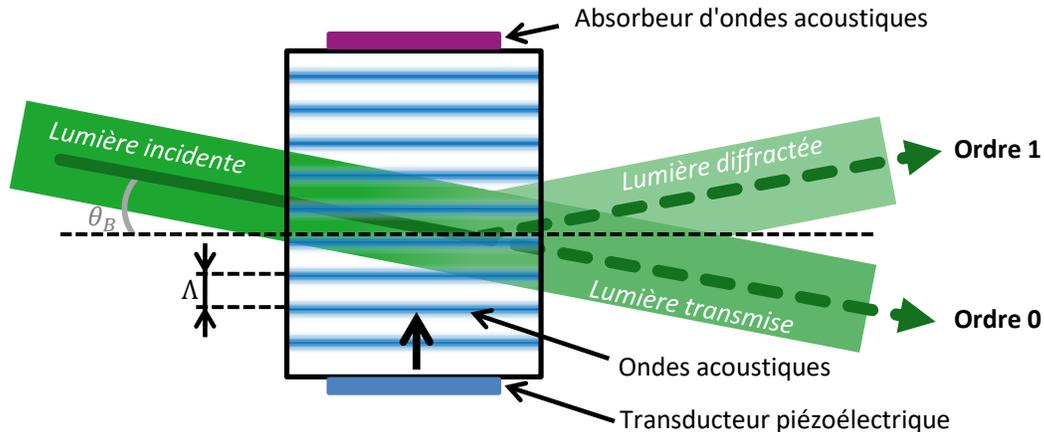
#### 1.5.2.2.1 Modulateur électro-optique

Un EOM est un dispositif dont le principe de fonctionnement est basé sur l'effet Pockels qui se caractérise par la modification de la biréfringence d'un milieu engendrée par un champ électrique. Les EOM utilisent ce que l'on appelle « une cellule de Pockels ou cristal électro-optique » : un cristal non linéaire connecté par des électrodes à un amplificateur haute tension très rapide (généralement plusieurs milliers de volts en quelques dizaines de nanosecondes). Le changement périodique de la biréfringence du cristal, induit par la variation du champ électrique, permet de faire varier la polarisation du faisceau laser traversant le cristal suivant la même périodicité. La cavité laser est déclenchée grâce à l'association d'un ou plusieurs polariseurs (internes ou externes à l'EOM) permettant de bloquer ou non la propagation du faisceau suivant son état de polarisation. Cette approche peut fournir des impulsions de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, avec une synchronisation temporelle précise, une bonne stabilité et une bonne répétabilité. Cependant, les EOM en espace libre à 2  $\mu\text{m}$  fonctionnent grâce à deux cristaux de RTP (Rubidium Titanyle Phosphate) appairés dont le comportement est sensible aux différences de température entre les deux cristaux, ce qui n'est pas adapté pour la haute puissance laser. Les EOM couplés à des fibres, pour une intégration dans un système tout-fibre, quant à eux présentent généralement des pertes d'insertion d'environ 4 dB et sont limités à de faibles niveaux de puissance de l'ordre de la dizaine de milliwatts [101].

#### 1.5.2.2.2 Modulateur acousto-optique

Le principe de fonctionnement d'un AOM est basé sur un phénomène d'interaction entre des ondes lumineuse et acoustique dans un matériau transparent (généralement un cristal) connecté à un transducteur piézoélectrique à ultrasons. Ce transducteur permet de transformer un signal radio fréquence en une onde acoustique à l'intérieur du cristal. Grâce à l'effet photoélastique de compression et de détente de la matière, cette onde acoustique génère une distribution d'indice de réfraction. Afin de favoriser l'établissement d'une onde stationnaire à l'intérieur du modulateur, un absorbeur d'ondes acoustiques est situé de l'autre côté du cristal pour empêcher toute réflexion vers l'arrière. Le motif régulier d'indice de réfraction se comporte comme un réseau de diffraction d'un pas égal à la longueur d'onde acoustique. Le déclenchement de la cavité laser est opéré grâce à la déviation de la lumière incidente par le réseau de diffraction (Figure 1.23). Il existe deux régimes de fonctionnement dépendant de la longueur du matériau modulateur  $L_m$ , de la longueur d'onde du faisceau  $\lambda$  et du pas du réseau  $\Lambda$  [102] :

- le régime de Raman-Nath, tel que  $L_m \times \lambda \ll \Lambda^2$ , et pour lequel plusieurs ordres de diffraction sont présents ;
- le régime de Bragg, tel que  $L_m \times \lambda \gg \Lambda^2$ , et pour lequel un seul ordre diffracté (l'ordre un) est présent, comme représenté sur la Figure 1.23.



**FIGURE 1.23 :** Représentation schématique d'un AOM en fonctionnement suivant le régime de Bragg.

Le régime de Bragg est le plus couramment utilisé car il permet de bénéficier d'un maximum de puissance optique sur le premier ordre diffracté, ce qui n'est pas le cas dans le régime de Raman-Nath où la puissance est répartie sur plusieurs ordres de diffraction. L'angle entre le sens de propagation des ondes acoustiques et la lumière incidente doit être égal à l'angle de Bragg  $\theta$  pour atteindre les plus hautes efficacités de diffraction ( $\sim 90\%$ ). L'efficacité de diffraction en régime de Bragg est définie par l'expression suivante :

$$E_{Diff} = \frac{P_0}{P_0 + P_1} \quad (1.13)$$

avec  $P_1$  la puissance sur l'ordre un et  $P_0$  la puissance sur l'ordre zéro quand l'AOM est actif (génération du réseaux de diffraction par les ondes acoustiques).

Dans le cas du déclenchement d'une cavité par un AOM en régime de Bragg, deux méthodes d'alignement sont possibles : l'alignement de la cavité laser sur l'ordre zéro ou sur l'ordre un. Le [Tableau 1.1](#) présente le cas d'un AOM dont l'efficacité de diffraction est de  $80\%$ , dans un état de fonctionnement actif ou inactif pour un alignement de la cavité sur l'ordre zéro ou sur l'ordre un.

Dans le cas d'un alignement de la cavité laser sur l'ordre zéro, les pertes sont engendrées sur l'ordre un (AOM actif) et les impulsions laser sont générées une fois l'AOM inactif. À l'inverse, lorsque l'alignement est effectué sur l'ordre un, l'émission laser a lieu lorsque l'AOM est actif et les pertes sont créées sur l'ordre zéro (AOM inactif). Bien que la dynamique soit identique dans les deux cas, de l'ordre de  $80\%$  de la puissance  $P_{max} = P_0 + P_1$ , le choix d'aligner sur l'ordre zéro ou l'ordre un a son importance. En effet, l'alignement sur l'ordre zéro permet la puissance de sortie la plus élevée mais avec des pertes plus faibles. Lorsque que celles-ci ne sont plus suffisantes eu égard à  $P_{max}$ , par exemple en raison d'une forte émission ASE, il devient alors pertinent d'aligner la cavité sur l'ordre un afin d'obtenir un meilleur fonctionnement impulsionnel et de filtrer l'ASE [103]. Bien que la plupart des AOM soient des dispositifs conçus pour

État de l'AOM	Alignement sur l'ordre 0			Alignement sur l'ordre 1		
	$P_0$	Cavité	Émission	$P_1$	Cavité	Émission
<b>Inactif</b>	$P_{max}$	Ouverte	Laser	0	Fermées (pertes)	Nulle
<b>Actif</b>	$0,2 \cdot P_{max}$	Fermées (pertes)	Spontanée	$0,8 \cdot P_{max}$	Ouverte	Laser

**TABLEAU 1.1** : Étude comparée de l'alignement d'une cavité laser sur l'ordre zéro et sur l'ordre un d'un AOM dont l'efficacité est de 80 %.

l'espace libre, il existe également, tout comme pour les EOM, des versions compactes couplées à des fibres. Ces AOM fibrés ne sont néanmoins pas encore suffisamment matures technologiquement pour la montée en puissance des oscillateurs uniques puisqu'ils présentent environ 3 dB de perte d'insertion et une limitation en puissance autour de 10 W. En revanche, ils sont couramment utilisés au sein d'oscillateurs maîtres dans des systèmes MOPA de forte puissance [104].

## 1.6 Conclusion du premier chapitre

Ce premier chapitre a permis de poser les bases des principes théoriques et physiques autour des sources laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$ . Nous avons ainsi vu que le dopage du cœur de la fibre active nécessite l'utilisation d'ions  $\text{Tm}^{3+}$  et/ou  $\text{Ho}^{3+}$  (section 1.3.2) et un pompage par la gaine à 793 nm (section 1.3.3.2) afin de pouvoir émettre de fortes puissances à 2  $\mu\text{m}$ . Ce type de dopage implique de devoir implémenter un piédestal autour du cœur de la fibre active au cours de sa fabrication (section 1.3.3.3). Les différentes architectures (oscillateurs et MOPA) et méthodes de mise en fonctionnement impulsionnel nanoseconde (modulation du gain et déclenchement de la cavité) des lasers à fibres pour la forte puissance ont été présentées (section 1.4 et section 1.5). Le chapitre suivant a pour objet de présenter l'état de l'art des sources laser à fibres à 2  $\mu\text{m}$  de forte puissance en régime continu et impulsionnel basées sur les différentes architectures et méthodes de génération d'impulsions vues au cours de ce chapitre.

---

# État de l'art des sources laser fibrées à 2 $\mu\text{m}$

---

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>43</b>
<b>2.2</b>	<b>Les systèmes laser continus</b>	<b>44</b>
2.2.1	État de l'art des sources fibrées à 2 $\mu\text{m}$ en régime continu	44
2.2.2	Les architectures pour la très haute puissance à 2 $\mu\text{m}$	46
2.2.3	Conclusion de l'état de l'art en régime continu	51
<b>2.3</b>	<b>Les systèmes laser impulsionnels</b>	<b>51</b>
2.3.1	État de l'art des sources MOPA impulsionnelles	52
2.3.2	État de l'art des oscillateurs impulsionnels	55
2.3.3	Conclusion de l'état de l'art en régime impulsionnel	60
<b>2.4</b>	<b>Justification du choix technologique et conclusion du deuxième chapitre</b>	<b>61</b>

---

## 2.1 Introduction

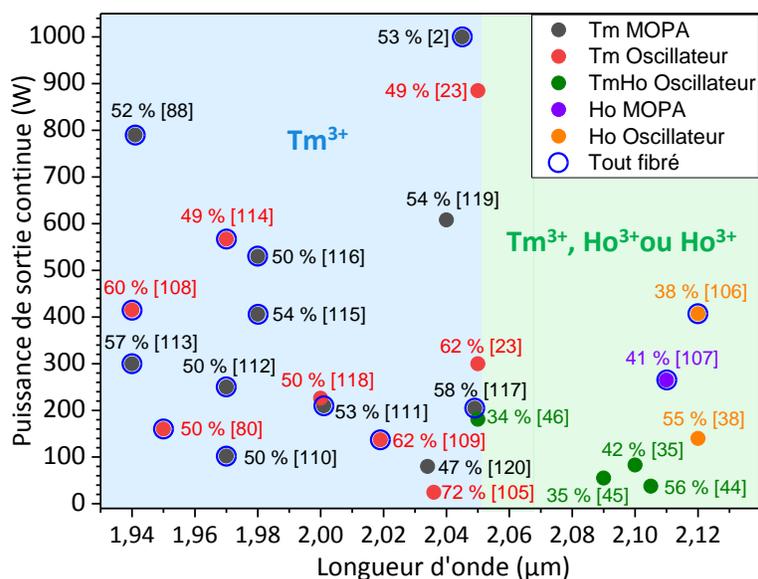
L'objet de ce chapitre est de présenter un état de l'art des sources laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$ , en régime continu et impulsionnel. Comme nous l'avons vu dans l'introduction générale, ce travail d'étude et de développement d'une source laser à 2  $\mu\text{m}$  de forte puissance accompli dans cette thèse a un intérêt applicatif multiple. En raison de leur émission dans une bande de transmission atmosphérique (voir [Figure I.1](#)) le développement de ces sources dans un régime de fonctionnement continu est notamment d'intérêt dans le domaine des armes laser. Dans un régime impulsionnel, ces sources, via une conversion non linéaire par le pompage d'un OPO, permettent d'atteindre efficacement la bande II (3-5  $\mu\text{m}$ ) qui est grandement profitable aux applications DIRCM. Ces deux

applications militaires, offensive et défensive, nécessitent un système embarquable sur une plateforme mobile qui impose un certain nombre de contraintes opérationnelles, telles que la nécessité d’utiliser des sources laser de faibles volume et poids, et d’une grande robustesse aux vibrations et changements de température. Les lasers à fibre et idéalement entièrement fibrés constituent une solution adéquate pour répondre à ces exigences. Ainsi, l’état de l’art présenté ici se focalise uniquement sur ce type de sources. De plus, comme nous l’avons vu dans la [section 1.3](#), l’émission efficace dans la bande I nécessite le recours à une fibre dopée aux ions de terres rares  $\text{Tm}^{3+}$  et/ou  $\text{Ho}^{3+}$ . C’est pourquoi nous nous intéresserons exclusivement aux sources laser dopées à ces éléments et pompées par diode laser autour de 793 nm issues de la littérature, car c’est à cette longueur d’onde de pompage que l’on trouve les sources les plus puissantes. Cet état de l’art, s’attache à comparer de façon conjointe les résultats obtenus pour différentes architectures (MOPA et oscillateur unique) et, dans le cas du régime impulsif, avec différentes méthodes de génération d’impulsions (modulation du gain et déclenchement passif ou actif de la cavité).

## 2.2 Les systèmes laser continus

### 2.2.1 État de l’art des sources fibrées à 2 $\mu\text{m}$ en régime continu

Les puissances maximales d’émission des sources laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$  en régime continu démontrées dans la littérature en fonction de la longueur d’onde sont représentées sur la [Figure 2.1](#) pour tout type de dopants (thulium, holmium et co-dopage thulium-holmium) et architectures confondues (oscillateur et MOPA). La valeur du rendement différentiel est indiquée pour chaque source. Seules les références présentant plus de 50 W de puissance de sortie maximale ont été prises en compte, à l’exception des records de rendement différentiel en sortie d’une fibre  $\text{Tm}^{3+}$  avec 72 % [105] et en sortie d’une fibre  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  avec 56 % [44], qui présentent des puissances de sorties de seulement 24,4 W et 37,7 W, respectivement. Toutes les sources basées sur un dopage  $\text{Tm}^{3+}$  ou un co-dopage  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  comportent le même type de pompage, à savoir un pompage de la gaine optique à 793 nm par des diodes laser multimodes de forte puissance. Dans le cas des lasers utilisant des fibres dopées  $\text{Ho}^{3+}$  [38, 106, 107], leur pompage est toujours effectué par la gaine via l’émission de sortie d’un ou plusieurs oscillateurs fibrés  $\text{Tm}^{3+}$ , eux-mêmes pompés par la gaine à 793 nm. La longueur d’onde de pompage de 793 nm présente l’avantage de bénéficier d’un effet de relaxation croisée (voir [section 1.3.2.3](#)) et de la disponibilité commerciale de diodes laser à 793 nm de très fortes puissances (voir [section 1.3.2.3](#)). Il est à noter que le rendement différentiel indiqué sur la [Figure 2.1](#) concerne le dernier couple pompe-signal de la source laser, c’est-à-dire que dans les cas des systèmes dopés  $\text{Tm}^{3+}$  et co-dopés  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  c’est la puissance de pompe des diodes laser à 793 nm qui est impliquée, mais dans le cas des systèmes dopés  $\text{Ho}^{3+}$ , il s’agit de la puissance de pompe émise par les lasers de pompe  $\text{Tm}^{3+}$  autour de 1,9  $\mu\text{m}$ .



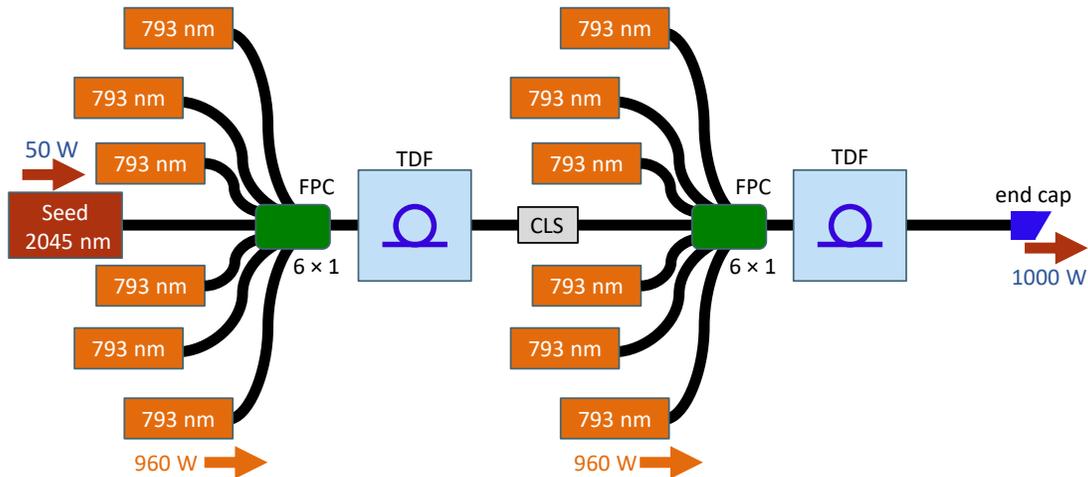
**FIGURE 2.1** : Comparaison de la puissance maximale de sortie et du rendement différentiel des lasers à fibre à 2 µm en régime continu démontrés dans la littérature, tout type de dopant et architectures confondus, en fonction de leur longueur d'onde d'émission. En fond bleu : dopage  $Tm^{3+}$ . En fond vert : co-dopage  $Tm^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$  ou dopage  $Ho^{3+}$ . Le numéro indiqué sur chaque point est la référence bibliographique correspondante.

On constate une séparation spectrale nette entre les solutions employant uniquement des ions  $Tm^{3+}$  qui couvrent une plage spectrale allant de 1,94 µm à 2,05 µm et celles utilisant des ions  $Ho^{3+}$  dont la plage spectrale s'étend de 2,05 µm jusqu'à 2,12 µm. Cette observation est en accord avec les plages d'accordabilité de sources à fibre dopée  $Tm^{3+}$  et à fibre co-dopée  $Tm^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$  mesurées à l'ISL et présentées dans les Figures 1.8 et 1.11, respectivement (voir section 1.3.2). On peut constater que, dans cet ensemble de travaux, la majorité des systèmes s'appuyant sur un dopage exclusif au  $Tm^{3+}$  possèdent une architecture entièrement fibrée [2, 80, 88, 108, 109, 110, 111, 112, 113, 114, 115, 116, 117], alors qu'à contrario, tous les lasers utilisant un co-dopage  $Tm^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$ , comportent des parties en espace libre [35, 44, 45, 46]. Le type d'architecture des sources laser, oscillateur ou MOPA, ne montre pas de différence particulière en ce qui concerne la puissance de sortie et le rendement différentiel. En revanche, ces derniers sont discriminables quant à la nature du dopage : les lasers dopés uniquement au  $Tm^{3+}$ , qui sont par ailleurs les plus étudiées dans la littérature [2, 23, 80, 88, 105, 108, 109, 110, 111, 112, 113, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120] démontrent les puissances de sortie et les rendements différentiels les plus élevés par rapport aux solutions basées sur un dopage  $Ho^{3+}$  et co-dopage  $Tm^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$  [35, 38, 44, 45, 46, 106, 107]. À l'exception des records déjà mentionnés obtenus par Ramirez-Martinez et col. dans des architectures spécifiques de plus faibles puissances [44, 105], les sources au thulium présentent des rendements compris entre 42 % et 62 % tandis que les sources co-dopées atteignent

seulement 35 % à 40 % de rendement différentiel. Cette différence s'explique par le fait que, dans le cas du co-dopage, l'étape d'interaction supplémentaire entre le  $\text{Tm}^{3+}$  et l' $\text{Ho}^{3+}$ , décrite dans la 1.3.2.5, induit des pertes additionnelles dues au décalage de Stokes (voir section 1.3.2.3).

## 2.2.2 Les architectures pour la très haute puissance à 2 $\mu\text{m}$

La plus forte puissance revendiquée à ce jour en sortie d'un laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$  en régime continu est de 1 kW à 2,045  $\mu\text{m}$  pour un rendement différentiel de 53 % [2]. Bien que jamais publié dans une revue à comité de lecture, ce résultat a été présenté par les sociétés *NUFERN* et *QPEAK* en 2010 et n'a depuis jamais été égalée par la communauté scientifique et n'a jamais fait l'objet d'autres communications ouvertes de la part des auteurs. Cette puissance record a été obtenue à partir d'une architecture MOPA à deux étages amplificateurs entièrement fibrés. Chaque étage est composé d'un tronçon de 12 m de fibre dopée aux ions  $\text{Tm}^{3+}$  pompé par six diodes de pompe au moyen d'un combineur spécifique (Figure 2.2). Le diamètre du cœur des fibres  $\text{Tm}^{3+}$  utilisées est de 20  $\mu\text{m}$ , ce qui semble indiquer une propagation monomode ou quasi monomode du signal, mais aucune information n'a été communiquée concernant l'ON de ces fibres et la qualité du faisceau de sortie.

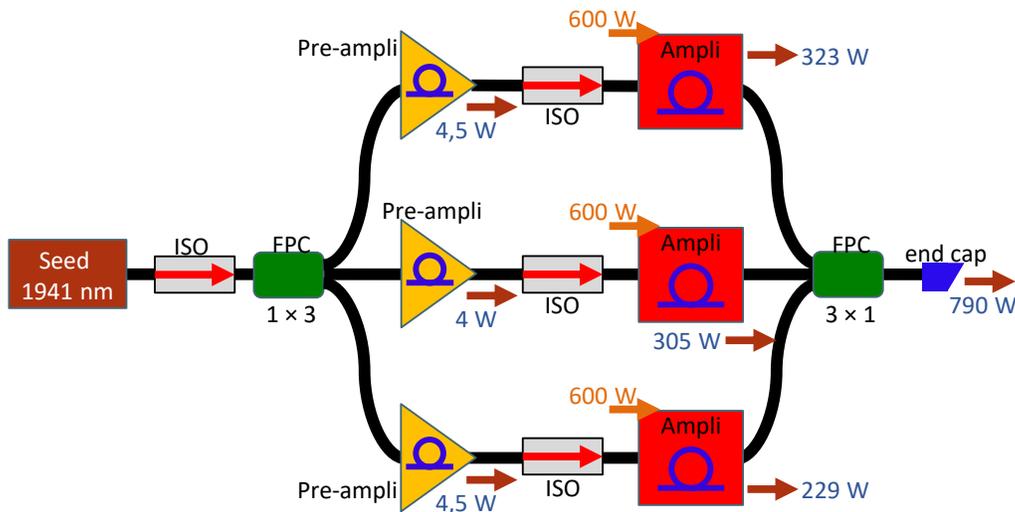


**FIGURE 2.2** : Représentation schématique de la source laser fibrée  $\text{Tm}^{3+}$  en architecture MOPA monolithique développée par Ehrenreich et col. en 2010 permettant d'émettre jusqu'à 1050 W à 2,045  $\mu\text{m}$ . D'après [2].

On peut noter que le montage expérimental présenté ne comporte aucun isolateur. Ceci peut paraître surprenant tant cet élément optique semble systématiquement être nécessaire dans les architectures MOPA entre chaque étage d'amplification pour protéger les sources optiques des retours de lumière. Ceci s'explique par l'impossibilité technologique de fabriquer des isolateurs fibrés capable de supporter ces niveaux de puissance. En effet, encore maintenant, on ne trouve pas d'isolateurs compatibles avec

des puissances optiques à  $2\ \mu\text{m}$  supérieures à  $20\ \text{W}$ . Dès lors, on pourra retrouver des isolateurs dans les systèmes MOPA pour protéger l'injecteur quand celui-ci fournit très peu de puissance, ou sur un premier étage de puissance modérée (dizaine de watts). En dehors de ces cas, les sources MOPA à  $2\ \mu\text{m}$  ne possèdent pas d'isolateurs de protection. Cet aspect est rarement mentionné mais l'on peut toutefois s'interroger sur la stabilité et la durée de vie des sources dans ces conditions.

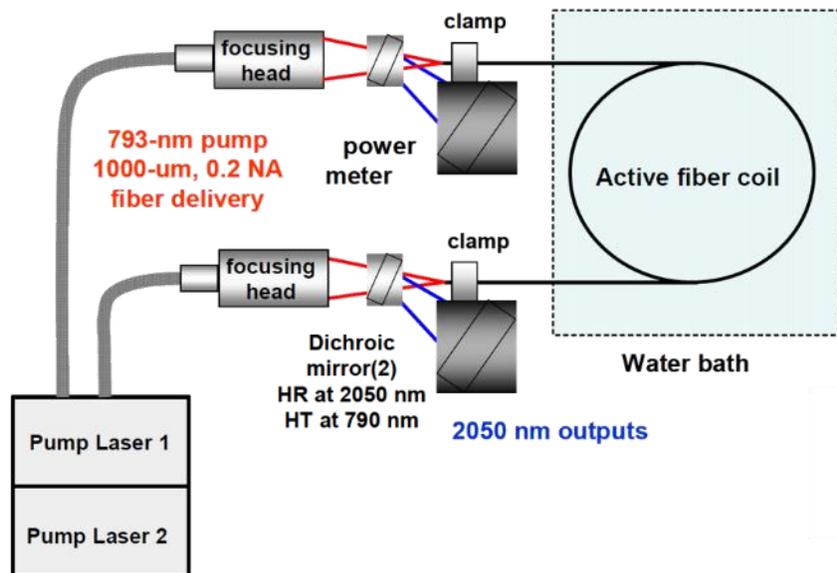
L'architecture MOPA présente l'avantage de pouvoir augmenter la puissance de sortie en ajoutant plusieurs étages d'amplification à la suite les uns des autres, mais au prix d'une plus grande complexité. Cette étude bibliographique comprend des MOPA possédant jusqu'à quatre étages amplificateurs [111, 119]. On trouve également dans la littérature des architectures MOPA de forte puissance à un seul étage, pompé par un oscillateur-maître déjà capable de délivrer plus de  $50\ \text{W}$  de puissance [115, 116]. Un autre moyen que d'ajouter des étages en série, proposé par Yao et col. en 2018, consiste en une combinaison incohérente d'amplificateurs en parallèle, comme représentée sur la Figure 2.3 [88]. Ainsi, la séparation d'un oscillateur-maître de quelques watts de puissance vers trois étages distincts a permis de délivrer entre  $230\ \text{W}$  et  $330\ \text{W}$  par amplificateur. La combinaison de ces trois sources a alors permis d'atteindre  $790\ \text{W}$  ( $52,2\%$  de rendement différentiel) à  $1,94\ \mu\text{m}$ , mais avec un facteur de qualité de faisceau mesuré à  $2,7$ . Cette qualité de faisceau n'est pas compatible avec les applications visées pour ces travaux de thèse.



**FIGURE 2.3 :** Représentation schématique de la source laser fibrée  $\text{Tm}^{3+}$  en architecture MOPA basée sur une combinaison incohérente d'amplificateurs développée par Yao et col. en 2018 permettant d'émettre jusqu'à  $790\ \text{W}$  à  $1,94\ \mu\text{m}$  [88].

Les architectures en oscillateur unique ont également été beaucoup étudiées pour la montée en puissance des sources à  $2\ \mu\text{m}$ . Ainsi, *NUFERN* et *QPEAK* avaient déjà en 2009 proposé conjointement un oscillateur unique pompé en espace libre et à double sortie optique [23]. Cette source, représentée sur la Figure 2.4, a permis d'obtenir

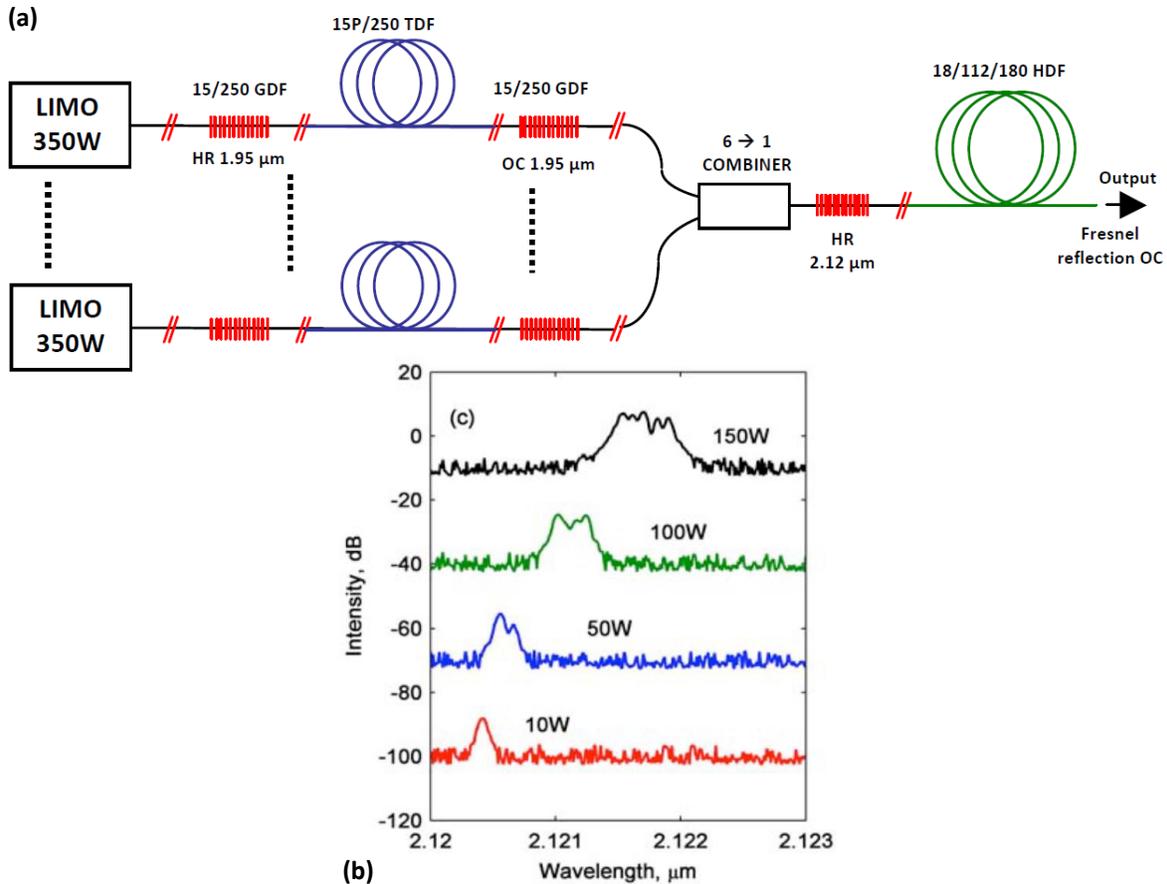
jusqu'à 885 W à 2,04  $\mu\text{m}$  (somme des deux sorties) avec un rendement différentiel de 49 % à partir d'une fibre  $\text{Tm}^{3+}$  d'un diamètre de cœur de 40  $\mu\text{m}$  avec une ON de 0,2, correspondant donc à une fréquence spatiale normalisée  $V$  de 12,3. Il s'agit donc là d'une fibre dite « multimode », qui ne permet pas la propagation d'un mode unique (voir [section 1.2.3](#) pour le calcul de  $V$ ). Les mesures de  $M^2$  effectuées ont d'ailleurs montré des valeurs comprises entre 6 et 10, qui confirment le caractère fortement multimode du faisceau.



**FIGURE 2.4 :** Représentation schématique de la source laser fibrée  $\text{Tm}^{3+}$  en oscillateur unique espace libre développée par Moulton et col. en 2009 émettant jusqu'à 885 W à 2,04  $\mu\text{m}$  [23] (D'après [2]).

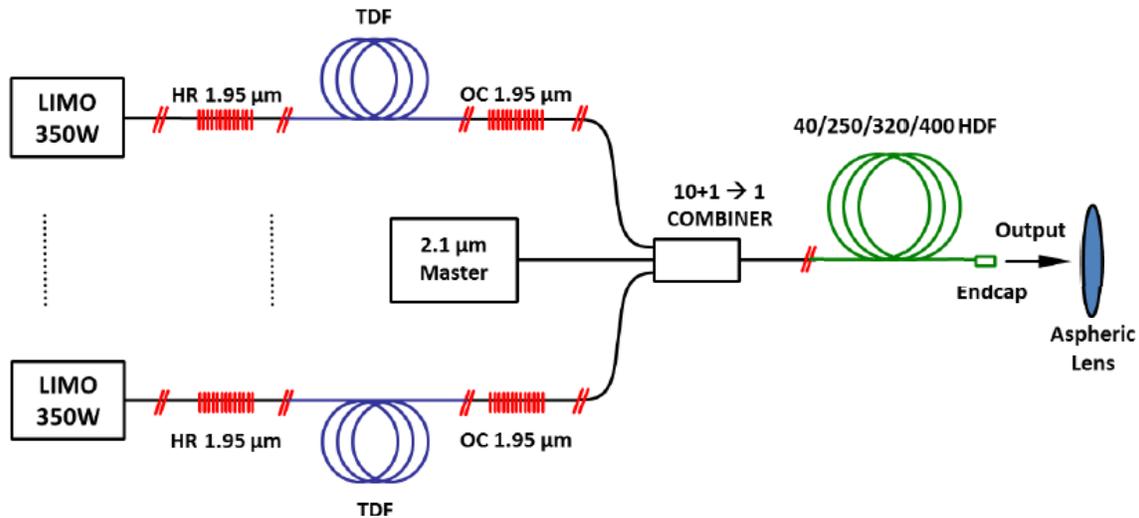
Les longueurs d'onde situées au-delà de 2,05  $\mu\text{m}$  sont en dehors de la plage spectrale d'émission de l'ion thulium seul. Parmi les sources laser fibrées à 2  $\mu\text{m}$  utilisant des ions  $\text{Ho}^{3+}$ , la plus puissante démontrée à ce jour est un oscillateur monolithique réalisé par Hemming et col. en 2013 [106]. Ils ont rapporté, en sortie d'une fibre monomode ( $V = 2,2$ ) dopée  $\text{Ho}^{3+}$ , une puissance de 407 W à 2,12  $\mu\text{m}$ . Cette fibre triple gaine était pompée par l'injection de la puissance provenant de six oscillateurs  $\text{Tm}^{3+}$  à 1,95  $\mu\text{m}$ , comme représentés sur la [Figure 2.5a](#). Un tel nombre d'oscillateurs de pompe implique un système relativement volumineux. Comme évoqué dans la [section 1.3.3.2](#), l'ajout d'une fibre triple gaine présente un intérêt lorsqu'une fibre  $\text{Ho}^{3+}$  est pompée à l'aide d'un laser  $\text{Tm}^{3+}$  émettant autour de 1,95  $\mu\text{m}$  étant donné que cette longueur d'onde est particulièrement absorbée par le polymère, ce qui entraîne inévitablement un endommagement thermique de celui-ci à forte puissance. Hemming et col. ont observé en

sortie de cette source un élargissement et un décalage spectral vers les longueurs d'onde les plus grandes lors de la montée en puissance, comme visible sur la [Figure 2.5b](#). Ce phénomène est dû à l'échauffement du FBG utilisé. La [section 5.2.1](#) de ce manuscrit présentera les travaux réalisés avec une nouvelle génération de FBG dont les procédés de fabrication ont été améliorés de manière à limiter l'impact de la puissance sur le comportement du réseau.



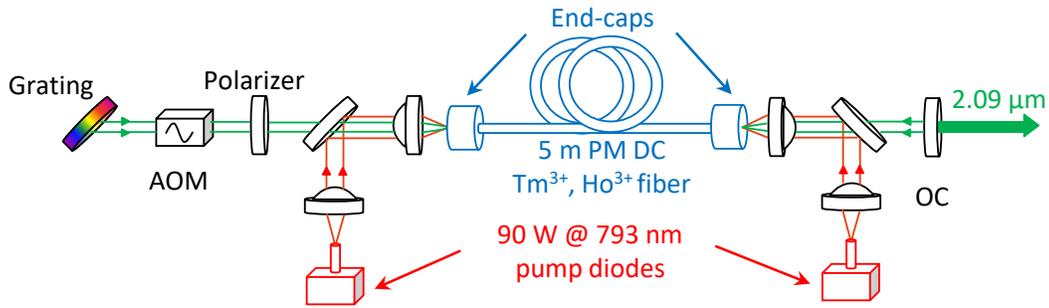
**FIGURE 2.5 :** (a) Représentation schématique de la source laser fibrée  $\text{Ho}^{3+}$  en oscillateur monolithique développée par Hemming et col. en 2013 permettant d'émettre jusqu'à 407 W à 2,12  $\mu\text{m}$ ; (b) Spectre d'émission en sortie de la source  $\text{Ho}^{3+}$  mesuré pour différentes puissances de sortie [106].

La même équipe a présenté en 2014 une source dopée aux ions  $\text{Ho}^{3+}$  en architecture MOPA entièrement fibrée, dont le dispositif expérimental est présenté dans la [Figure 2.6](#), avec lequel 265 W à 2,11  $\mu\text{m}$  ont été obtenus pour un rendement différentiel de 41 % [107]. La fibre  $\text{Ho}^{3+}$  à triple gaine d'un diamètre de cœur de 40  $\mu\text{m}$  et d'une ON de 0,08 ( $V = 4,75$ ), induit une propagation multimode du signal. De plus, ce système, tout comme la précédente source laser présentée, est particulièrement volumineux puisqu'il nécessite neuf oscillateurs de pompe dopés  $\text{Tm}^{3+}$ .



**FIGURE 2.6 :** Représentation schématique de la source laser fibrée  $\text{Ho}^{3+}$  en architecture MOPA tout fibre développée par Hemming et col. en 2014 permettant d'émettre jusqu'à 265 W à  $2,11 \mu\text{m}$  [107].

Après des premiers travaux de Jackson et col. sur le développement d'une source co-dopée aux ions  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  ayant permis d'atteindre une puissance de 83 W [35], il a fallu attendre une dizaine d'années pour voir à nouveau des sources co-dopées puissantes. Ainsi, l'ISL a démontré en 2019 un oscillateur à fibre co-dopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  fonctionnant principalement en régime impulsionnel, mais pouvant atteindre jusqu'à 62 W à  $2,09 \mu\text{m}$  en régime continu [45]. L'architecture de ce laser, représentée en Figure 2.7, est moins complexe et moins volumineuse en comparaison des précédentes sources  $\text{Ho}^{3+}$  présentées ci-dessus. En effet, le co-dopage permet un pompage direct de la fibre par les diodes de pompe à 793 nm. En revanche, la compacité et la robustesse de ce type d'oscillateur co-dopé, dont le seul élément fibré est la fibre active, pourraient être grandement améliorées par le biais d'une architecture entièrement fibrée. La fibre active utilisée, avait un cœur d'un diamètre de  $20 \mu\text{m}$  pour une ON de 0,12 ( $V = 3,6$ ) lui assurant une capacité de propagation quasi monomode du signal. L'année suivante, Forster et col. ont réalisé une architecture semblable, avec une fibre co-dopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  à triple gaine, bien que la pompe à 793 nm soit compatible sans difficulté avec les fibres à double gaine [46]. Les auteurs ont indiqué utiliser une fibre triple gaine pour éviter les échauffements du revêtement de la fibre dû aux pertes de réinjection à  $2 \mu\text{m}$  dans la gaine. L'utilisation de diodes de pompe plus puissantes leur a permis d'atteindre 181 W à  $2,05 \mu\text{m}$ , avec un rendement différentiel de 34 %. Il s'agissait là de la plus haute puissance de sortie obtenue en sortie d'un oscillateur unique à fibre co-dopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ , avant les travaux réalisés pendant ma thèse et auxquels le Chapitre 4 de ce manuscrit sera dédié.



**FIGURE 2.7 :** Représentation schématique de la source laser fibrée co-dopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  en oscillateur unique espace libre développée en 2019 par Dalloz et col. (ISL) permettant d'émettre jusqu'à 62 W à  $2,09 \mu\text{m}$  [45].

### 2.2.3 Conclusion de l'état de l'art en régime continu

Dans la littérature, les sources laser fibrées à  $2 \mu\text{m}$  permettant les émissions les plus puissantes reposent sur le pompage des ions  $\text{Tm}^{3+}$  uniquement, étant donnée la maturité technologique de ces fibres et la disponibilité commerciale de diodes de pompe adéquates à  $793 \text{ nm}$ . Cependant, ceci limite la plage de longueur d'onde d'émission des sources de fortes puissances. Les nombreuses sources accordables en longueur d'onde de la littérature ont montré qu'il était difficile d'émettre au-delà de  $2,05 \mu\text{m}$  avec seulement des ions  $\text{Tm}^{3+}$  [112, 113]. L'ion  $\text{Ho}^{3+}$  doit être utilisé pour émettre au-delà, pompé directement via une source à  $1,95 \mu\text{m}$  ou dans le cadre d'un co-dopage avec des ions  $\text{Tm}^{3+}$ . Les sources les plus puissantes respectives à ces deux types de dopage ( $\text{Tm}^{3+}$  d'une part et  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  ou  $\text{Ho}^{3+}$  d'autre part) présentent généralement une architecture volumineuse avec un grand nombre de sources de pompe [88, 106, 107, 119] et/ou un faisceau de sortie multimode [23, 107]. Une source laser intéressante afin d'émettre autour de  $2,1 \mu\text{m}$  tout en disposant d'une architecture simple, hautement compacte et robuste, serait un oscillateur unique co-dopé  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  entièrement fibré. Cette solution, qui n'était que peu décrite dans la littérature, constitue l'objet du travail de recherche et de développement de cette thèse et sera présentée dans la suite de ce manuscrit.

## 2.3 Les systèmes laser impulsionnels

Cette partie a pour objectif de présenter un état de l'art sur des sources laser fibrées impulsives à  $2 \mu\text{m}$  dont les caractéristiques permettent de répondre aux exigences de l'application DIRCM décrite dans l'introduction générale : une source de forte puissance moyenne supérieure au watt et dont les largeurs spectrales atteignent au maximum le nanomètre, fonctionnant dans un régime impulsif nanoseconde avec

des fréquences de répétition de la dizaine à la centaine de kilohertz<sup>1</sup>. Tout comme pour l’état de l’art des lasers en régime continu précédemment exposé, les sources laser fibrées impulsionnelles à 2  $\mu\text{m}$ , sont toutes constituées d’un dopage (ou co-dopage) aux ions de terres rares  $\text{Tm}^{3+}$  et/ou  $\text{Ho}^{3+}$ . On s’intéressera dans un premier temps aux architectures MOPA. Dans le cas des oscillateurs, on cherchera à comparer les différentes méthodes de génération d’impulsions (modulation du gain et déclenchement passif ou actif de la cavité) dont les principes de fonctionnement ont été exposés dans la [section 1.5](#).

### 2.3.1 État de l’art des sources MOPA impulsionnelles

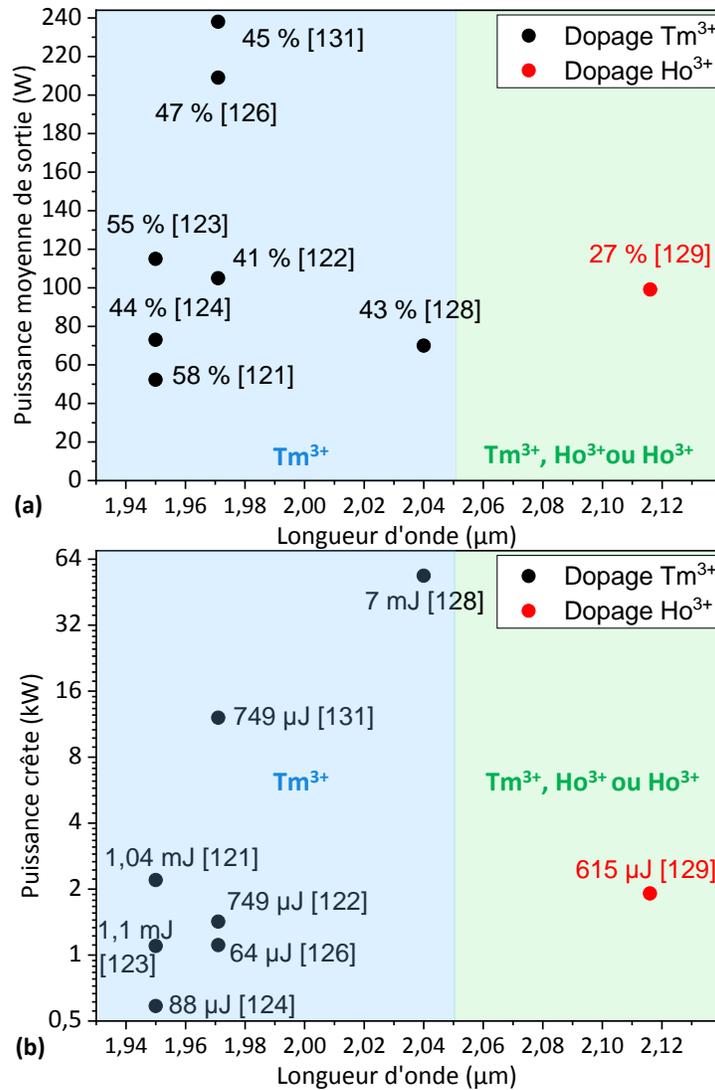
Pour rappel, les sources laser impulsionnelles basées sur une architecture MOPA bénéficient, contrairement aux oscillateurs, d’un découplage entre l’oscillateur-maitre, généralement de faible puissance, et les étages d’amplification (voir [section 1.4.2](#)). Ce découplage leur permet de pouvoir délivrer de fortes puissances tout en conservant les caractéristiques optiques de l’oscillateur-maitre. Par ailleurs, la génération d’impulsion, qui dans le cadre d’un système fibré ne peut pas être effectuée à forte puissance, a l’avantage dans un MOPA de pouvoir être réalisée au sein de l’oscillateur-maitre ou des premiers étages d’amplification de faible puissance, facilitant la réalisation d’une architecture entièrement fibrée. Dans la littérature, le régime impulsionnel des sources MOPA à fibre à 2  $\mu\text{m}$  est obtenu par les différentes méthodes de génération d’impulsions exposées dans la [section 1.5](#) : le déclenchement actif [[121](#), [122](#), [123](#)] et passif [[124](#), [125](#)] d’une cavité oscillante, la modulation du gain d’une diode laser (modulation du courant de fonctionnement) [[122](#), [126](#), [127](#)], la modulation du gain d’une cavité oscillante [[128](#), [129](#)] ou encore la modulation de la puissance de sortie (par un AOM fibré) d’une diode laser [[130](#)] et d’une cavité oscillante [[131](#)]. Toutes ces méthodes, ont été réalisées à de faibles puissances allant de quelques dizaines de milliwatts [[125](#)], jusqu’à l’ordre du watt [[130](#)].

La [Figure 2.8](#) permet la comparaison de différentes caractéristiques (longueur d’onde, puissance moyenne, rendement différentiel, puissance crête et énergie par impulsion) des sources laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$  en architecture MOPA de forte puissance moyenne (> 50 W) et fonctionnant dans la plage de régime impulsionnel précédemment décrite. L’intégralité des sources MOPA de cette étude comparative est entièrement fibrée et utilise pour système de pompage des diodes laser à 793 nm. Il est à noter que les sources reposant sur le pompage unique de l’ion  $\text{Tm}^{3+}$  n’émettent pas au-delà de 2,05  $\mu\text{m}$ , comme c’était déjà le cas avec les sources fonctionnant en régime continu. En revanche, bien que le co-dopage  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  ait été utilisé ces dernières années en régime continu, on ne trouve pas à l’heure actuelle de source co-dopée fonctionnant en régime impulsionnel avec

---

1. Dans le cas de la caractérisation d’une source impulsionnelle, des paramètres d’intérêts spécifiques au régime impulsionnel s’ajoutent à ceux déjà considérés en régime continu. Ceux-là sont la fréquence de répétition du laser, la durée, l’énergie et la puissance crête des impulsions. De plus, même si la méthode de mesure de la puissance reste inchangée, il est désormais question en régime impulsionnel de la puissance « moyenne », qui tient compte des intervalles de temps entre chaque impulsion.

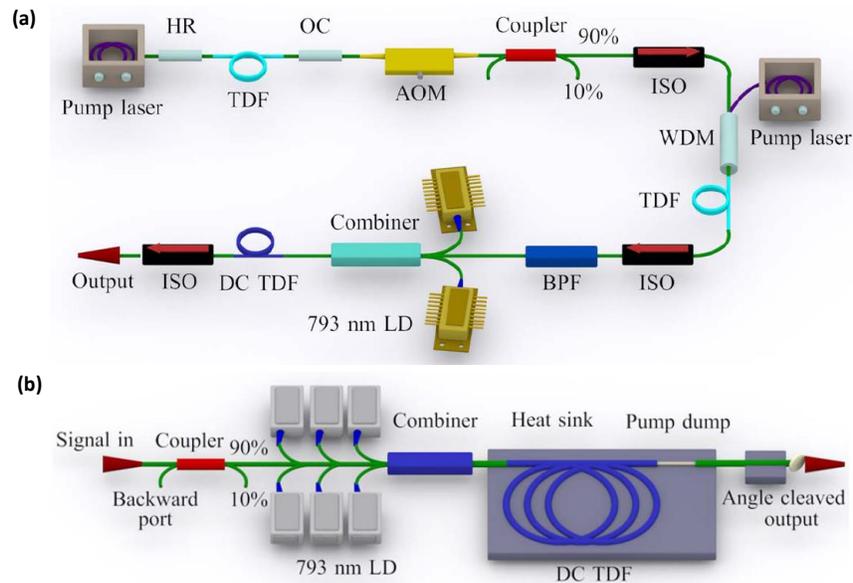
une architecture MOPA. De fait, la littérature démontre peu de MOPA impulsionnels fonctionnant au-delà de 2,05  $\mu\text{m}$ .



**FIGURE 2.8** : Comparaison des différentes performances des lasers à fibre à 2  $\mu\text{m}$  impulsionnels en architecture MOPA reportés dans la littérature, en fonction de leur longueur d'onde d'émission et de leur type de dopant : (a) Puissance moyenne de sortie et rendement différentiel ; (b) Puissance crête de sortie et énergie par impulsion. En fond vert : co-dopage  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  ou dopage  $\text{Ho}^{3+}$ . Le numéro indiqué sur chaque point est la référence bibliographique correspondante.

La source MOPA qui se démarque le plus des autres quant à ses caractéristiques d'émission a été réalisée en 2016 par Wang et col. [131]. La Figure 2.9a représente l'oscillateur-maître de cette source laser, qui était une cavité fibrée  $\text{Tm}^{3+}$  modulée en puissance de sortie avec un AOM, et ses deux premiers étages de pré-amplification

desquels 5 W de puissance étaient émis vers l'étage d'amplification principal, présenté dans la [Figure 2.9b](#). Cette source démontre à ce jour la plus forte puissance moyenne en sortie d'un laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$  en régime impulsionnel nanoseconde en architecture MOPA avec 238 W à 1,97  $\mu\text{m}$  pour une fréquence de répétition de 500 kHz et des durées d'impulsion de 63 ns. C'est à un régime de 200 kHz que cette source obtient la plus forte puissance crête et la plus forte énergie par impulsion avec respectivement 12 kW et 0,75 mJ, pour des impulsions de 58 ns.



**FIGURE 2.9 :** Représentation schématique de l'oscillateur-maître suivi des deux premiers étages de pré-amplification (a) et de l'étage amplificateur principal (b) composant la source laser impulsionnelle fibrée  $\text{Tm}^{3+}$  en architecture MOPA monolithique développée par Wang et col. en 2016, permettant d'émettre jusqu'à 238 W de puissance moyenne à 1,97  $\mu\text{m}$  [131].

Parmi les sources impulsionnelles fibrées en architecture MOPA à 2  $\mu\text{m}$  de forte puissance, seule celle réalisée par Yao et col. en 2018 permet d'émettre autour de 2,1  $\mu\text{m}$  [129]. Il s'agit d'un laser MOPA hybride utilisant des fibres  $\text{Tm}^{3+}$  et  $\text{Ho}^{3+}$  conçu pour émettre simultanément à 1,98  $\mu\text{m}$  et 2,12  $\mu\text{m}$  avec des puissances moyennes de sortie de 29 W et 99 W, respectivement. La fréquence de répétition et la durée des impulsions correspondantes sont de 161 kHz et 322 ns, ce qui conduit à une puissance crête de 1,91 kW à 2,12  $\mu\text{m}$ . Cependant, à l'instar des autres sources MOPA de cette étude comparative qui ont des largeurs spectrales relativement fines (de 0,15 nm à 1,4 nm), cette source dispose d'une largeur spectrale de 25 nm pour l'émission centrée à 2,12  $\mu\text{m}$ . Pour rappel, une telle largeur spectrale n'est pas compatible avec une bonne efficacité de conversion non linéaire lors du pompage d'un OPO.

Bien que les sources laser à 2  $\mu\text{m}$  démontrées dans ces études [121, 122, 123, 124, 126, 128, 129, 130, 131] présentent de nombreux avantages, il faut rappeler que les architectures MOPA sont relativement complexes et volumineuses comparées à un oscillateur

simple ; ceci est d'autant plus vrai pour les sources MOPA en régime impulsionnel qui disposent généralement d'un grand nombre d'étages (trois à quatre) afin d'atteindre de fortes puissances moyennes en sortie à partir d'un oscillateur-maître de faible puissance.

## 2.3.2 État de l'art des oscillateurs impulsionnels

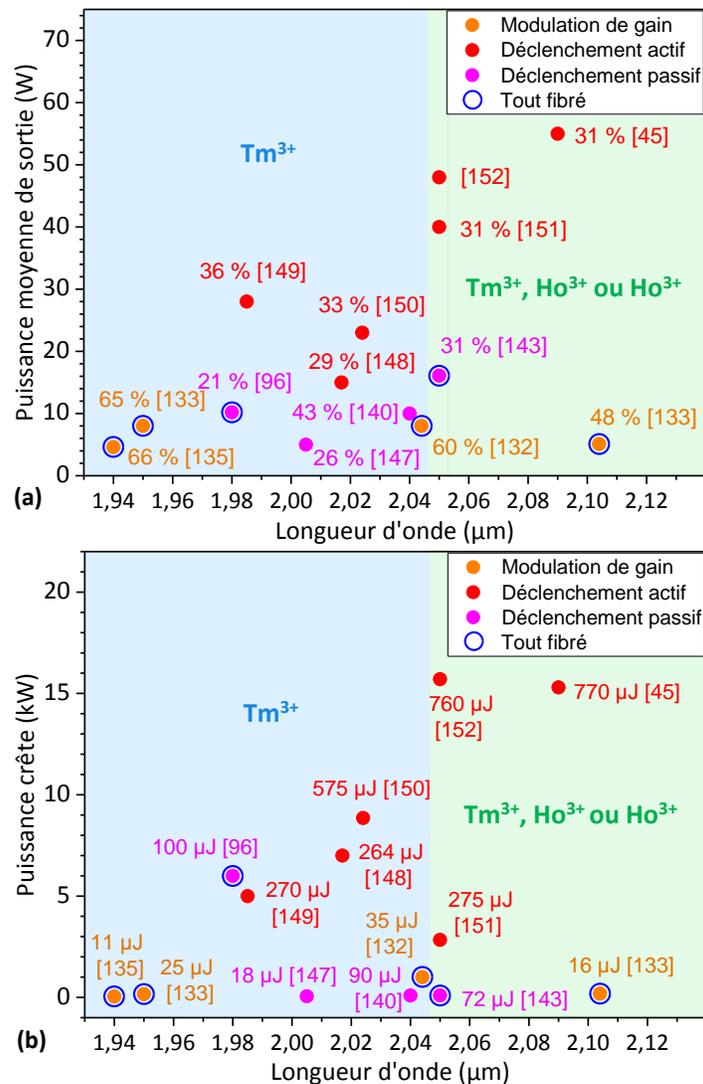
Cette partie a pour rôle de présenter une étude comparative des sources laser fibrées à  $2\ \mu\text{m}$  en architecture d'oscillateur unique fonctionnant en régime impulsionnel nanoseconde grâce aux différentes méthodes de génération d'impulsions présentées dans la [section 1.5](#). La [Figure 2.10](#) permet de comparer les performances de ces sources en termes de longueur d'onde, puissance moyenne, rendement différentiel, puissance crête et énergie par impulsion.

### 2.3.2.1 Les oscillateurs modulés en gain

La méthode de modulation du gain, qui consiste à pomper un milieu actif avec une source de pompe impulsionnelle a, dans le cas des oscillateurs fibrés à  $2\ \mu\text{m}$  d'une puissance supérieure au watt, été principalement étudiée dans la littérature à partir de fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  pompée dans leur fenêtre spectrale d'absorption autour de  $1,5\ \mu\text{m}$  (voir [Figure 1.8](#)) [[91](#), [132](#), [133](#), [134](#), [135](#)]. Des sources laser à base de fibre dopée  $\text{Ho}^{3+}$  pompée autour de  $1,95\ \mu\text{m}$  ont également été réalisées [[133](#), [136](#), [137](#)]. Les sources fibrées à modulation de gain bénéficient d'une architecture simple du fait que, contrairement à une technique de déclenchement de la cavité, aucun composant supplémentaire ne doit être inséré dans la cavité pour la génération des impulsions. C'est pour cette raison que les sources impulsionnelles de l'étude comparative de la [Figure 2.10](#) qui utilisent une modulation de gain ont toutes une architecture entièrement fibrée. Seules les sources à modulation de gain dont la puissance moyenne de sortie est supérieure à  $5\ \text{W}$  figurent dans cette étude comparative.

La plus forte puissance moyenne reportée à ce jour par un système tout fibré est de  $8\ \text{W}$  et a été démontrée dans deux études distinctes réalisées par Simakov et col. en 2011 [[132](#)] et Hollitt et col. en 2012 [[133](#)]. La source de Simakov et col. fonctionne à une longueur d'onde de  $2,04\ \mu\text{m}$  à un taux de répétition de  $300\ \text{kHz}$  et délivre  $35\ \mu\text{J}$  d'énergie par impulsion d'une durée de  $25\ \text{ns}$  (puissance crête =  $1\ \text{kW}$ ) [[132](#)]. Hollitt et col. ont démontré une émission à  $1,95\ \mu\text{m}$  caractérisée par une énergie de  $25\ \mu\text{J}$  et une durée d'impulsion de  $150\ \text{ns}$  à une fréquence de répétition de  $600\ \text{kHz}$  (puissance crête =  $166\ \text{W}$ ) [[133](#)]. Les autres sources [[91](#), [133](#), [134](#), [135](#), [136](#), [137](#), [138](#)] présentent des performances inférieures ou comparables selon le type de dopage choisi, la puissance de pompe délivrée et les caractéristiques temporelles des impulsions émises par la source de pompe (taux de répétition, durée d'impulsion). Les lasers à fibre monolithiques à  $2\ \mu\text{m}$  basés sur une technique de modulation du gain présentent des rendements différentiels très bons de l'ordre de  $60\%$ , mais ne permettent pas à l'heure actuelle de démontrer des performances (puissance moyenne, puissance crête et énergie) suffisamment élevées en vue d'une émission de forte puissance en bande II par le pompage d'un OPO du

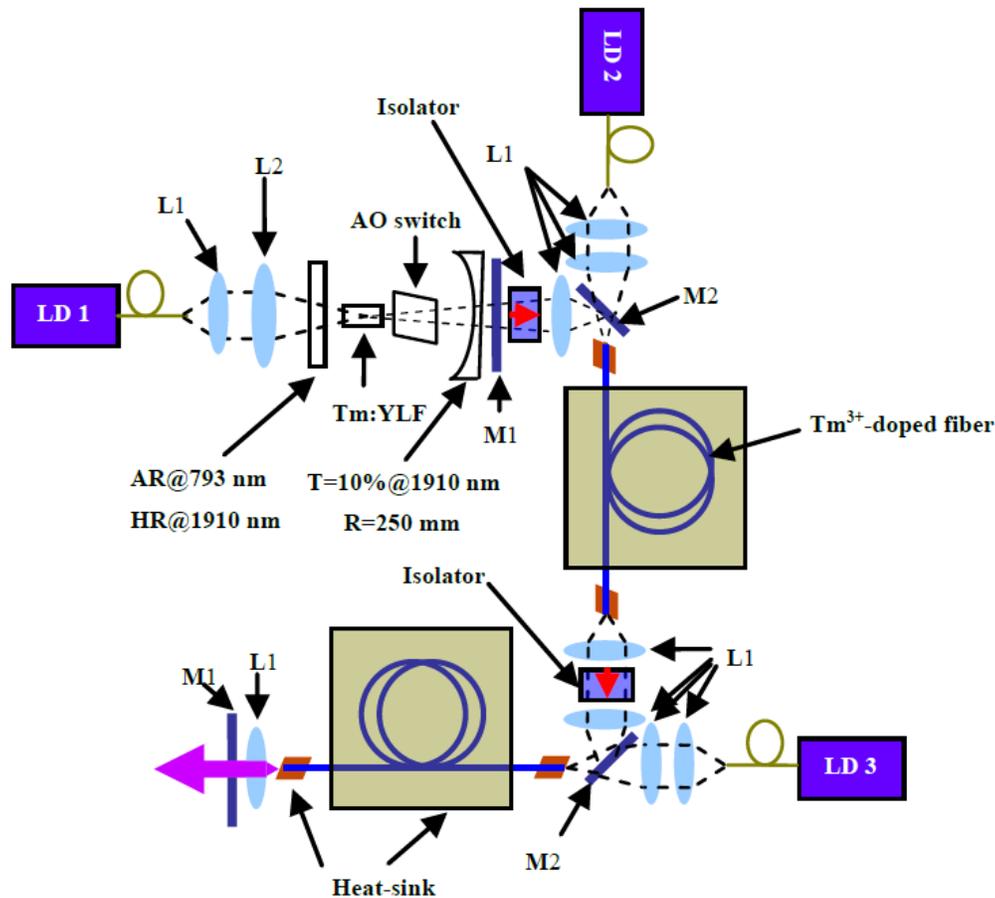
fait qu'un fonctionnement stable de ce type d'architecture ne peut généralement être obtenu que pour de courtes longueurs de fibre dopée.



**FIGURE 2.10 :** Comparaison des différentes performances des oscillateurs à fibre à 2  $\mu\text{m}$  impulsionnels modulés en gain et déclenchés activement et passivement reportés dans la littérature, en fonction de leur longueur d'onde d'émission : (a) Puissance moyenne de sortie et rendement différentiel ; (b) Puissance crête de sortie et énergie par impulsion. En fond bleu : dopage  $\text{Tm}^{3+}$ . En fond vert : co-dopage  $\text{Tm}^{3+}, \text{Ho}^{3+}$  ou dopage  $\text{Ho}^{3+}$ . Le numéro indiqué sur chaque point est la référence bibliographique correspondante.

Il est à noter qu'il existe des sources laser à 2  $\mu\text{m}$  à modulation de gain bien plus puissantes que celles précédemment présentées dans l'étude comparative, mais avec une architecture trop complexe et volumineuse ou un fonctionnement trop instable pour être utilisées dans un contexte applicatif. Par exemple, la Figure 2.11 représente un système

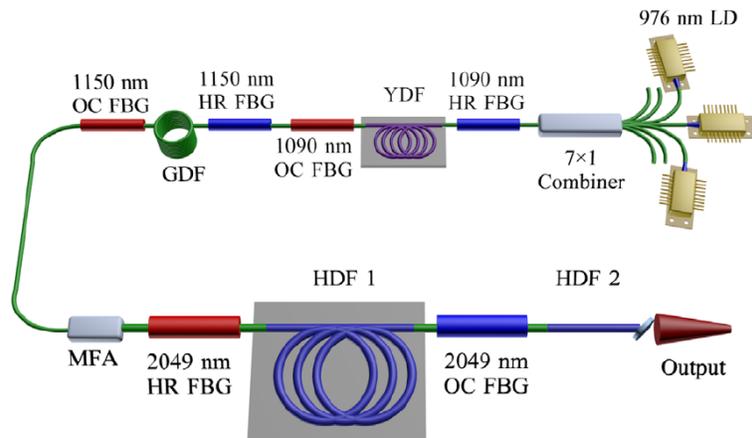
complexe basé sur une fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$  pompée de manière combinée par une source laser solide  $\text{Tm}:\text{YLF}$  et des diodes laser à 793 nm [138]. Ce système a permis d'obtenir 105 W de puissance moyenne de sortie à 2,02  $\mu\text{m}$  à un taux de répétition de 50 kHz, avec une durée d'impulsion de 75 ns. Il s'agit à ce jour de la plus forte puissance moyenne en sortie d'un laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$  modulé en gain jamais démontrée. Cependant, l'émission spectrale de cette source était d'une largeur de 25 nm. Une autre source, réalisée par Zhang et col. en 2005, constituée d'une fibre  $\text{Tm}^{3+}$  pompée à 1  $\mu\text{m}$  par un laser solide  $\text{Nd}:\text{YAG}$  a permis d'obtenir des impulsions très énergétiques de 15 mJ [139]. Néanmoins, l'émission de ces impulsions présentait un caractère aléatoire rendant impossible la détermination d'une puissance moyenne et d'un taux de répétition.



**FIGURE 2.11 :** Représentation schématique de la source laser impulsienne fibrée  $\text{Tm}^{3+}$  de modulation de gain avec pompage en espace libre permettant d'émettre jusqu'à 105 W de puissance moyenne à 2,02  $\mu\text{m}$  pour une largeur spectrale de 25 nm [138].

### 2.3.2.2 Les oscillateurs déclenchés passivement

Les oscillateurs à fibre à 2  $\mu\text{m}$  fonctionnant en régime impulsionnel nanoseconde par le biais d'un déclenchement passif de leur cavité ont largement été étudiés dans la littérature. L'intérêt principal du déclenchement passif réalisé dans les études présentées ici est qu'il permet de développer des cavités laser entièrement fibrées, comme c'est le cas dans les références [95, 96, 98, 140, 141, 142, 143, 144] pour lesquelles respectivement des absorbants saturables fibrés ou l'exploitation d'effets non linéaires dans les fibres ont été utilisés. Toutefois, la méthode de déclenchement passif a jusqu'ici permis d'atteindre des niveaux de puissance moyenne relativement modérés à 2  $\mu\text{m}$  en sortie de source, en raison de la tenue au flux limitée des absorbants saturables et de l'instabilité induite par les effets non linéaires lors d'un fonctionnement impulsionnel à forte puissance du laser. Par ailleurs, il est très difficile par cette technique passive de maîtriser la fréquence de répétition des impulsions.

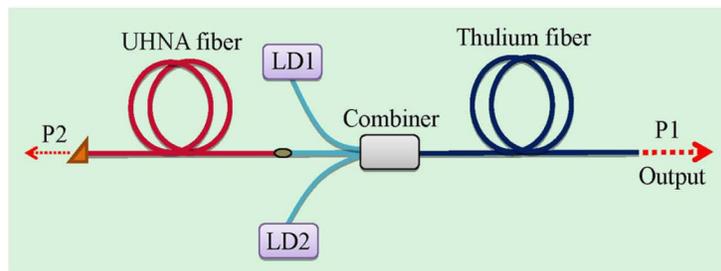


**FIGURE 2.12 :** Représentation schématique de la source laser fibrée  $\text{Ho}^{3+}$  monolithique déclenchée passivement permettant d'émettre jusqu'à 16,1 W de puissance moyenne à 2,05  $\mu\text{m}$  [143].

Un nombre conséquent de sources à 2  $\mu\text{m}$  déclenchées passivement sont basées sur un système de pompage à 1,55  $\mu\text{m}$ , soit par un laser à fibre dopée à l'erbium [98, 145] soit par la puissance d'émission d'une diode laser amplifiée par un amplificateur à fibre dopée à l'erbium [141, 144]. La puissance moyenne émise à 2  $\mu\text{m}$  par ces lasers pompés à 1,55  $\mu\text{m}$  est inférieure au watt. D'autres études montrent une puissance moyenne à 2  $\mu\text{m}$  de l'ordre du watt avec un pompage autour de 800 nm [95, 96, 140, 146, 147] ou à 1150 nm [143]. L'étude comparative de la Figure 2.10, qui inclut uniquement les sources déclenchées passivement présentant une puissance moyenne de sortie supérieure à 5 W, montre qu'à ce jour la plus forte puissance moyenne générée à partir de ce type de laser est seulement de 16 W. Ce record de puissance moyenne a été obtenu par Wang et col. en 2014 via un laser entièrement fibré dopé  $\text{Ho}^{3+}$  et pompé à 1,15  $\mu\text{m}$  par un laser Raman (voir Figure 2.12) [143]. Le déclenchement passif de la cavité est

d'après les auteurs, principalement dû aux agrégats d'ions actifs dans la fibre  $\text{Ho}^{3+}$  utilisée [22, 140]. La largeur spectrale est de 0,28 nm à une longueur d'onde centrale de 2,05  $\mu\text{m}$ . Les caractéristiques impulsives comportent, à un taux de répétition de 218 kHz, une durée et une énergie d'impulsion respectives de 1050 ns et 74  $\mu\text{J}$ , et une puissance crête de 70 W.

Dans une autre étude et à puissance moyenne plus faible, mais à puissance crête bien plus élevée, il a été rapporté par Tang et col. en 2014 un laser monolithique à fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$ , déclenché passivement par effet Brillouin, émettant 10,2 W de puissance moyenne à 1,98  $\mu\text{m}$ , et présentant une architecture relativement compacte et simple, comme on peut le voir sur la Figure 2.13 [96]. Les impulsions laser correspondantes présentent une puissance crête de 6 kW et une énergie de 100  $\mu\text{J}$ , pour une largeur temporelle de 17 ns et un taux de répétition de 100 kHz.



**FIGURE 2.13** : Représentation schématique de la source laser fibrée  $\text{Tm}^{3+}$  monolithique déclenchée passivement par effet Brillouin permettant d'émettre jusqu'à 10,2 W de puissance moyenne et 6 kW de puissance crête à 1,98  $\mu\text{m}$  [96].

### 2.3.2.3 Les oscillateurs déclenchés activement

Les oscillateurs fibrés impulsifs à 2  $\mu\text{m}$  de forte puissance moyenne dont la cavité est déclenchée de manière active ont été largement étudiés dans la littérature [45, 148, 149, 150, 151, 152, 153]. Toutes ces études, utilisant un AOM comme dispositif de déclenchement, sont basées sur un pompage de la fibre active par des diodes laser de forte puissance à 793 nm. De manière plus anecdotique, le déclenchement actif d'un laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$  a également été démontré en utilisant un atténuateur variable [154] et la modulation de la biréfringence d'une fibre [155]. Toutefois, ces deux études, utilisant un pompage de faible puissance ( $< 200$  mW) à 1,57  $\mu\text{m}$ , ont rapporté des puissances moyennes à 2  $\mu\text{m}$  trop faibles, et ne sont par conséquent pas comprises dans l'étude comparative de la Figure 2.10. Comme mentionné dans la section 1.5.2.2, la méthode de Q-switching actif ne dispose pas d'éléments de déclenchement fibré suffisamment mature technologiquement afin d'être intégré dans une source entièrement fibrée de forte puissance ( $> 10$  W).

Les oscillateurs à fibre impulsifs à 2  $\mu\text{m}$  déclenchés activement, dont les performances sont présentées dans la Figure 2.10, reposent donc sur des architectures comprenant des parties en espace libre telles que l'injection de la puissance de pompe

dans la fibre active, la modulation des pertes de la cavité et les réflexions sur les miroirs constitutifs de la cavité. Ces dispositifs nécessitent donc un alignement optique de certains des composants fondamentaux du laser (miroir HR, OC, lentille pour l’injection de la pompe, etc.) et peuvent présenter une fragilité relative vis-à-vis de leur usage dans un cadre opérationnel (vibrations, changements de température).

L’ISL a démontré depuis 2019 la plus forte puissance moyenne en sortie d’un oscillateur à fibre à 2  $\mu\text{m}$  impulsionnel déclenché activement [45]. Cette source, dont les caractéristiques en régime continu (voir Figure 2.7) ont été exposées dans la section 2.2.2, a permis avec un régime déclenché à 200 kHz d’obtenir jusqu’à 55 W de puissance moyenne à 2,09  $\mu\text{m}$ . À cette fréquence de répétition, la durée et l’énergie des impulsions en sortie sont respectivement de 100 ns et 0,28 mJ (puissance crête = 2,75 kW). Pour un régime de fonctionnement à 40 kHz, la puissance crête est 15,3 kW et l’énergie par impulsion de 0,77 mJ. Il est à noter qu’il s’agit de l’unique oscillateur impulsionnel de forte puissance dont l’émission de sortie est autour de 2,1  $\mu\text{m}$ , grâce au co-dopage  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  qu’il utilise.

Plus récemment, Forster et col. ont reproduit en 2021 un oscillateur impulsionnel équivalent, qui fonctionnait à 2,0  $\mu\text{m}$  basé sur une fibre co-dopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  à triple gaine [152]. Ils ont démontré pour un taux de répétition de 46 kHz des impulsions d’une durée de 46 ns pour une énergie et une puissance crête de 0,76 mJ et 15,7 kW, respectivement.

### 2.3.3 Conclusion de l’état de l’art en régime impulsionnel

L’état de l’art qui a été réalisé sur les lasers à fibre impulsionnels à 2  $\mu\text{m}$  permet de clairement constater des distinctions notables de performance en regard du type d’architecture et de la méthode de génération d’impulsion employée. Les architectures MOPA démontrent de manière générale le plus de puissance moyenne en sortie de source (de l’ordre d’une centaine de watts et jusqu’à plus de 200 W pour le record [131]). Viennent ensuite les architectures en oscillateur unique déclenché activement avec une puissance moyenne en sortie jusqu’à 55 W [45]. Enfin, les oscillateurs uniques déclenchés passivement et les oscillateurs à modulation de gain sont les architectures qui délivrent le moins de puissance, avec des puissances moyennes records de 16 W et 8 W, respectivement [132, 143]. Les architectures MOPA, en plus de permettre des systèmes entièrement fibrés, sont donc du point de vue des puissances moyennes délivrables, les plus intéressantes comparées aux oscillateurs uniques déclenchés activement. Toutefois, par rapport aux critères de volume et simplicité architecturale de la source, les sources laser en oscillateur unique semblent être plus pertinentes. De plus, il est intéressant d’évaluer les limites de fonctionnement en oscillateur unique, ce qui pourrait également permettre dans le cas d’architecture MOPA de réduire le nombre d’étages d’amplification en partant d’un oscillateur maître de puissance. Ces architectures possèdent encore un potentiel d’augmentation de puissance. En effet, dans l’étude présentée par Dalloz et col. en 2019 [45], qui est la plus puissante démontrée à ce jour pour cette architecture, la montée en puissance de la source fibrée à haute cadence

(> 100 kHz) est seulement limitée par la puissance de pompe disponible.

Concernant les grandeurs physiques de puissance crête et énergie par impulsion, qui ont un intérêt certain dans l'efficacité de conversion non linéaire dans le cas d'un pompage OPO, on ne distingue pas, à l'exception de l'étude de Yang et col., de différences concrètes entre les MOPA et les oscillateurs déclenchés activement. Pour rappel, le record de puissance crête et d'énergie par impulsion à 2  $\mu\text{m}$  est détenu par un laser MOPA capable d'atteindre respectivement 54 kW et 7 mJ [128]. Ce record est environ quatre fois supérieurs aux secondes meilleures performances de puissance crête (15,7 kW) et énergie par impulsion (1,6 mJ) démontrées par des lasers à fibre à 2  $\mu\text{m}$  en architecture d'oscillateur unique [112, 152].

Concernant l'impact du type de dopage sur le rendement différentiel des sources à 2  $\mu\text{m}$ , cet état de l'art rejoint la conclusion établie par l'état de l'art en régime continu selon laquelle l'ion  $\text{Tm}^{3+}$  reste l'ion le plus intéressant pour une émission à une longueur d'onde inférieure à 2,05  $\mu\text{m}$ , avec des rendements différentiels démontrés atteignant presque 60 % en régime impulsif en architecture MOPA [121, 123]. Au-delà de 2,05  $\mu\text{m}$ , seules des sources laser dopées  $\text{Ho}^{3+}$  ou co-dopées  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  ont été démontrées, pour des rendements différentiels restant autour des 30 % [45, 129, 143, 148, 151].

## 2.4 Justification du choix technologique et conclusion du deuxième chapitre

Il a été préalablement déterminé que, compte tenu du contexte applicatif visé et de l'état de l'art, une solution intéressante pour un fonctionnement continu, et jusqu'à lors jamais réalisée dans la littérature, serait un oscillateur unique co-dopé  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  entièrement fibré. Le choix de dopage se justifie par le fait que les ions  $\text{Ho}^{3+}$  (seuls ou en co-dopage avec des ions  $\text{Tm}^{3+}$ ) permettent d'émettre efficacement à des longueurs d'onde autour de 2,1  $\mu\text{m}$  (voir introduction générale). Les préférences d'un co-dopage et d'une architecture en oscillateur unique s'expliquent par le besoin d'un système compact et simple qui, dans le cadre d'un scénario opérationnel, se révèle plus avantageux. Une architecture entièrement fibrée permet également de profiter d'un système moins volumineux, mais aussi bien plus robuste, car non contraint aux désalignements rencontrés dans les systèmes en espace libre en raison de l'échauffement des composants solides (lentilles, miroirs de cavité, etc.) ou de vibrations extérieures pendant le fonctionnement du laser. C'est pour toutes ces raisons que l'oscillateur unique à fibre co-dopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  est la solution retenue pour ces travaux de thèse.

Par ailleurs, l'utilisation d'un AOM solide pour le déclenchement de la cavité laser semble d'après la littérature la meilleure solution du fait de sa capacité à pouvoir supporter de fortes puissances et de sa haute paramétrabilité. Rappelons qu'en raison de la faible tenue au flux des AOM fibrés, le modulateur devra nécessairement être employé dans une configuration en espace libre, ce qui empêchera la source impulsifonnelle d'être

entièrement fibrée. Cependant, il est tout de même possible de profiter d'un système hybride dit « semi-monolithique », encore jamais réalisé sur un oscillateur impulsionnel, où les seuls composants solides seront l'AOM, la lentille de collimation et le coupleur de sortie. Ces composants pourraient être intégrés dans un boîtier, rendant finalement cette solution peu différente d'un AOM fibré pour lequel un AOM solide est intégré dans un boîtier avec des entrées et sorties fibrées.

## Partie II

Étude d'une source monolithique  
co-dopée thulium-holmium en  
oscillateur unique à 2  $\mu\text{m}$  en régime  
continu



---

# Conception, réalisation expérimentale et caractérisation d'un oscillateur unique entièrement fibré

---

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>66</b>
<b>3.2</b>	<b>Définition et conception de la source laser à 2 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>66</b>
<b>3.3</b>	<b>Description du dispositif expérimental</b>	<b>67</b>
<b>3.4</b>	<b>Caractéristiques physiques des éléments du laser</b>	<b>68</b>
3.4.1	Diodes de pompe à 793 nm	68
3.4.2	Combineurs de pompe fibrés	71
3.4.3	Réseau de Bragg fibré et coupleur de sortie	75
3.4.4	Fibre active	76
<b>3.5</b>	<b>Étude des propriétés physiques du laser</b>	<b>79</b>
3.5.1	Puissance de sortie	79
3.5.2	Spectre optique	80
3.5.3	Qualité de faisceau	82
<b>3.6</b>	<b>Problème de concordance entre les propriétés opto-géométriques des fibres</b>	<b>83</b>
<b>3.7</b>	<b>Conclusions du troisième chapitre</b>	<b>85</b>

---

## 3.1 Introduction

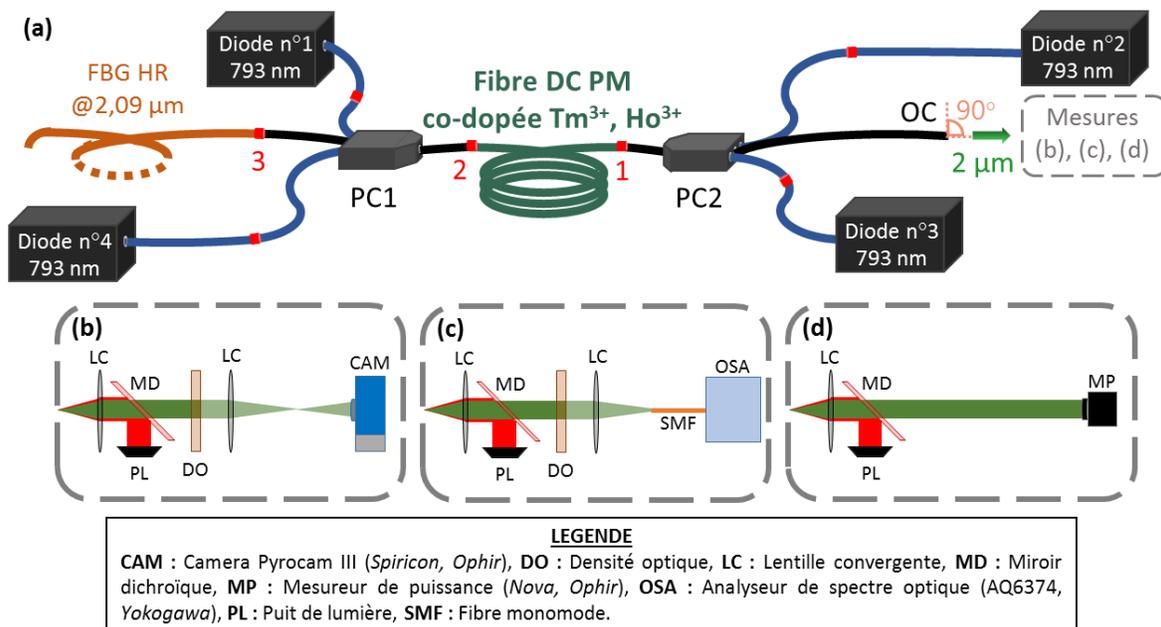
La première partie de cette thèse a mis en lumière les différentes solutions permettant d'émettre à  $2\ \mu\text{m}$ . Comme nous l'avons vu, compte tenu des besoins que présentent les applications militaires, l'utilisation d'une source laser fibrée co-dopée thulium-holmium en architecture d'oscillateur unique est une solution très intéressante en raison de sa compacité, robustesse et simplicité. Ce chapitre s'intéresse à la réalisation de cette source laser en fonctionnement continu. Après une définition et description du dispositif expérimental et des caractéristiques des composants utilisés, je présenterai la caractérisation complète d'une première version de ce laser pour déterminer ses propriétés physiques. Enfin, sur la base de ces résultats et de la littérature, j'exposerai les problèmes de concordance entre les propriétés optogéométriques des fibres active et passive. Le travail d'étude centré sur l'amélioration de la source fera l'objet du chapitre suivant.

## 3.2 Définition et conception de la source laser à $2\ \mu\text{m}$

Comme nous l'avons vu dans l'introduction générale, les sources laser émettant à  $2\ \mu\text{m}$  sont d'un grand intérêt pour de nombreuses applications très variées. Le champ d'applications militaires requiert des sources laser compactes, robustes et délivrant des faisceaux de très bonne qualité. C'est la raison pour laquelle le choix de l'architecture de la source laser en régime continu développée lors de ce travail de thèse s'est porté sur un système monolithique en oscillateur unique. Le milieu actif de la source est une fibre co-dopée thulium-holmium permettant d'émettre efficacement au-dessus de  $2,05\ \mu\text{m}$  lorsqu'elle est pompée vers  $800\ \text{nm}$ . Le pompage de cette fibre active est réalisé par la gaine, méthode qui présente l'avantage de pouvoir utiliser des diodes de pompe multimodes de haute puissance par rapport à un pompage par le cœur qui impose de recourir à des diodes monomode autour de  $800\ \text{nm}$  ne dépassant pas quelques watts de puissance. Pour une meilleure distribution de la charge thermique le long de la fibre active, la puissance de pompe est injectée dans la fibre active de façon bidirectionnelle (à la fois co- et contra-propagative) à l'aide de combineurs de pompe fibrés. Dans ce système entièrement fibré, l'ensemble des éléments classiques qui composent la cavité laser doivent être fibrés. Ainsi, les miroirs de la cavité sont d'un côté un FBG HR inscrit sur une fibre passive et de l'autre côté, comme coupleur de sortie (OC), une clive à  $0^\circ$  de la fibre de sortie du laser permettant une réflexion de Fresnel de l'ordre de  $4\%$ . Un FBG à faible réflectivité pourrait également être utilisé comme coupleur de sortie mais, pour une première réalisation de la source, le choix s'est porté sur une clive à  $0^\circ$  en raison de la simplicité de sa réalisation et d'interprétation des comportements du laser. Le choix est fait également de placer les combineurs de pompe en intracavité car ainsi, dans le cas d'un laser monolithique, la puissance de pompe ne se propage pas à travers un FBG et évite ainsi son endommagement par un échauffement excessif.

### 3.3 Description du dispositif expérimental

Le montage expérimental du laser est représenté sur la [Figure 3.1a](#). Le système de pompage de la fibre active double gaine (DC) co-dopée  $Tm^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$  est constitué de quatre diodes laser *nLight* (DL) fibrées délivrant chacune une puissance maximale d'environ 135 W à 793 nm. Leurs sorties sont soudées à deux combineurs de pompe (PC) fibrés commerciaux  $2+1 \times 1$ , eux-mêmes soudés aux extrémités 1 et 2 de la fibre active, présentée plus en détail dans la [section 3.4.4](#), afin d'y injecter la puissance de pompe. Nous reviendrons dans la [section 3.4.2](#) sur le principe de fonctionnement des combineurs. La cavité laser, composée d'un FBG agissant comme un miroir à haute réflectivité, des combineurs, de la fibre active et d'un coupleur de sortie possède une longueur totale d'environ 19 m. Le long de cette cavité le signal laser à  $2 \mu m$  se propage et oscille continuellement dans le cœur de la fibre active, de diamètre  $20 \mu m$  ( $ON = 0,10$ ) tandis que la pompe se propage dans la gaine de celle-ci (d'un diamètre de  $300 \mu m$  et d' $ON = 0,46$ ). La fiche technique fournie par le constructeur est disponible en [Annexe A](#). Les fibres de transport du signal laser des PC et du FBG sont choisies de manière à correspondre d'un point de vue géométrique aux dimensions de la fibre active (diamètre de cœur, de gaine). Le FBG photoinscrit dans le cœur de la fibre réfléchit 85% de la puissance intracavité à  $2,09 \mu m$ . Le coupleur de sortie est assuré par les 4% de la réflexion de Fresnel provenant de la clive à  $0^\circ$  de la fibre passive du PC2.



**FIGURE 3.1 :** (a) Représentation schématique du montage expérimental de la source laser monolithique à fibre dopée  $Tm^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$  en architecture d'oscillateur unique. Les soudures optiques sont représentées par des points rouges. En sortie du laser, des mesures successives de profil spatial (b), spectre (c) ; et puissance (d) sont réalisées.

Tous les composants fibrés ont été soudés entre eux par une plateforme de fusion-étirage par laser CO<sub>2</sub> (LZM-100, Fujikura) à l'aide de programmes de soudure spécifiquement développés pour les différentes fibres qui composent le laser. Nous nous intéresserons plus en détail au fonctionnement de cette soudeuse et aux différentes étapes dans la réalisation d'une soudure optique entre deux fibres dans le chapitre suivant. La fibre active, enroulée selon un diamètre de 17 cm, ainsi que le FBG ont été refroidis par immersion dans une eau déminéralisée et maintenue à une température constante de 18 °C. L'ensemble des fibres qui composent cette source laser monolithique est conçu pour maintenir la polarisation du faisceau se propageant en leur sein. Bien que le rayonnement laser dans ce montage ne soit pas polarisé, le choix de se tourner vers des solutions à maintien de polarisation s'explique par le fait que cette source sera convertie dans un second temps en source impulsionnelle polarisée pour pouvoir être appliquée au pompage d'un OPO.

Les différents éléments constituant la caractérisation optique de cette source laser sont présentés dans la [Figure 3.1b-d](#). Un miroir dichroïque a été utilisé à la sortie du laser pour filtrer la puissance de pompe résiduelle non absorbée par la fibre active et ne conserver ainsi que le signal de sortie du laser à 2,09 μm. Une analyse complète de ce signal de sortie, en mesurant les profils transverses spatiaux ([Figure 3.1b](#)), le spectre de puissance ([Figure 3.1c](#)) et la puissance optique ([Figure 3.1d](#)), a été effectuée. Pour la caractérisation spatiale du laser, une caméra Pyrocam III HR (Spiricon, *Ophir*) a été utilisée. La longueur d'onde en sortie du laser a été mesurée par un analyseur de spectre optique (OSA, AQ6376, *Yokogawa*) avec une résolution spectrale de 0,01 nm. Enfin, la caractérisation de la puissance laser a été réalisée par un capteur thermique de haute puissance (*Ophir Photonics* - L250W) possédant une sensibilité spectrale de 0,19 μm à 20 μm pour une gamme de puissance mesurable de 1 W à 250 W.

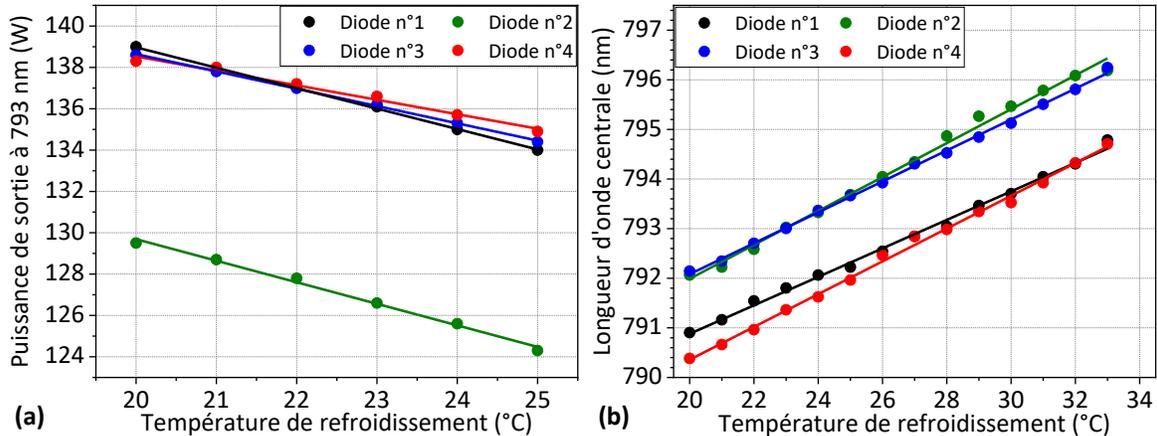
### 3.4 Caractéristiques physiques des éléments du laser

Cette partie a pour but de détailler les principaux composants constituant la source laser étudiée. Ainsi, leurs propriétés physiques, données par le constructeur, et les résultats de leur caractérisation expérimentale seront présentés ici.

#### 3.4.1 Diodes de pompe à 793 nm

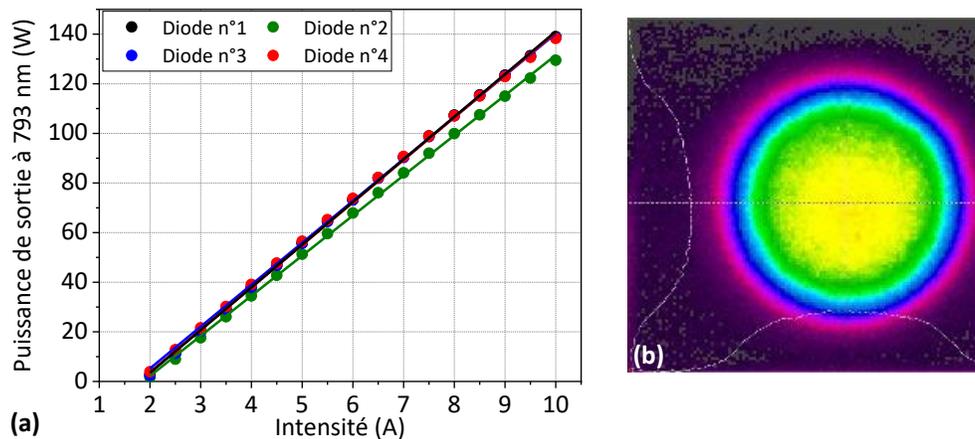
Comme nous l'avons vu dans la [section 1.3.2.3](#), le choix d'utiliser des diodes de pompe à 793 nm est principalement motivé par les deux raisons suivantes : d'une part, pour la forte absorption des ions Tm<sup>3+</sup> autour de 793 nm, et d'autre part, pour la haute maturité technologique des diodes laser commerciales émettant autour de 800 nm. Les quatre diodes laser *nLight* utilisées pour générer la puissance de pompe du laser sont composées d'une barre de diodes laser émettant environ 135 W à 793 nm. La puissance émise en sortie du semi-conducteur est couplée à une fibre simple gaine multimode d'un diamètre de cœur et de gaine de 200 μm et 220 μm respectivement, pour une

ON de cœur de 0,22. Ce type de diodes de pompe présente l'avantage, grâce à une meilleure répartition spatiale du faisceau dans la fibre, d'entraîner théoriquement moins de pertes de transmission dans le combineur auquel la diode est soudée par rapport à l'autre grande famille de diodes que sont les empilement de diodes, qui sont complexes à coupler dans une fibre avec une bonne efficacité [156]. Ce choix permet dès lors d'envisager un meilleur rendement de la source laser.



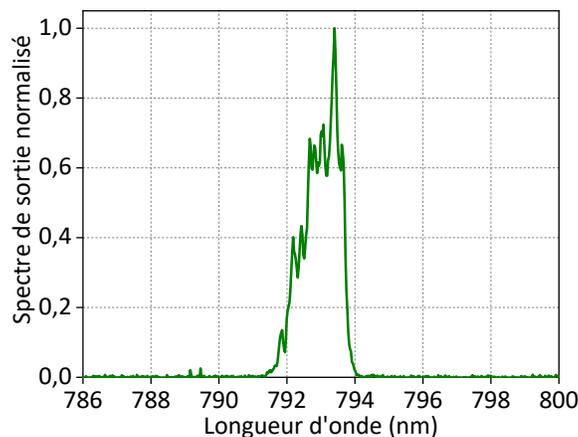
**FIGURE 3.2 :** Puissance d'émission en sortie (a) et longueur d'onde centrale d'émission (b) des diodes de pompe en fonction de la température de refroidissement des diodes.

Ces diodes, thermalisées par un circuit d'eau et connectées en série à une alimentation électrique, sont conçues pour fonctionner à une intensité de 10 A pour une tension de 31 V à leur régime de fonctionnement maximum. Les mesures spectrales ont été réalisées à l'aide d'un spectromètre *Jobin Yvon* qui a servi à mesurer les longueurs d'onde centrales d'émission des diodes de pompe. Les évolutions de la puissance et de la longueur d'onde centrale d'émission en sortie des diodes (numérotées de 1 à 4, suivant le schéma du montage expérimental de la Figure 3.1 à la puissance maximale (10 A) en fonction de la température de refroidissement des diodes sont présentées en Figure 3.2a et Figure 3.2b, respectivement. La puissance est directement mesurée à l'aide du capteur thermique de haute puissance. On peut observer que la puissance en sortie des diodes diminue et que la longueur d'onde d'émission augmente, toutes deux linéairement, avec l'augmentation de la température de refroidissement des diodes. Le choix de la température de refroidissement des diodes optimale a été ajusté ultérieurement et expérimentalement à 20 °C pour atteindre le maximum de puissance à 2  $\mu$ m en sortie du laser. On note qu'il s'agit de la température correspondant aux puissances maximales délivrées par les diodes de pompe (voir Figure 3.2a). La température n'a pas été testée en dessous de 20 °C afin d'éviter toute problématique de condensation liquide sur les diodes (point de rosée). Par exemple, la température du point de rosée est de 19 °C pour une température de l'air ambiante de 26 °C et une humidité relative de 65 %.



**FIGURE 3.3 :** (a) Puissance d'émission à 793 nm en sortie des diodes de pompe en fonction de l'intensité d'alimentation ; (b) Exemple du profil transverse de faisceau en champ lointain d'une diode de pompe à puissance maximale.

La caractérisation de la puissance en sortie des diodes en fonction de l'intensité d'alimentation à une température de refroidissement constante de 20 °C est présentée en Figure 3.3a. Les puissances maximales mesurées, allant de 137 W (diode n° 1) à 128 W (diode n° 2), indiquent que la puissance totale disponible en sortie des quatre diodes lorsque celles-ci sont alimentées par un courant de 10 A, est de 534 W. La Figure 3.3b montre le profil transverse du faisceau de la diode n° 1 à puissance maximale, mesuré en champ lointain après collimation du faisceau en sortie de la fibre multimode. Les autres diodes ont un profil de faisceau de sortie similaire.



**FIGURE 3.4 :** Spectre d'émission normalisé d'une diode *nLight* similaire aux diodes utilisées dans le laser à une puissance d'émission de 130 W.

Ces faisceaux ne présentent pas de speckle mais une répartition d'énergie plutôt uniforme sur l'ensemble du faisceau, proche d'un profil « flat-top » idéal [157], permettant une meilleure absorption dans la fibre active qu'avec un profil gaussien. En

effet, les profils de faisceau gaussiens présentent, dans le cadre d'un pompage, comme inconvénient principal d'avoir des parties de faible intensité situées de part et d'autre de la région centrale du faisceau, appelées « ailes ». Ces ailes contiennent généralement de l'énergie qui est gaspillée parce qu'elle est à une intensité inférieure au seuil requis pour l'émission laser. Un exemple typique du spectre d'émission d'une des diodes *nLight* utilisées est présenté en [Figure 3.4](#) à une puissance d'émission de 130 W. Sa largeur à mi-hauteur (FWHM : *Full Width at Half Maximum*) est de 1,1 nm.

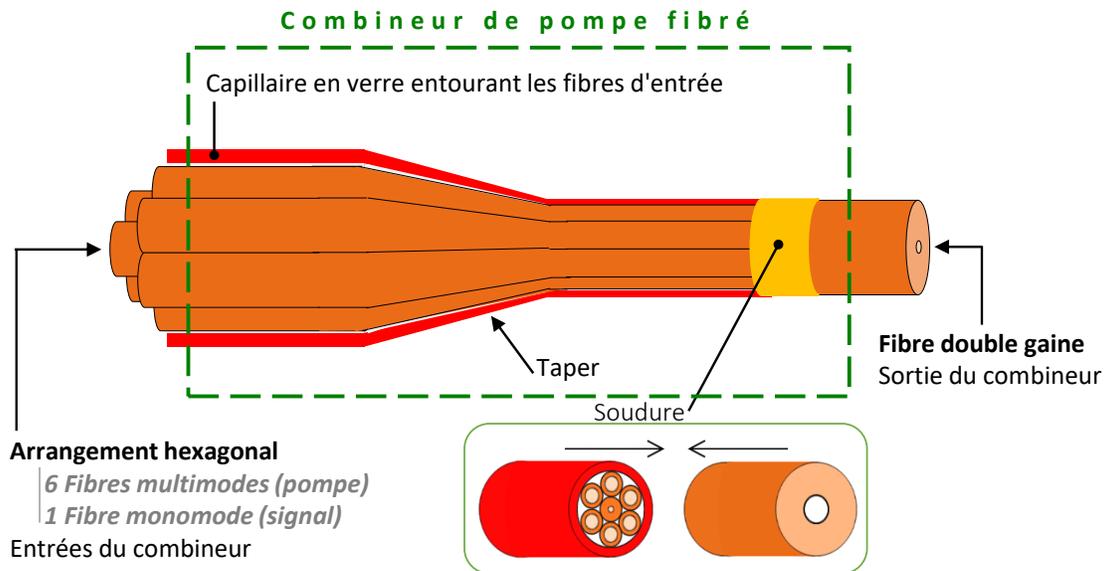
### 3.4.2 Combineurs de pompe fibrés

L'objectif de développer un laser entièrement fibré impose l'utilisation de combineurs de pompe fibrés pour acheminer la puissance de pompe des quatre diodes laser fibrées jusqu'à la fibre dopée, tout en assurant la propagation du signal laser à 2  $\mu\text{m}$  à travers la cavité et jusqu'à la sortie de la source. Pour cela, il existe des combineurs de pompe fibrés disposant d'une fibre signal (généralement monomode) destinée au transport du signal à travers le composant, et de plusieurs fibres multimodes permettant l'acheminement de la puissance optique issue des diodes de pompes dans la gaine de la fibre DC de sortie du composant. La technologie des combineurs fibrés peut être globalement divisée en deux grandes catégories. L'une est basée sur une méthode de pompage par l'extrémité de la fibre DC (« end-pumping »), et l'autre, sur un pompage par la tranche (« side-pumping ») [[158](#)].

#### 3.4.2.1 Combineur de pompe « end-pumping »

Dans le cadre d'une technique de « end-pumping », représentée en [Figure 3.5](#), le plus généralement les fibres de pompe sont disposées autour d'une fibre signal selon un arrangement symétrique dans un tube capillaire en verre qui est soudé à la fibre double gaine (DC) passive de sortie du composant. Préalablement à cette soudure, le diamètre du capillaire avec les fibres internes a été rétréci (« taper ») de façon à ce qu'il corresponde au diamètre de la fibre de sortie [[159](#), [160](#), [161](#), [162](#), [163](#)]. Pendant le processus de fabrication d'un tel combineur, toutes les fibres sont fusionnées pour former un dispositif rigide stable. Par sa nature, cette technique implique également une réduction du diamètre du cœur de la fibre signal, ce qui lorsqu'elle est soudée à la fibre double gaine de sortie, peut induire des problèmes d'adaptation du diamètre de mode au niveau de la soudure. La technologie « end-pumping » induit donc souvent des pertes de transmission du composant relativement importantes à la longueur d'onde du signal (typiquement quelques décibels). On préfère alors l'utiliser dans des architectures de type MOPA pour lesquelles les pertes signal du composant peuvent être compensées par le gain de l'étage d'amplification qui suit. Toutefois, elle permet de multiplier plus facilement le nombre de ports de pompe d'entrée du combineur (le nombre de ports observés sur les composants commerciaux utilisant cette technologie est typiquement de trois, sept, dix-neuf et plus encore), et donc d'accéder à un budget total de puissance de pompe potentiellement plus important que dans le cas du combineur utilisant une

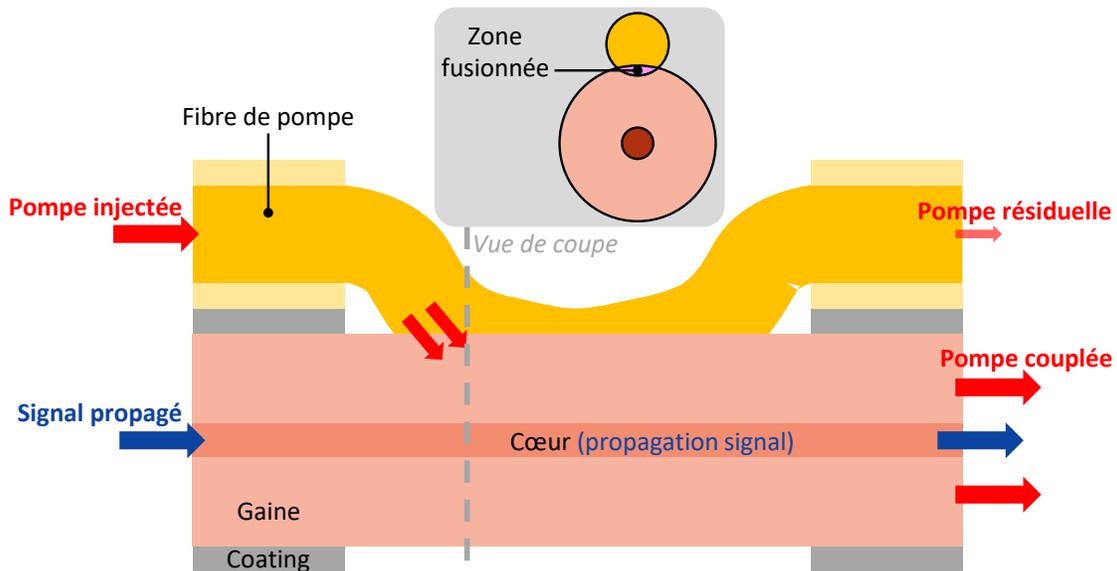
technologie en « *side-pumping* » (nombre de ports typiquement limité à quatre dans le commerce).



**FIGURE 3.5** : Schéma de principe d'un combineur de pompe fibré en technologie de bundle à sept fibres pour du pompage par l'extrémité de la fibre double gaine (« *end-pumping* »).

### 3.4.2.2 Combineur de pompe « *side-pumping* »

La seconde technologie, consistant en un pompage par la tranche (« *side-pumping* »), est représentée sur la [Figure 3.6](#). Dans cette technologie, l'injection de la puissance de pompe dans la gaine se fait non pas par l'extrémité de la fibre double gaine, mais par sa tranche. Ceci est réalisé grâce à la fusion longitudinale des fibres de pompe sur la gaine de la fibre double gaine de sortie. La puissance de pompe résiduelle, qui est non transmise dans la gaine de la fibre de sortie, s'évacue par des bras de pompe. Dans ce type de combineur, la fibre double gaine constitue à la fois l'entrée et la sortie du composant en une seule et même fibre, sans aucune clive ni soudure, et dans laquelle le cœur sert à propager le signal laser et la gaine la puissance de pompe issue des fibres multimodes soudées sur la tranche. Cette technique n'induit en théorie aucune perte sur le signal (ni taper, ni clive ou soudure au niveau du cœur) et est donc particulièrement adaptée à des architectures laser de type oscillateur unique avec combineur intracavité. Cela permet alors de conserver toutes les propriétés du signal, sans induire de pertes optiques ou de dégradation du faisceau. Il est important de noter toutefois que le nombre de ports multimode est typiquement limité à quatre avec cette technologie. Au-delà de quatre fibres multimodes, les soudures sur la tranche induisent des pertes au niveau du cœur et posent également des problèmes technologiques : le diamètre de 300  $\mu\text{m}$  de la fibre optique est trop petit pour y souder davantage de ports de pompe.



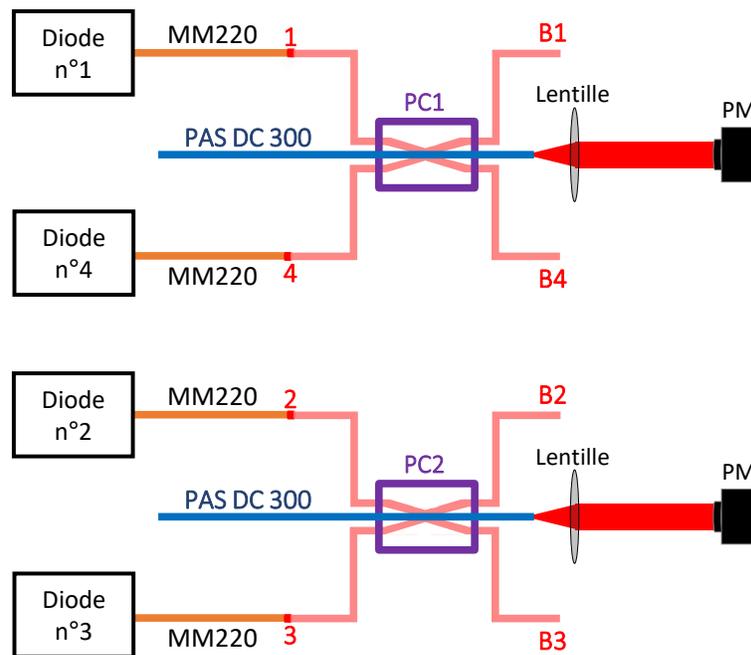
**FIGURE 3.6** : Représentation schématique en vue latérale d'un combineur de pompe fibré en technologie de pompage latérale (« side-pumping ») conventionnelle, comprenant une fibre de transport de signal et une fibre d'injection de pompe. Insert : vue de coupe. D'après [164].

L'architecture du laser représenté sur la [Figure 3.1](#) présente un pompage intracavité. Ce type de pompage est intéressant, car il évite de devoir faire passer la puissance de pompe à travers le FBG, ce qui peut entraîner un échauffement important du composant. Au regard du nombre de diodes utilisées (quatre) et de la volonté d'effectuer un pompage intracavité et bidirectionnel, le choix s'est porté sur une méthode de pompage « side-pumping ». En effet, celle-ci permet d'effectuer un pompage bidirectionnel de la fibre active avec un retour de la puissance de pompe sur les diodes de pompe plus faible que dans le cas d'un pompage « *end-pumping* » [164]. Un pompage bidirectionnel présente l'avantage de permettre un pompage plus homogène en plus de mieux distribuer la charge thermique le long de la fibre active.

### 3.4.2.3 Combineurs de pompe de la source laser

Les deux combineurs utilisés ont une configuration dite « 2+1×1 » : deux ports de pompe et un port de signal en entrée vers un port unique en sortie. Les sorties de deux diodes de pompe sont soudées aux deux fibres de pompe d'entrée d'un des combineurs. Les fibres de pompe des combineurs sont identiques aux fibres des diodes laser de pompe (200/220 μm ; ON : 0,22 ; multimode) et la fibre signal d'entrée/sortie est une fibre passive DC PM de diamètres de cœur et de gaine identiques à ceux de la fibre active (20/300 μm) pour une ON de 0,09 (voir fiche de spécification technique de la fibre passive en [Annexe B](#)). Afin d'éviter un échauffement excessif dû aux pertes de puissance optique du composant, les combineurs sont encapsulés par le fabricant dans un boîtier

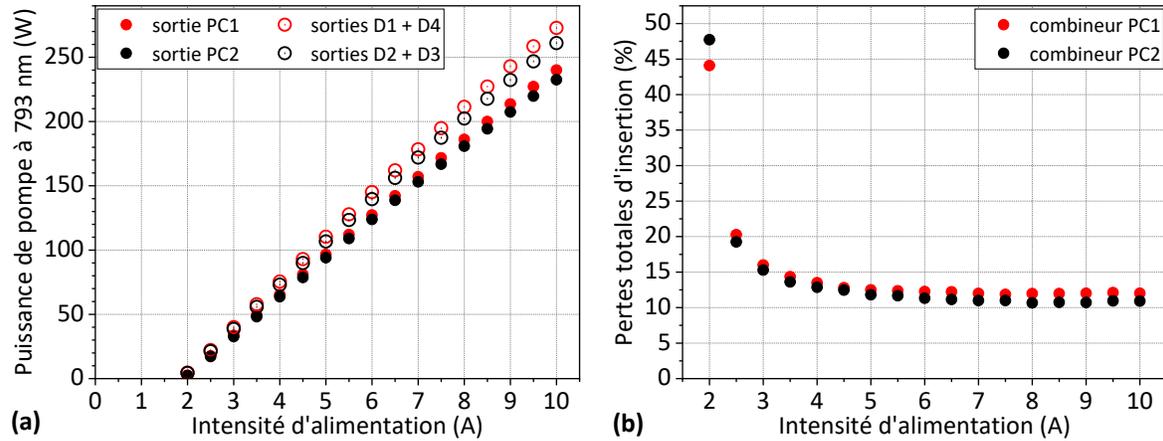
de dissipation de la chaleur. Ce boîtier est mis en contact thermique avec une plaque de cuivre refroidie par un circuit d'eau. La [Figure 3.7](#) représente le montage expérimental de la caractérisation de la puissance en sortie des combineurs. Les soudures entre les sorties des diodes et les fibres de pompe des combineurs ont été réalisées par une soudeuse laser CO<sub>2</sub> à l'aide d'un programme de soudure spécifiquement développé pour ces fibres. La procédure de réalisation des soudures optiques sera détaillée dans la [section 4.2](#) du chapitre suivant. Les sorties des diodes n° 1 et n° 4 sont soudées au combineur de pompe n° 1 (PC1) tandis que celles des diodes n° 2 et n° 3 sont soudées au combineur de pompe n° 2 (PC2). Les bras de pompe résiduelle sont annotés de B1 à B4.



**FIGURE 3.7** : Représentation schématique du montage expérimental de la caractérisation de la puissance en sortie des combineurs de pompe fibrés 1 et 2. Les soudures optiques sont représentées par des points rouges.

La [Figure 3.8](#) présente les résultats de la caractérisation de la transmission des PC. La puissance maximale à 793 nm mesurée en sortie des PC1 et PC2 est de 232,5 W et 240,0 W, respectivement ([Figure 3.8a](#)). Le maximum de puissance de pompe injectable dans la fibre active correspond donc à l'addition de ces deux puissances : 472,5 W. Les pertes totales des PC (aux pertes de soudure près qui sont négligeables et trop faibles pour être quantifiables), calculées à partir de la puissance mesurée en sortie des diodes de pompe et de la puissance en sortie de la fibre signal des PC, sont représentées sur la [Figure 3.8b](#) en fonction de l'intensité. On estime environ 12 % de perte d'insertion dans la fibre signal de sortie des PC à intensité maximale. En réalité, ces pertes d'insertion comprennent les pertes intrinsèques du composant (générant typiquement un échauffement) et la puissance non transmise dans la gaine qui est évacuée par les bras B1-B4

et B2-B3. Dans le détail, 4,7 % et 2,7 % de la puissance sont mesurés en sortie des bras résiduels et 7,3 % et 8,3 % sont perdus intrinsèquement pour les combineurs PC1 et PC2, respectivement. Ces pertes d'insertion sont semblables à ce que l'on peut trouver dans la littérature à cette longueur d'onde et pour un niveau de puissance similaire. Par exemple, Shin et col. et Ouyang et col. ont obtenu respectivement 13 % et 17 % de pertes totales d'insertion [117, 123].



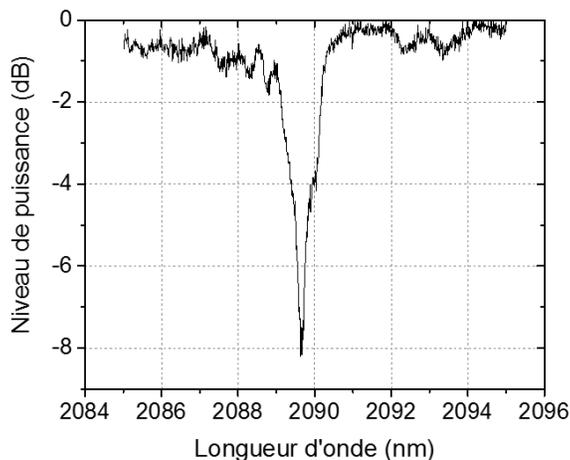
**FIGURE 3.8 :** (a) Puissance en sortie de la fibre signal des combineurs 1 et 2 mesurée en fonction de l'intensité d'alimentation des diodes de pompe ; (b) Pertes totales d'insertion dans la fibre DC des combineurs 1 et 2 en fonction de l'intensité.

### 3.4.3 Réseau de Bragg fibré et coupleur de sortie

Le FBG utilisé dans le laser de la Figure 3.1, conçu par la société *iXblue Photonics*, est inscrit dans le cœur d'une fibre passive DC-PM-20-300<sup>1</sup>, identique à la fibre signal des PC. La fibre dans laquelle est inscrit le FBG est soudée à la fibre du PC1 (voir Figure 3.1). Le spectre de transmission du FBG pour une lumière non polarisée est présenté en Figure 3.9. Ce FBG étant conçu pour réfléchir plus de 98 % de la lumière polarisée, présente, en revanche, pour une lumière non polarisée, une réflectivité de seulement 85 % à 2089,6 nm pour une largeur FWHM de 0,28 nm. Le constructeur estime sa pente thermique autour de  $10\text{ }^{\circ}\text{C W}^{-1}$ . En d'autres termes, sans refroidissement, le composant s'échauffe de  $10\text{ }^{\circ}\text{C}$  pour chaque watt de puissance incident. Au niveau de puissance visé pour cette source laser, ce paramètre pourra rapidement être limitant, malgré un refroidissement dans l'eau, comme nous le verrons dans la section 3.5.

Pour s'affranchir de l'utilisation d'un second FBG qui serait cette fois à faible réflectivité et qui impliquerait de nouvelles pertes avec notamment une soudure supplémentaire, on peut utiliser la réflexion provenant d'une clive droite sur la fibre de sortie

1. DC pour « Fibre double gain » – PM pour « Maintien de polarisation » – 20 pour le diamètre du cœur en micromètres – 300 est le diamètre de la gaine en micromètres



**FIGURE 3.9 :** Spectre de transmission du FBG fourni par *iXblue Photonics*.

du laser (fibre d'entrée du PC2). Le dioptre silice/air à cette interface crée par nature une réflexion dite de Fresnel d'une petite portion de la puissance [165]. Ce phénomène peut être expliqué simplement par l'optique géométrique ou par l'optique ondulatoire qui montre que le coefficient de réflexion pour un angle d'onde incidente de  $0^\circ$  peut s'exprimer par :

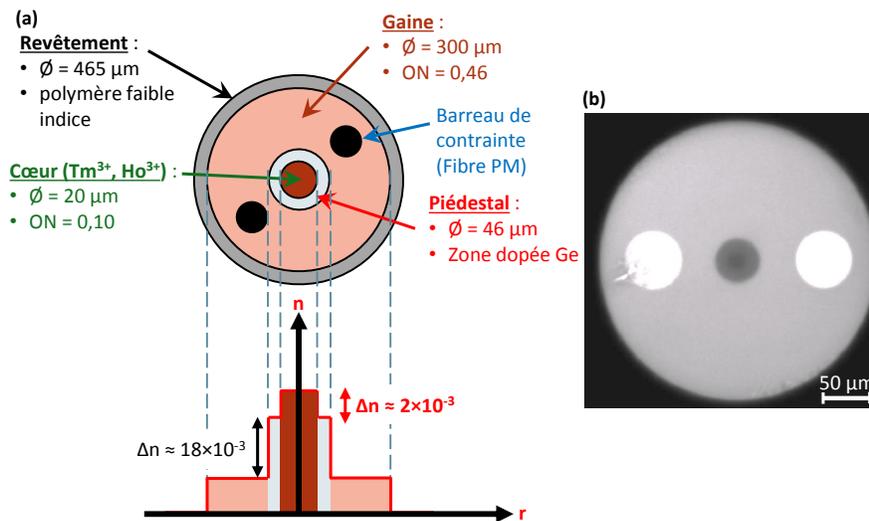
$$R = \left( \frac{n_{SiO_2} - n_{air}}{n_{SiO_2} + n_{air}} \right)^2 \quad (3.1)$$

où  $n_{SiO_2}$  est l'indice du cœur de la fibre et  $n_{air}$  celui de l'air. Dans notre cas, avec un indice de  $n_{SiO_2} = 1,5$ , le coefficient de réflexion de Fresnel est de 4%. Avec un angle de clive à  $0^\circ$ , on s'assure que l'ensemble de la puissance réfléchie retourne bien dans le cœur de la fibre pour se propager à nouveau en direction du milieu actif. Cette faible proportion réfléchie suffit à déclencher l'effet laser. L'utilisation d'une simple clive droite plutôt que d'un FBG est possible tant que l'on ne souhaite pas souder un composant fibré extracavité, ce qui sera le cas pour toutes les études menées dans ce manuscrit.

### 3.4.4 Fibre active

La Figure 3.10 illustre une coupe transversale de la fibre co-dopée  $Tm^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$  utilisée avec une représentation de la variation de l'axe radial de l'indice de réfraction. Cette fibre, fabriquée par *iXblue Photonics*, possède un cœur co-dopé aux ions  $Tm^{3+}$  et  $Ho^{3+}$  d'un diamètre de  $20 \mu m$  pour une ON de 0,10. L'absorption longitudinale de la fibre est de  $3,5 \text{ dB m}^{-1}$  à 793 nm. Une longueur de la fibre active de 10 m a été choisie de façon à absorber un maximum de puissance de pompe afin d'atteindre une bonne efficacité laser et de minimiser la portion de puissance de pompe non absorbée revenant sur les diodes de pompe opposées. La fréquence normalisée  $V$  du cœur est de 3,01 à

une longueur d'onde de  $2\ \mu\text{m}$ , ce qui correspond à une fibre légèrement multimode où le mode fondamental coexiste avec le mode longitudinal  $\text{LP}_{11}$ . Pour rappel, le calcul et l'interprétation du paramètre  $V$  est détaillé dans la [section 1.2.3](#). Le second mode  $\text{LP}_{11}$  étant très sensible aux courbures par rapport au mode fondamental, une légère courbure de la fibre suffit à le faire fuir dans la gaine, accroissant les pertes sur ce mode et privilégiant ainsi l'amplification du mode fondamental. La concentration en ions  $\text{Tm}^{3+}$  est de 4,0 wt.% et de 0,4 wt.% pour les ions  $\text{Ho}^{3+}$ , correspondant donc à un rapport de concentration  $\text{Tm}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$  de 10:1, ce qui, pour rappel, permet d'obtenir un transfert d'énergie optimal entre les ions  $\text{Tm}^{3+}$  et  $\text{Ho}^{3+}$  d'après l'étude de Ramírez-Martínez et col. [44]. Le cœur est entouré d'un piédestal dopé au germanium (Ge) d'un diamètre de  $48\ \mu\text{m}$ , ce qui correspond à un rapport du diamètre du cœur et du piédestal  $b/a$  de 2,4 permettant d'assurer la propagation monomode (voir [section 1.3.3.3](#)). Le piédestal est lui-même entouré d'une gaine de forme circulaire.



**FIGURE 3.10 :** (a) Illustration en coupe transversale de la fibre  $\text{Tm}^{3+}, \text{Ho}^{3+}$  avec représentation de la variation de l'indice de réfraction correspondante ; (b) Photographie de la section de la fibre sans revêtement réalisée par une caméra interne d'une plateforme de fusion étirage LZM-100.

Le choix des dimensions de la gaine revêt un caractère essentiel dans la mesure où un compromis doit être trouvé entre les gros diamètres qui nécessitent l'utilisation de plus grandes longueurs de fibre pour absorber la pompe et les diamètres plus petits qui se confrontent à des difficultés technologiques dans la réalisation de combineurs  $2+1 \times 1$ . Pour cette étude, la gaine possède un diamètre de  $300\ \mu\text{m}$  avec une ON de 0,46 ( $V = 207$ ). Dans l'objectif d'assurer une propagation de la pompe le long de la gaine la fibre, comme expliqué dans la [section 1.3.3.2](#), le revêtement polymère autour de celle-ci à un indice de réfraction inférieur à celui de la gaine lui permettant de jouer le rôle de seconde gaine pour la lumière de pompe multimode. Deux barreaux de contraintes de type « panda » sont disposés de part et d'autre du cœur pour permettre

le maintien de la polarisation du faisceau laser se propageant dans le cœur [166]. Sur la photographie de la section de la fibre de la [Figure 3.10b](#), une dégradation de la surface est visible autour du barreau de contrainte inférieur. Il s'agit là d'une résultante du clivage de la fibre. Une optimisation des paramètres de clive permet de réduire ce genre de dégradations. Si elles sont trop importantes, ces dégradations peuvent être un problème lors de la soudure des fibres en favorisant l'apparition de bulles au niveau de la soudure. Le paramétrage des clives sera développé dans [section 4.2.1](#) du chapitre suivant. Les spécifications techniques de la fibre active utilisée sont résumées dans le [Tableau 3.1](#).

Paramètre	Valeur
Concentration $\text{Tm}^{3+}$ (wt.%)	4,0
Concentration $\text{Ho}^{3+}$ (wt.%)	0,4
Diamètre du cœur ( $\mu\text{m}$ )	20
ON du cœur	0,10
Diamètre de la gaine ( $\mu\text{m}$ )	300
ON de la gaine	0,46
Diamètre du revêtement ( $\mu\text{m}$ )	460
Absorption à 793 nm ( $\text{dB m}^{-1}$ )	3,5
Maintien de la polarisation	OUI - Panda

**TABLEAU 3.1** : Propriétés optogéométriques de la fibre co-dopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  utilisée.

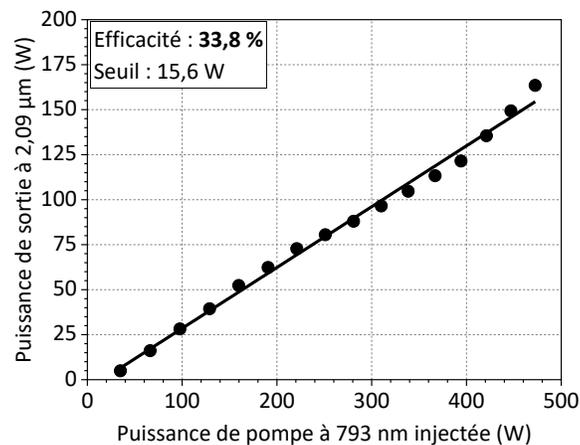
Dans le montage expérimental de la [Figure 3.1](#), le tronçon de fibre active est soudé en chacune de ses extrémités à la fibre passive de sortie d'un combineur. Les soudures de cette nature, entre deux fibres différentes, sont les plus complexes à appréhender. Comme pour les cinq autres soudures du montage, même si celles-ci sont réalisées entre deux tronçons d'une même fibre, il est nécessaire de travailler à l'ajustement des paramètres de soudure (puissance et durée de préfusion puis de fusion, écart entre les deux fibres, etc.). On peut d'ores et déjà noter que les soudures qui ont permis de développer le laser dont les résultats sont décrits dans la section suivante ont été réalisées sans le recours aux procédés et outils que j'ai développés au cours de cette thèse. La qualité des soudures n'a été jugée que sur l'aspect visuel de celles-ci apporté par les caméras internes de la soudeuse utilisée. L'apparition de bulles ou la déformation des fibres était l'unique critère à disposition pour évaluer ces soudures. Cela implique de devoir se contenter de soudures imparfaites dont le défaut n'est pas perceptible par les caméras de la soudeuse. C'est ce constat qui a montré le besoin de comprendre parfaitement le processus de soudure et a poussé à une réflexion globale sur celui-ci de manière

à imaginer des solutions pour optimiser ces soudures. L'optimisation des procédés et paramètres de soudure fera l'objet de la [section 4.2](#). Elle a pu être possible en partie grâce à l'analyse des propriétés physiques du laser obtenu sans ces optimisations et que l'on présente dans la section suivante. De plus, ces soudures n'ont pas bénéficié d'une application de *recoating* bas indice permettant de limiter leur échauffement pendant la montée en puissance ; nous verrons dans la [section 4.2.3](#) le principe de fonctionnement de cette méthode.

## 3.5 Étude des propriétés physiques du laser

### 3.5.1 Puissance de sortie

Les résultats présentés dans cette partie ont été mesurés via le banc de caractérisation décrit en [section 3.3](#), voir [Figure 3.1](#). La puissance de sortie du laser à fibre en fonction de la puissance de pompe totale injectée est présentée sur la [Figure 3.11](#). Une puissance de sortie maximale en CW de 163 W a été obtenue à 2,09  $\mu\text{m}$ , avec un rendement différentiel de 33,8 % et un seuil de puissance de 15,6 W pour la puissance de pompe maximale injectable de 472 W. Pour rappel, 12 % de la puissance de pompe provenant des diodes de pompe est perdue par les PC.



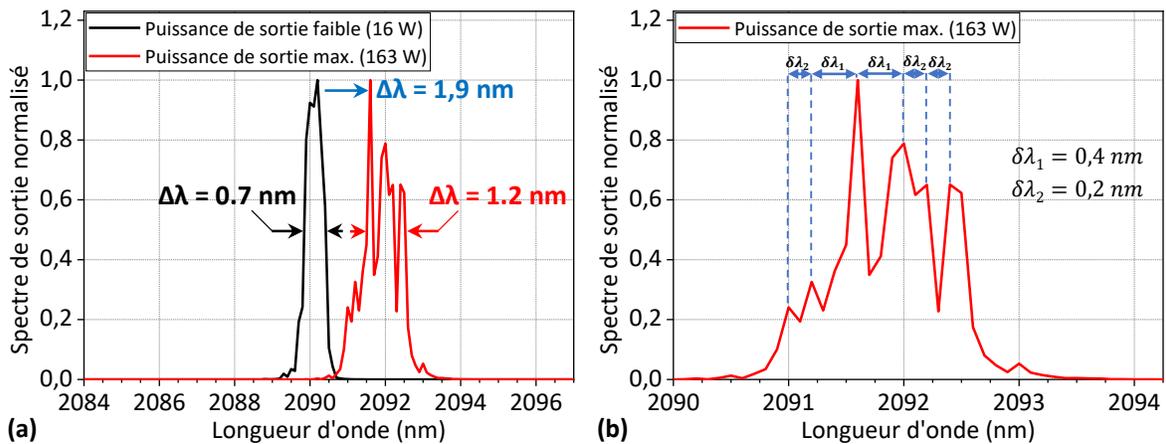
**FIGURE 3.11** : Puissance de sortie continue à 2  $\mu\text{m}$  mesurée en fonction de la puissance de pompe à 793 nm injectée dans la fibre active.

Le rendement différentiel obtenu de l'ordre de 34 % semble être dans les standards au regard de la littérature. On retrouve dans la littérature les mêmes niveaux de rendement pour des oscillateurs uniques fonctionnant sur la base d'une fibre co-dopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  comme le laser à pompage en espace libre développé par Forster en 2021 [152]. Il est cependant plus courant d'utiliser des systèmes dans lesquels une fibre dopée  $\text{Ho}^{3+}$  est pompée par une fibre  $\text{Tm}^{3+}$  elle-même pompée par des diodes autour de 800 nm. C'est le cas par exemple du système proposé par Hemming en 2013 [38]. Une

étude de rendement global du système, de la puissance de pompe à 800 nm jusqu'à la puissance émise en sortie à 2,12  $\mu\text{m}$ , montre un rendement différentiel de l'ordre de 30%. Cependant, l'évolution de la puissance de sortie de la [Figure 3.10](#) affiche une évolution non parfaitement linéaire de la puissance, qui démontre une nécessité d'optimiser le fonctionnement de notre laser. L'origine physique de ce phénomène sera étudiée et expliquée dans la [section 5.2](#).

### 3.5.2 Spectre optique

Les mesures du spectre optique en sortie du laser à différents niveaux de puissance de sortie sont présentées dans la [Figure 3.12a](#), l'une est à faible puissance (16 W) et l'autre à la puissance maximale (163 W). À 16 W, la longueur d'onde centrale du spectre est de 2090,1 nm (soit approximativement la longueur d'onde centrale de réflexion du FBG) et présente une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 0,7 nm égale à la largeur spectrale du spectre de réflectivité du FBG. À la puissance de sortie maximale de 163 W, la largeur de bande spectrale est de 1,2 nm et est centrée à 2092,0 nm. On peut donc noter un décalage spectral de 1,9 nm vers les hautes longueurs d'onde et un élargissement spectral de 0,5 nm lors de l'augmentation de la puissance.

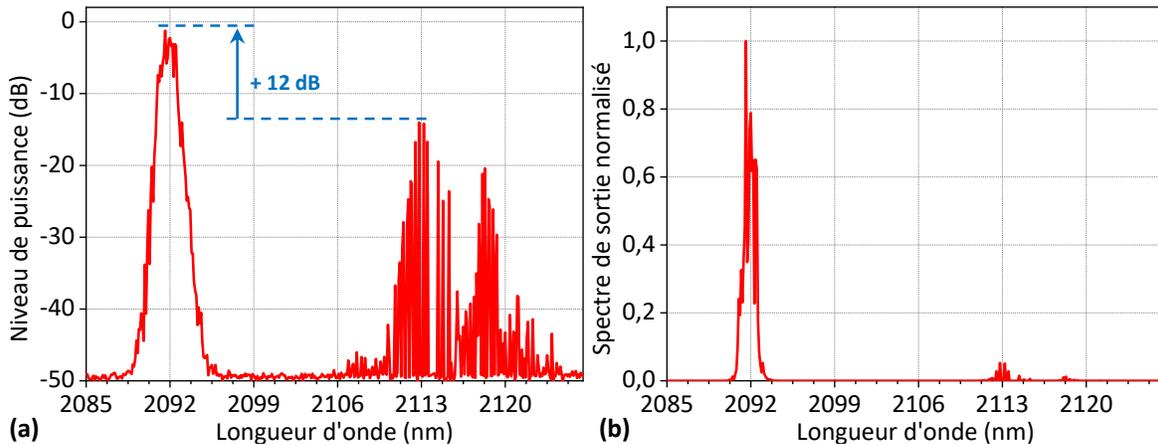


**FIGURE 3.12 :** (a) Spectre normalisé en sortie du laser à fibre à différents niveaux de puissance sur une bande spectrale de 13 nm (en noir : 16 W ; en rouge : 163 W) ; (b) Zoom sur le spectre de sortie du laser mesuré à une puissance de sortie de 163 W sur une bande spectrale de 4 nm.

Le décalage et l'élargissement spectral sont dus à l'apparition de premiers effets non linéaires [11] à ce niveau de puissance, mais aussi à la pente thermique élevée du FBG ( $10^\circ\text{C W}^{-1}$ ) qui entraîne un échauffement du FBG lors de la montée en puissance, et ce malgré son positionnement dans le bac de refroidissement [167, 168]. Le principal problème de cette pente thermique élevée est surtout la limite de tenue au flux résultant en une courte durée de vie du FBG. Un échange de cette problématique avec *iXblue Photonics* a permis un travail d'amélioration de leur procédé de fabrication permettant

le développement de FBG avec une pente thermique bien plus faible, estimée autour de  $1\text{ }^{\circ}\text{C W}^{-1}$ . La [section 5.2.1](#) présente les résultats obtenus après l'implémentation de différents FBG à faible pente thermique dans le dispositif expérimental.

La [Figure 3.11b](#) montre que le spectre d'émission du laser mesuré à la puissance maximale (ligne rouge) présente plusieurs pics : un pic laser principal séparé de ces pics voisins de  $\delta\lambda_1 = 0,4\text{ nm}$ , et plusieurs pics latéraux séparés périodiquement par  $\delta\lambda_2 = 0,2\text{ nm}$ . Ce phénomène de division du spectre en plusieurs pics peut s'expliquer *a priori* par la déformation transversale induite par la dilation thermique du FBG pendant la montée en puissance [168, 169]. Cette sensibilité des FBG aux contraintes et aux températures est grandement exploitée pour des applications de détection de contraintes [168, 169, 170, 171, 172]. Il est aussi possible que cette forme spécifique du spectre d'émission du laser puisse être le résultat de mécanismes de filtrage spectral provenant du FBG. En effet, le spectre de puissance intracavité du laser, d'une largeur de  $1,2\text{ nm}$  à la puissance maximale, dépasse spectralement la largeur de bande de réflexion du FBG lors de sa réflexion sur le FBG. Par conséquent, étant donné que le spectre de réflectivité d'un FBG présente des lobes latéraux séparés périodiquement [87] (voir [Figure 3.9](#)), le spectre de puissance intracavité réfléchi par le FBG devrait présenter des pics latéraux qui sont amplifiés en puissance lorsqu'ils se propagent à nouveau dans la fibre active de la source laser.



**FIGURE 3.13** : Spectre optique émis par le laser à fibre à 163 W mesurée avec une large bande spectrale afin de voir les pics secondaires autour de 2150 nm en échelle logarithmique (a) et en échelle linéaire normalisée (b).

La [Figure 3.13](#) montre le spectre complet du signal du faisceau de sortie à 163 W mesuré par l'OSA sur une bande de longueurs d'onde plus large que celle de la [Figure 3.12](#). Cette mesure révèle la présence d'une multitude de pics secondaires situés autour de 2115 nm qui avaient un niveau de puissance maximale relative de  $-12\text{ dB}$  par rapport au pic principal. Un calcul des aires relatives sous le spectre nous permet d'estimer qu'environ 3% de la puissance laser provient des pics secondaires. Comme nous le verrons dans le [Chapitre 5](#), l'origine de ces pics secondaires, tout comme l'évolu-

tion non linéaire de la puissance, s'explique par la présence d'une seconde cavité laser parasite dans le laser à fibre. Un travail d'étude afin de comprendre et résoudre ce phénomène est présenté dans la [section 5.2](#).

### 3.5.3 Qualité de faisceau

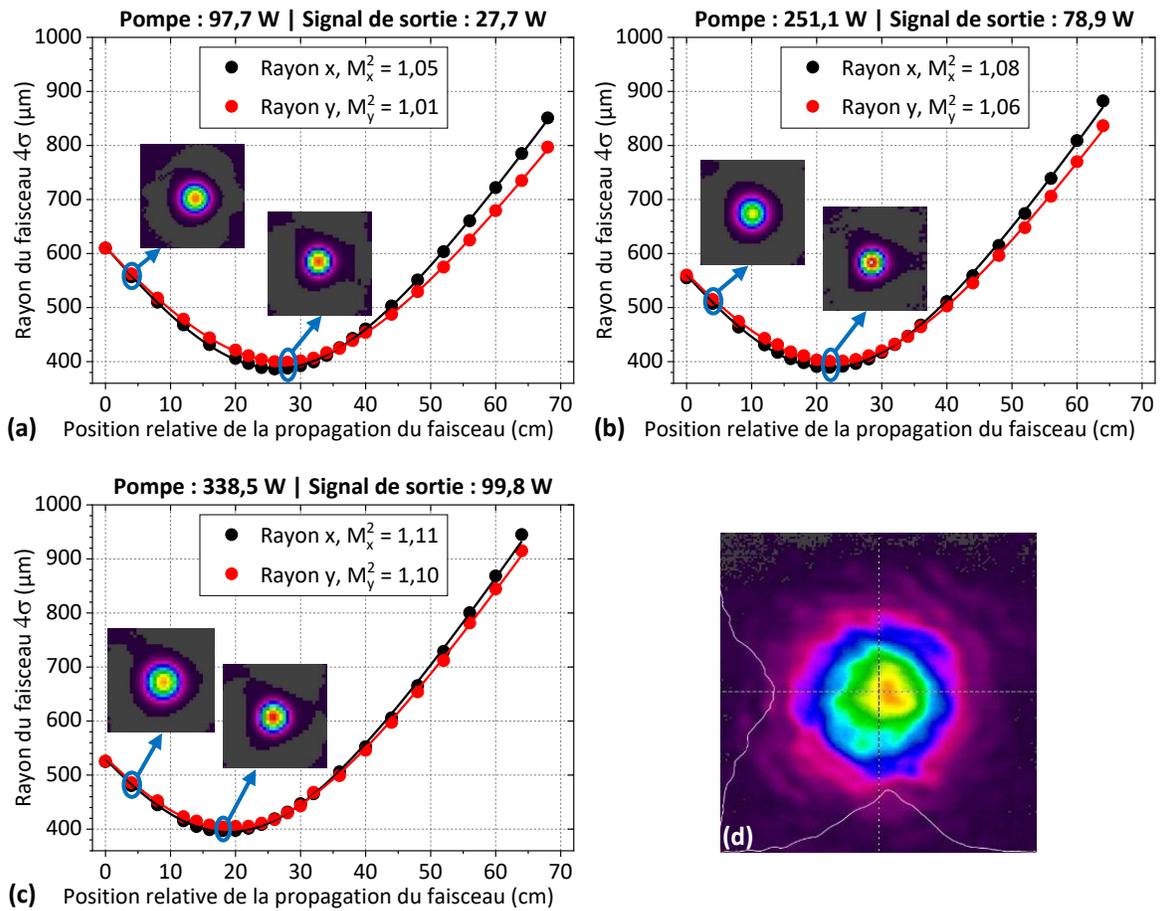
La caustique du faisceau est déterminée par des mesures de son rayon pris à différentes distances du point focal de la lentille placée en sortie du laser. Le rayon a été mesuré avec une caméra Pyrocam III HR (*Spiricon, Ophir*) selon le formalisme  $D4\sigma$  conforme à la norme ISO 11146-1:2021 [173]. Le rayon du faisceau en fonction de la distance du point focal de la lentille a été ajusté selon la formule [174] :

$$\omega_i^2(z) = \omega_{0i}^2 + (M_i^2)^2 \left( \frac{\lambda}{\pi\omega_{0i}} \right)^2 (z - z_{0i})^2 \quad (3.2)$$

où  $\omega_i$  est le rayon du faisceau ( $D4\sigma/2$ ) dans la direction  $i$ ,  $z$  est la direction de propagation du faisceau,  $M^2$  est le facteur de qualité du faisceau dans la direction  $i$  et  $\lambda$  est la longueur d'onde. La valeur de ce facteur  $M^2$  permet d'exprimer la qualité du faisceau gaussien, dans la mesure où dans le cas idéal d'un faisceau parfaitement gaussien,  $M^2 = 1$ , et que plus sa valeur est élevée, plus le faisceau issu d'une fibre contient d'autres modes que le mode fondamental quasi gaussien ( $LP_{01}$ ).

Trois mesures du facteur de qualité  $M^2$  de faisceau de sortie à  $2,09 \mu\text{m}$  à différentes puissances (28 W, 79 W et 100 W) sont illustrées en [Figure 3.14](#). À une puissance de sortie de 28 W, les facteurs  $M^2$  ont été estimés à 1,05 et 1,01 dans les directions  $x$  et  $y$ , respectivement. À 79 W, le  $M^2$  est de 1,08 dans la direction  $x$  et de 1,06 dans la direction  $y$ . Et enfin, à 100 W de puissance en sortie les qualités de faisceau ont été calculées à 1,11 et 1,10 dans les directions  $x$  et  $y$ , respectivement. Il convient de noter qu'en raison de notre dispositif expérimental de caractérisation, nous n'avons pas pu mesurer suffisamment de points en dehors de la gamme de Rayleigh conformément à la norme ISO 11146-1:2021 [173], ce qui limite la précision de ces mesures. Ces résultats indiquent tout de même que le laser à fibre fonctionne près de la limite de diffraction sur une grande échelle de puissance.

Toutefois, on note la présence d'un speckle sur le profil transverse du faisceau, comme le montre la [Figure 3.14d](#) présentant le profil transverse du faisceau en champ proche à la puissance maximale. L'origine physique de ce speckle est expliquée dans la section suivante. Ce speckle, signature d'une propagation multimode du signal dans la fibre, ne semble cependant pas trop impacter le facteur de qualité de faisceau en sortie de source au vu des mesures de  $M^2$  présentées dans la [Figure 3.14](#). Dans la mesure où il est issu non pas du cœur quasi monomode de la fibre, mais de sa gaine d'ON largement plus grande (0,46), il est possible que ce speckle soit beaucoup plus divergent que la composante fondamentale du faisceau provenant du cœur ( $ON = 0,08$ ). Dès lors, la petite proportion de puissance dans ce speckle n'est pas collimatée par la lentille prévue à cet effet dans le système de mesure : seule la partie fondamentale est



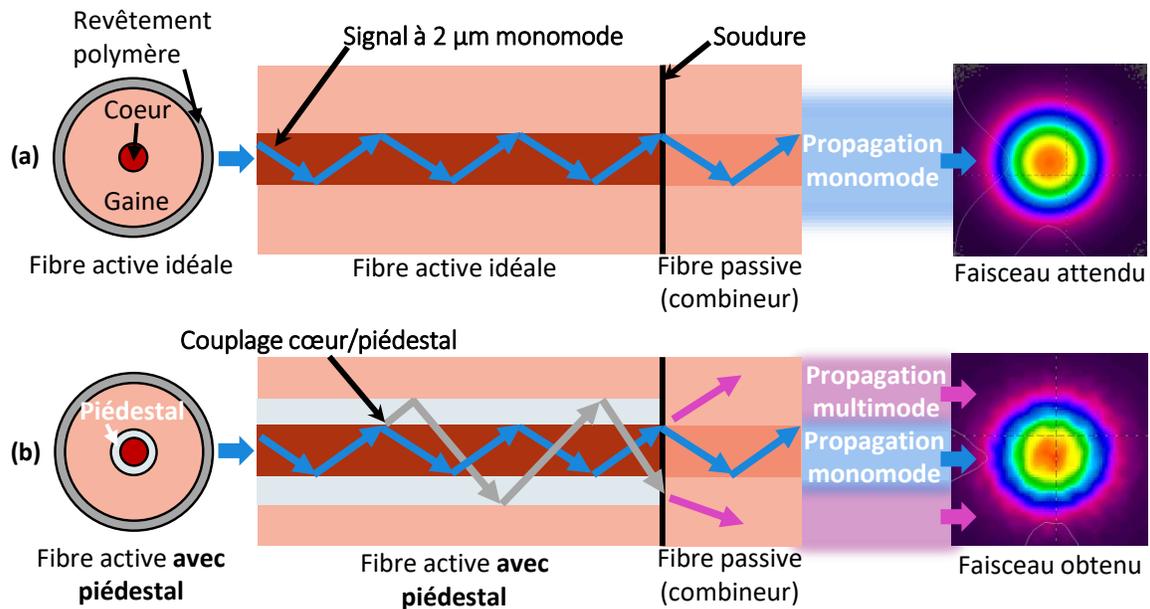
**FIGURE 3.14 :** Qualité de faisceau  $M^2$  dans les deux directions transverses  $x$  et  $y$  déterminée à partir d’une mesure de la caustique du faisceau de sortie à  $2\ \mu\text{m}$  pour trois puissances de fonctionnement : 28 W (a), 79 W (b) et 100 W (c) ; (d) Observation du speckle sur le profil transverse du faisceau de sortie du laser à  $2\ \mu\text{m}$ , enregistré à puissance maximale.

réellement collimatée et mesurée. Il est alors à noter que les mesures de puissances sont réalisées avec la même lentille pour collimater le faisceau vers le puissance-mètre et que ce même phénomène peut impacter également les mesures de puissance.

### 3.6 Problème de concordance entre les propriétés opto-géométriques des fibres

La présence de speckle sur le faisceau, malgré la bonne qualité de faisceau décrite par le facteur  $M^2$  peut être problématique si l’on souhaite par exemple souder la sortie du laser à un combineur ou toute autre fibre passive. L’origine physique de ce speckle a déjà été étudiée dans la littérature et provient du piédestal situé autour du cœur de la

fibre active [80], et qui n'existe pas dans la géométrie des fibres passives. La [Figure 3.15](#) illustre la propagation du signal le long d'une fibre active puis d'une fibre passive par une soudure optique dans deux cas distincts : une fibre active fictive dite « idéale » sans piédestal (a) et une fibre active réelle dans laquelle un piédestal est ajouté par le constructeur (b), pour les raisons physiques décrites dans la [section 1.3.3.3](#). Ce type de soudure se retrouve deux fois dans le montage expérimental de la source, entre chaque combineur et l'une des extrémités de la fibre codopée.



**FIGURE 3.15** : Schéma de principe du phénomène de couplage cœur/piédestal apparaissant dans la fibre active du laser et conduisant à l'observation d'un speckle sur le profil transverse du faisceau de sortie par comparaison d'un cas idéal de fibre active sans piédestal (a) et d'un cas réel avec piédestal (b).

Dans la condition idéale de propagation dans une fibre active sans piédestal, le signal est entièrement contenu dans le cœur de la fibre active puis dans celui de la fibre passive, ce qui donne en sortie de celle-ci (sortie du laser) un faisceau à 2 μm parfaitement monomode puisque se propageant uniquement dans le cœur des deux fibres, de diamètre suffisamment faible pour empêcher la propagation très multimode à cette longueur d'onde. En revanche, dans la réalité, c'est-à-dire au cours de la propagation dans la fibre active avec piédestal, il existe un phénomène naturel de couplage de la lumière à 2 μm contenue dans le cœur vers le piédestal. Ce phénomène, inhérent à la fibre active, se produit seul en raison des imperfections du guide, des courbures éventuelles de la fibre, ou encore via l'ASE émise dans toutes les directions par le cœur de la fibre lorsqu'elle est pompée. Lorsque ce signal présent dans le piédestal arrive à l'extrémité de la fibre active où est soudée la fibre passive des combineurs, il se retrouve alors dans la gaine fortement multimode ( $V = 207$ ) de la fibre passive, puisqu'elle ne possède aucun piédestal. À l'issue du combineur, en sortie du laser, le profil du faisceau de

sortie à 2  $\mu\text{m}$  obtenu est alors une superposition du faisceau monomode issu du cœur (gaussien) et du faisceau multimode issu de la gaine (speckle).

La solution la plus commune afin d'éliminer le speckle d'un faisceau est de recourir à un filtrage modal par l'utilisation d'un extracteur de mode (CLS : *Cladding Light Stripper*) [175]. Des expérimentations avec l'ajout d'un CLS dans la cavité laser ont été réalisées et les résultats associés seront présentés dans la [section 5.4](#). La découverte du phénomène de passage de l'énergie présente dans le piédestal de la fibre active vers la gaine de la fibre passive a permis d'ouvrir une discussion avec *iXblue Photonics* quant à l'élaboration d'une fibre passive avec un piédestal. Cette solution innovante vise à transférer l'énergie à 2  $\mu\text{m}$  située dans le piédestal de la fibre active vers le piédestal de la fibre passive en l'empêchant ainsi de se propager dans la gaine multimode. Les résultats d'un test de soudure d'une fibre passive avec piédestal en sortie d'une source fibrée d'ASE à 2  $\mu\text{m}$  seront exposés en [section 5.5](#). Il est à noter également qu'une différence d'ouverture numérique entre la fibre active et la fibre passive participe à la dégradation du faisceau de sortie. L'ouverture numérique de la fibre passive (0,11) étant plus grande que celle de la fibre active (0,09), il existe inévitablement une part de la lumière qui se retrouve dans la gaine. Ce phénomène confirme l'importance d'avoir des fibres de géométries parfaitement identiques pour limiter les pertes. La fibre passive à piédestal, fabriquée de manière à justement partager la même géométrie que la fibre active, devrait permettre de régler également cette dissymétrie des ouvertures numériques. Enfin, une autre raison expliquant la présence de speckle sur le faisceau vient probablement du fait que, comme mentionné précédemment, les soudures incravité ne sont pas optimales car uniquement basées sur une appréciation visuelle.

## 3.7 Conclusions du troisième chapitre

L'architecture laser détaillée dans ce chapitre présente l'avantage d'être totalement monolithique, puisque fibrée d'un bout à l'autre. Cette caractéristique est particulièrement intéressante dans la mesure où elle améliore la compacité de la source et permet de s'affranchir des problématiques fastidieuses de désalignement des éléments solides classiques (miroirs, lentilles d'injection) composant un laser. Par ailleurs, les performances maximales de la source ont permis de dépasser les résultats précédemment obtenus à l'ISL en régime continu avec une source où seul le milieu actif était fibré [45], que j'ai utilisé au cours de mon stage de master à l'ISL précédent ma thèse de doctorat. Ainsi, l'utilisation de diodes de pompe plus puissantes a permis d'améliorer la puissance maximale de sortie et l'architecture entièrement fibrée a quant à elle permis d'améliorer la gestion des effets thermiques, la robustesse, ainsi que la compacité. Pour rappel, sur la première version du laser présentée dans ce chapitre, une puissance de sortie maximale de 163 W a été obtenue à 2,09  $\mu\text{m}$ , avec un rendement différentiel de 33,8 % et un seuil de 15,6 W. De plus, la mesure du profil spatial du faisceau de sortie a indiqué un fonctionnement du laser proche de la limite de diffraction avec un facteur de qualité  $M^2$  de 1,1 à 100 W de puissance à 2  $\mu\text{m}$ . Même si la largeur spectrale double durant la

montée en puissance, le spectre reste relativement étroit ( $\sim 1$  nm), ce qui ne devrait pas poser de problème pour l'application de pompage d'un OPO ZGP mentionnée dans l'introduction. Le décalage spectral de 1,9 nm à la puissance de sortie maximale vers les longueurs d'onde supérieures ne devrait pas non plus poser de problème pour cette application. En revanche, l'échauffement, engendrant d'importants problèmes de tenue au flux, a causé plusieurs remplacements de FBG suite à leurs ruptures. La [section 5.2](#) aura pour objet de présenter les résultats obtenus avec l'utilisation de FBG à faible pente thermique ( $\sim 1$  °C W<sup>-1</sup>). On peut par ailleurs noter qu'une autre source de difficultés rencontrées et qui ont amené plusieurs fois à la rupture, des soudures cette fois-ci, est le contact direct de la gaine avec l'eau servant à thermaliser la fibre active. En effet, l'échauffement de la fibre engendrait l'apparition de bulles à l'interface silice-eau, qui sont autant de contacts entre la silice et l'air, dont on sait qu'ils peuvent provoquer la destruction par échauffement de la soudure. Ce phénomène est particulièrement vérifié lorsque le programme de soudure n'est pas parfaitement adapté aux deux fibres qu'il concerne puisque une soudure réalisée de façon non optimisée connaîtra plus de pertes et donc davantage d'échauffement. Le développement d'une source entièrement fibrée ouvre donc la voie à de nouvelles problématiques, qu'il convient de régler pour atteindre de meilleures performances. On peut ainsi citer l'amélioration des procédures de préparation des fibres, le paramétrage des soudures entre fibres ou encore, comme déjà évoqué dans le paragraphe précédent, les obstacles liés à l'utilisation de fibres actives et passives dont les géométries ne sont pas parfaitement identiques, engendrant la présence d'une composante multimode dans le faisceau de sortie du laser. Une partie importante de mon travail de thèse, constituant l'objet du chapitre suivant, a été de comprendre ces difficultés et de les résoudre.

---

# Études et travaux d'optimisation des soudures de la source laser monolithique

---

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>87</b>
<b>4.2</b>	<b>Description de la procédure de réalisation d'une soudure de fibre optique</b>	<b>88</b>
4.2.1	Protocole de préparation des fibres (dégainage, nettoyage, clivage, reconstitution de gaine)	88
4.2.2	Fonctionnement de la plateforme de fusion-étirage à CO <sub>2</sub>	92
4.2.3	Recoating bas indice après soudure	95
<b>4.3</b>	<b>Développement d'une méthode de soudure active</b>	<b>96</b>
<b>4.4</b>	<b>Résultats de l'optimisation des soudures</b>	<b>99</b>
<b>4.5</b>	<b>Caractérisation de la source laser monolithique optimisée</b>	<b>103</b>
<b>4.6</b>	<b>Conclusion du quatrième chapitre</b>	<b>106</b>

---

## 4.1 Introduction

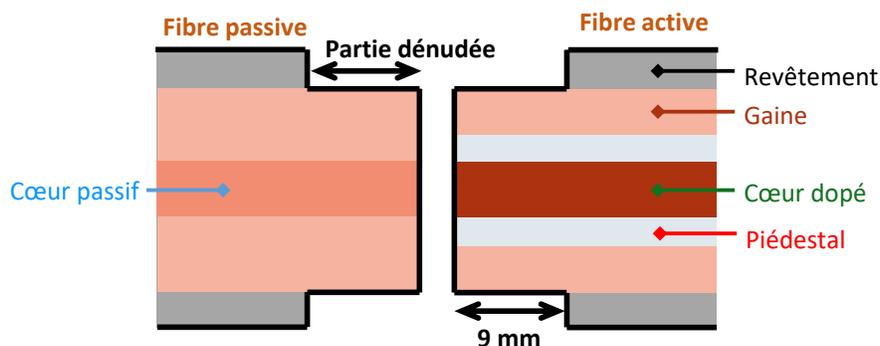
La première réalisation de la source monolithique en oscillateur unique présentée dans le précédent chapitre a donné des premiers résultats prometteurs et intéressants d'un point de vue performances optiques et comportement physique du laser. En l'occurrence, les propriétés physiques de ce laser ont montré des problématiques de tenue au flux des soudures et du FBG, de speckle, de comportement non linéaire de l'évolution de la puissance et de composantes spectrales indésirables dont l'origine physique reste à identifier. Ces problématiques sont en partie inhérentes au développement d'une source

à fibre et plus particulièrement entièrement fibrée. En effet, l'architecture monolithique engendre des zones de fragilité particulières que sont les soudures, par la nature même de la jonction entre deux tronçons de fibres différents (fibre active soudée à une fibre passive) mais aussi du fait qu'il est nécessaire de dénuder les fibres pour une soudure, c'est-à-dire d'enlever le coating autour de la soudure, alors même que celui-ci occupe entre autre une fonction protectrice. Il est alors primordial de réduire au maximum ces fragilités, en améliorant les procédés de préparation des fibres et en ajustant au mieux les paramètres de soudure. La qualité des soudures intracavité du laser a également un impact majeur sur les performances du laser (rendement différentiel, seuil d'émission, qualité du faisceau, tenue en puissance, diminution du speckle, etc.). Par conséquent, toutes les étapes de la procédure de réalisation d'une soudure entre les fibres optiques doivent être soigneusement optimisées.

Après une description détaillée des étapes menant à la réalisation d'une soudure, nous nous intéressons au développement d'une nouvelle méthode d'analyse des soudures entre les fibres optiques afin de quantifier et mesurer l'impact des différents paramètres de fusion sur les performances du laser. Une fois les paramètres savamment choisis, la dernière partie de ce chapitre est dédiée à la mise en application de l'ensemble de ces optimisations et à la caractérisation de la source optimisée ainsi développée.

## 4.2 Description de la procédure de réalisation d'une soudure de fibre optique

### 4.2.1 Protocole de préparation des fibres (dégainage, nettoyage, clivage, reconstitution de gaine)



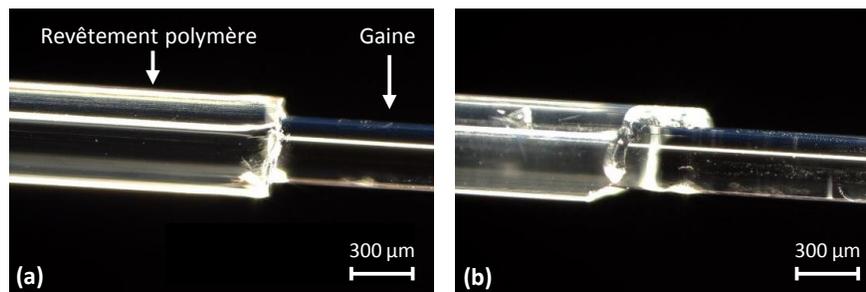
**FIGURE 4.1 :** Illustration d'une fibre passive (à gauche) et d'une fibre active (à droite), préparées avant soudure optique par dénudage et clivage)

Un tronçon de fibre que l'on souhaite souder doit impérativement présenter une section plane de son extrémité, avec le moins de rugosité ou de défauts de surface possible, pour éviter la formation de bulles ou autres imperfections au moment de

sa soudure avec une seconde fibre. Selon la géométrie des fibres, différentes stratégies peuvent être mises en place pour s'adapter aux équipements de clivage. La [Figure 4.1](#) représente longitudinalement les fibres optiques, passive et active, après préparation (dénudage et clivage en extrémité) pour une soudure optique par fusion.

### 4.2.1.1 Le dénudage et le nettoyage des fibres

La première étape dans la préparation d'une fibre optique, préalablement aux étapes de clivage, de soudure et de reconstitution de gaine (*recoating*), est le dénudage de son revêtement polymère à son extrémité sur une certaine longueur. La longueur de dénudage nécessaire peut être variable et est imposée par les équipements utilisés à la fois pour le clivage et pour la soudure. Dans notre cas, une fois la clive réalisée, il est nécessaire de conserver 9 mm dénudés en extrémité de fibre pour pouvoir l'installer dans la plateforme de fusion en vue d'une soudure. Il existe plusieurs méthodes pour dénuder une fibre optique. L'une des plus courantes est le dénudage mécanique à l'aide d'un outil. Plusieurs outils peuvent alors être utilisés, de la simple lame de rasoir à la pince à dénuder manuelle, semblable aux pinces à dénuder les fils électriques. Cet outil coupe le polymère pour l'affaiblir et le briser, puis celui-ci est translaté sur la section de polymère indésirable afin de le retirer. Il est nécessaire de retirer le revêtement polymère de manière appropriée afin, d'une part, de ne pas endommager la gaine de la fibre, et d'autre part, de réduire les fuites de pompe à l'interface entre la partie avec revêtement et la partie dénudée. En effet, outre le fait d'induire une interface de dénudage imparfaite, l'un des risques connus est également la délamination de la fibre. En utilisant un procédé mécanique, il arrive qu'à l'endroit de l'interface, le coating de la fibre se décolle légèrement de la gaine, laissant l'air s'immiscer entre ces deux couches. Dans le cas comme celui étudié dans ce manuscrit, où l'on travaille avec des fibres DC dans lesquelles le faisceau de pompe se propage dans la gaine par réflexion totale grâce à la présence du revêtement polymère bas indice, on comprend aisément les dangers de cette délamination. La [Figure 4.2](#) présente une comparaison entre un dénudage adéquat ([Figure 4.2a](#)) et non adéquat ([Figure 4.2b](#)) effectué par une pince à dénuder manuelle.



**FIGURE 4.2** : Photographies au microscope d'un dénudage mécanique adéquat (a) et inadéquat (b) du revêtement d'une fibre réalisé à l'aide d'une pince à dénuder manuelle.

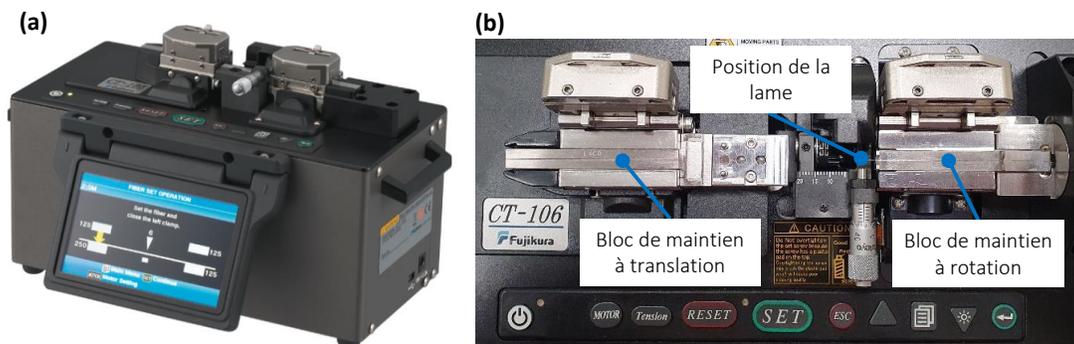
Une attention particulière doit être accordée à l'élimination correcte de tous les résidus restants du revêtement sur la partie dénudée pour ne pas gêner les processus de clivage et de soudure. Le nettoyage de la partie dénudée de la fibre se fait par l'utilisation de tissu optique imbibé d'alcool ou d'acétone, puis par immersion pendant quelques secondes dans un bain ultrasonique d'acétone afin d'éliminer les plus petits résidus. L'acétone doit être utilisée uniquement sur la partie dénudée en veillant à éviter le revêtement en polymère afin de ne pas l'endommager. Le décapage chimique est également une option qui, s'il est effectué correctement, n'endommage pas la gaine de la fibre. Il en existe deux principaux types : le décapage à l'acide et le décapage au solvant. L'acide est chauffé à haute température et la fibre y est trempée pour une durée définie par le diamètre du polymère. Les températures élevées et les fumées rendent ce procédé délicat à utiliser. La seconde méthode est le décapage au solvant, qui consiste à plonger une fibre dans un solvant tel que le dichlorométhane, qui a un effet ramollissant sur le polymère, qui peut alors être simplement décollé. Ces solvants présentent également des risques pour la sécurité, comme le chlorure de méthylène qui est un agent cancérigène connu [176]. De plus, l'utilisation d'un liquide (acide ou solvant) induit des difficultés pour maîtriser la qualité des interfaces entre les zones dégainées et revêtues. Toutefois, le décapage chimique peut constituer une solution intéressante pour les fibres à la composition trop fragile pour un dénudage mécanique, telles que les fibres en fluorures. Il existe également d'autres techniques de dénudage, comme l'ablation laser du revêtement ou la combustion du polymère au plasma. Pour ce travail de thèse, c'est la méthode du dénudage mécanique manuel qui a été utilisée.

### 4.2.1.2 Le clivage des fibres

Une fois le revêtement polymère retiré et la gaine de la fibre exposée et nettoyée, le clivage de la fibre peut maintenant être effectué. Le processus de clivage implique la fracture contrôlée de la fibre. Il existe plusieurs méthodes de clivage d'une fibre, mais en général, il est question d'une association entre une entaille qui est faite à la surface de la gaine avec une lame, et l'application d'une contrainte de traction sur la fibre, résultant en la fissuration de l'entaille se propageant dans le matériau jusqu'à ce que la fibre soit coupée en deux. La méthode d'application de l'entaille sur la gaine varie de solution de très basses technologies consistant à utiliser un stylet muni d'une lame de diamant de façon manuelle, avec laquelle il est difficile de réaliser des clives de bonne qualité et reproductibles, à des dispositifs de clivage commerciaux haut de gamme qui permettent de contrôler un grand nombre de paramètres afin de réaliser des clives de bonne qualité. Il existe également plusieurs façons d'appliquer la contrainte de tension, que ce soit en tirant simplement sur la fibre une fois l'entaille effectuée jusqu'à la rupture de celle-ci, en pliant la fibre selon un certain rayon de courbure, ou en appliquant une tension constante en amont de l'application de l'entaille. Au cours de ce travail de thèse, les clives ont été réalisées en utilisant une cliveuse *Fujikura* CT-106 que l'on peut voir sur la [Figure 4.3](#). Celle-ci utilise une méthode de clivage par tension longitudinale appliquée sur la fibre de façon constante, pendant qu'une lame

## 4.2. Description de la procédure de réalisation d'une soudure de fibre optique

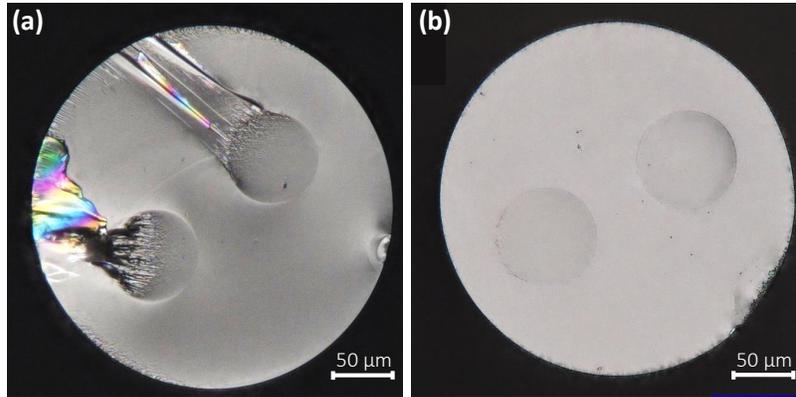
oscillante procède à l'entaille. L'un des avantages de ce dispositif est qu'il peut être adapté à différentes tailles de fibres grâce à des inserts interchangeables dans les blocs de maintien des fibres. Ces supports sont utilisés pour serrer et maintenir la fibre de manière stable afin d'éviter tout mouvement pendant le processus de clivage. Ce modèle de cliveuse permet également de paramétrer l'angle de clive que l'on souhaite en faisant tourner d'un certain angle le bloc de maintien de la fibre qui retient la section de fibre rejetée. Ceci produit une contrainte de torsion sur la fibre qui force la propagation de la fissure dans une direction perpendiculaire à la contrainte de traction appliquée [177]. Plus la torsion est grande plus l'angle de clive résultant le sera également. Les angles de clive volontaires sont couramment utilisés pour empêcher le guidage retour de la lumière réfléchi sur la face de la fibre (réflexion de Fresnel) dans le cœur de la fibre. Nous verrons dans la [section 5.3.1](#) l'étude de l'utilisation d'une telle clive (à  $8^\circ$ ), dans une optique d'optimisation des performances du laser, sur l'extrémité de la fibre sur laquelle est inscrit le FBG. Pour une soudure optique la clive idéale doit avoir un angle de  $0^\circ$  avec une surface optique parfaite, sans aucun défaut (fissures, impacts de lame, résidus de clive, etc.).



**FIGURE 4.3** : Photographies de la cliveuse *Fujikura* CT-106 utilisée pour les clives des fibres optiques : (a) vue générale; (b) zone d'insertion de la fibre à cliver.

La [Figure 4.4](#) montre une comparaison entre un état de surface d'une fibre clivée avec de nombreuses dégradations (a) et avec peu de dégradations (b). Chaque type de fibre possède un programme de clive spécifique qui lui est associé. Un programme de clive contient un large jeu de paramètres, mais les trois principaux à ajuster afin d'optimiser la qualité des clives sont les pressions de maintien vertical gauche et droite et la tension longitudinale appliquée à la fibre. Les pressions de maintien doivent être suffisamment élevées pour que la fibre ne glisse pas pendant l'application de la tension longitudinale, et ne doivent pas être trop élevées afin de ne pas endommager la fibre. Concernant la tension longitudinale, si celle-ci est trop faible, la clive aura un angle, généralement de  $1^\circ$  à  $3^\circ$ . Et dans le cas contraire, si elle est trop grande, cela aura pour conséquence de dégrader la face terminale de la fibre. Il s'agit donc de déterminer les paramètres adaptés afin d'avoir un compromis entre un angle relativement faible ( $< 0,3^\circ$ ), et une qualité de surface optique acceptable. Il est à noter qu'un programme de

clive optimisé donne sur une même fibre des résultats non parfaitement reproductibles en matière d'angles et de qualités de surfaces d'une clive à l'autre, mais qui, toutefois, entrent la plupart du temps dans les critères définis comme acceptables.



**FIGURE 4.4 :** Photographies au microscope de la surface optique d'une fibre (après clivage) avec de nombreux défauts (a) et avec peu de défauts (b).

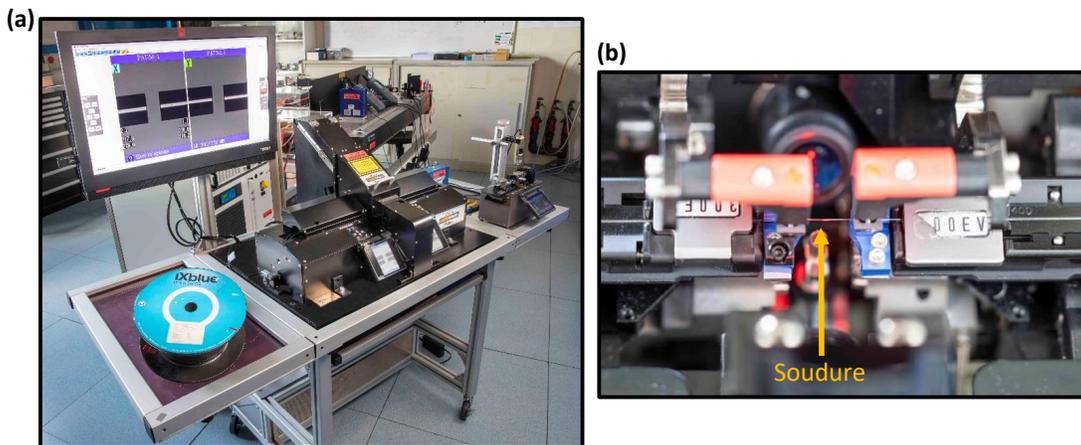
La fibre, une fois clivée ou juste dénudée, peut être examinée de différentes façons. Des méthodes interférométriques, des microscopes à fort grossissement ou les caméras internes des soudeuses optiques peuvent être utilisés pour visualiser les extrémités des fibres. Au cours de cette thèse, un microscope électronique (VHX, *Keyence*) permettant une bonne estimation de la qualité du dénudage et de l'état de surface de la fibre a été utilisé. La plateforme de fusion servant à souder les fibres dispose de caméras internes, permettant également de mesurer les angles de clive de façon automatique et rapide. Si l'évaluation de la qualité du dénudage et de l'état de surface reste très visuelle et qualitative, la mesure de l'angle de clive pose des problèmes de précision. En effet, cette mesure ne peut donner qu'une valeur d'angle dans un plan donné, alors même que la fibre est cylindrique. Dès lors, un angle plus important peut-être masqué par une prise de vue inadaptée. De plus, la mesure d'angle faite d'une extrémité à l'autre de la gaine selon un axe de vue donne un angle moyen, et ne permet pas de prendre en compte les variations locales de l'angle le long de l'axe de vue. C'est la raison pour laquelle des techniques interférométriques sont couramment utilisées pour avoir une meilleure idée de l'état de surface. Malheureusement, de telles méthodes n'étaient pas à ma disposition lors de ce travail de recherche.

#### 4.2.2 Fonctionnement de la plateforme de fusion-étirage à CO<sub>2</sub>

Une fois les deux fibres clivées avec un angle et un état de surface adéquat, l'étape suivante est la soudure optique entre elles. Il existe en réalité différents types de liaison pour raccorder des fibres entre elles. Il est possible de lier les fibres par des connecteurs si la liaison est temporaire et doit pouvoir être démontée. Ces raccordements introduisent davantage de pertes que les soudures et ne supportent donc pas la haute puissance.

## 4.2. Description de la procédure de réalisation d'une soudure de fibre optique

Quant à elles, les soudures, qui raccordent les fibres de façon définitive, peuvent être mécaniques ou réalisées par fusion. Les contacts mécaniques consistent le plus souvent à coller les fibres avec une colle dont l'indice de réfraction est identique à celui des fibres. Les soudures par fusion, qui sont celles qui présentent potentiellement le moins de pertes, profitent d'un domaine technologique mature en raison de l'importance des soudures dans l'industrie des télécommunications [176]. Le processus de soudure par fusion peut se résumer aux étapes suivantes : une source de chaleur est appliquée pendant un certain temps aux extrémités des fibres préalablement alignées jusqu'à ce que leur température de ramollissement soit atteinte ; les fibres sont ensuite mises en contact pour qu'elles fusionnent et ne forment qu'un seul bloc ; enfin, après l'arrêt de la source de chaleur les fibres se solidifient en refroidissant ; la soudure est alors finalisée. Parmi les nombreuses sources de chaleur pouvant être mises en œuvre, la décharge électrique à l'arc est la méthode la plus courante. D'autres dispositifs, moins fréquemment utilisés, car plus récents et onéreux, consistent à produire une source de chaleur à l'aide d'un laser CO<sub>2</sub>. Au cours de ce travail de thèse, les composants fibrés ont été, sauf mention contraire, soudés par fusion avec une soudeuse à laser CO<sub>2</sub> LZM-100 (*Fujikura*) présentée en Figure 4.5. La soudeuse LZM-100 est un dispositif de technologie avancée et hautement configurable. En effet, le système optique est piloté par une interface logicielle, permettant de fabriquer de nombreux composants fibrés tels que des *tapers*, lentille boules, combineurs, MFA (*Mode Field Adaptor*), TEC (*Thermal Expanded Core*), et des soudures optiques entre une grande variété de fibres différentes.



**FIGURE 4.5** : Photographies de la plateforme de fusion étirage *Fujikura* LZM-100 à CO<sub>2</sub> : (a) Vue d'ensemble ; (b) Vue sur les fibres avant soudure.

Une fois insérées et maintenues dans la soudeuse, les fibres doivent être alignées entre elles. La méthode d'alignement qu'utilise la LZM-100 est dite active. C'est-à-dire que l'alignement des fibres, opéré par le mouvement dans les trois axes contrôlés par des servomoteurs, est réalisé à l'aide d'une visualisation en direct de la position des fibres sous deux angles de vue différents (notés  $x$  et  $y$ ) par des caméras internes. L'alignement peut être entièrement manuel ou automatique par le biais d'algorithmes de traitement

d'image. Il existe plusieurs types d'alignement automatique : l'alignement de la gaine des fibres, l'alignement du cœur ou l'alignement par rotation pour les fibres à maintien de la polarisation, dont le choix dépend du type de fibre. Lors de l'utilisation de fibres à maintien de polarisation, les barreaux de contrainte des fibres (voir [Figure 3.10](#)) rendent le cœur plus difficilement détectable par les caméras de la soudeuse, ce qui perturbe l'alignement automatique par le cœur. C'est pourquoi un alignement de la gaine a été utilisé lors des soudures pour ce travail de thèse. L'inconvénient de la technique d'alignement par la gaine est qu'elle ne permet pas de compenser les défauts d'excentricité des fibres à souder. L'alignement par la gaine peut donc induire des pertes de soudure au niveau du cœur, dans le cas où les cœurs ne seraient pas parfaitement en face l'un de l'autre. Une fois les fibres correctement alignées, celles-ci sont prêtes à être soudées.

La soudeuse utilisée offre un grand nombre d'éléments paramétrables dont les principaux sont listés avec leur gamme de variation typique dans le [Tableau 4.1](#). La puissance du laser CO<sub>2</sub> nécessaire à la fusion des deux tronçons de fibre à souder est exprimée en bits et de manière relative par rapport à la puissance de calibration de l'appareil. En effet, une calibration est effectuée chaque jour en appliquant le laser CO<sub>2</sub> sur un tronçon de fibre standard dont la gaine possède un diamètre de 125  $\mu\text{m}$ . Pendant le processus, la puissance délivrée augmente progressivement jusqu'au niveau de brillance désiré, mesuré par la plateforme automatiquement. La puissance requise pour atteindre cette brillance est alors considérée comme la valeur de puissance de référence.

Paramètre de soudure	Gamme de variation
Puissance du faisceau laser de soudure ( <i>bits</i> )	Valeur de calibration $\pm$ 200
Durée du faisceau laser de soudure ( <i>ms</i> )	500 - 3000
Puissance du faisceau laser de préfusion ( <i>bits</i> )	Valeur de calibration $\pm$ 200
Durée du faisceau laser de préfusion ( <i>ms</i> )	5 - 50
Chevauchement des deux fibres ( $\mu\text{m}$ )	5 - 20
Position du faisceau laser du centre ( $\mu\text{m}$ )	Position centrale $\pm$ 300

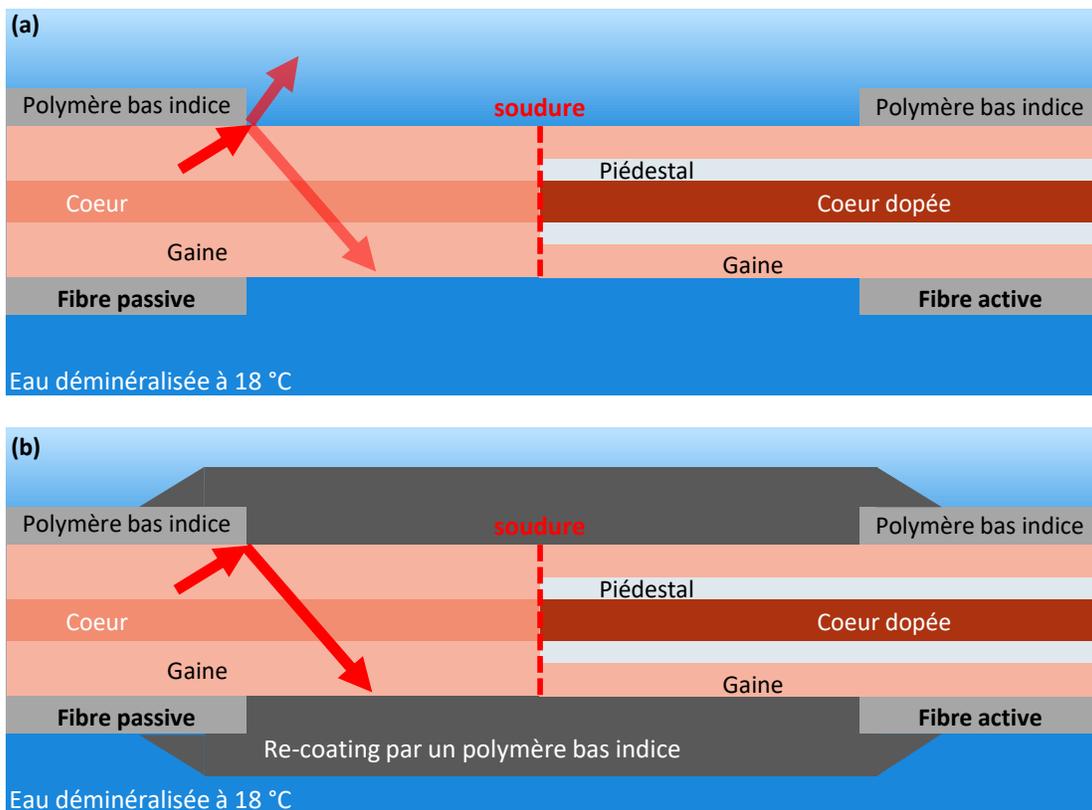
**TABLEAU 4.1** : Principaux paramètres de fusion de la LZM-100 avec leur gamme de variation typique associée.

L'expérience montre que les paramètres qui influent le plus sur la qualité des soudures sont : la puissance du laser CO<sub>2</sub> servant à fusionner les fibres, le temps de chauffage et la position du faisceau laser. Il est important de déterminer les valeurs optimales à attribuer à ces paramètres, qui vont être uniques pour chaque paires de fibre. Dès lors, il est indispensable de prendre le temps, au moyen d'une adaptation graduelle des paramètres sur plusieurs tests, de créer un programme spécifique pour chaque couple différent de fibres à souder. Ces paramètres dépendront du diamètre des deux fibres,

de leur composition ou encore de leur forme. L'optimisation des paramètres de soudure est développée dans la [section 4.4](#).

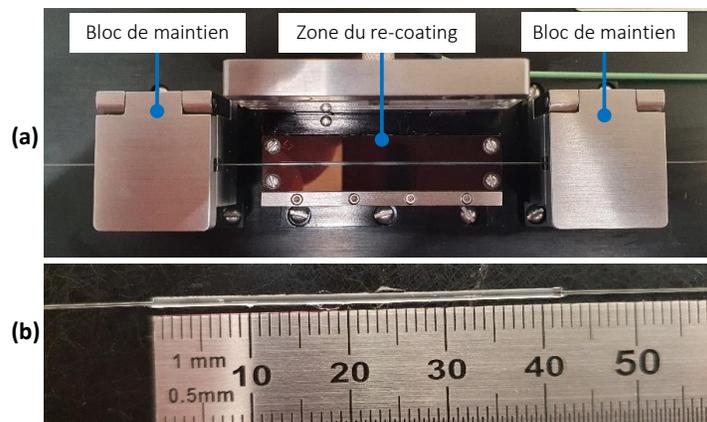
### 4.2.3 Recoating bas indice après soudure

Comme mentionné précédemment, la réalisation d'une soudure optique entre deux fibres implique le retrait du revêtement polymère sur une certaine longueur (9 mm de part et d'autre de la soudure dans notre cas). Pour rappel, dans le cas des fibres DC, le revêtement a pour rôle, grâce à son indice de réfraction inférieur à celui de la gaine, de guider la lumière de pompe dans la gaine de la fibre. Son absence provoque une variation de l'indice de réfraction externe à la gaine au niveau de l'interface de la zone avec revêtement et de la zone dégainée. Ce changement local d'indice implique une variation de l'ouverture numérique et donc de la taille de mode provoquant une fuite de la lumière de pompe hors de la fibre au niveau de l'interface, comme illustré sur la [Figure 4.6a](#). Ceci, en plus de provoquer des pertes de pompe, génère un échauffement au niveau du revêtement aux abords de la soudure risquant de provoquer sa rupture.



**FIGURE 4.6** : Illustration schématique en 2D du fonctionnement d'un recoating bas indice sur une soudure entre une fibre passive et une fibre active plongée dans une eau déminéralisée refroidie.

Par ailleurs, dans les systèmes laser de haute puissance, l'échauffement de la silice de la fibre doit être compensé par une thermalisation de la fibre et en particulier de la soudure. Cette thermalisation peut, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, être réalisée par l'immersion de la fibre dans un bain d'eau maintenu à température constante. Or, si le polymère reste globalement peu sensible à des phénomènes d'érosion, la silice qui compose la gaine peut, à terme, être dégradée par son placement en milieu aqueux. Une solution consiste à reconstituer le revêtement ultérieurement à la soudure par l'utilisation d'une résine polymère avec le même indice de réfraction que le revêtement d'origine de la fibre. Ce procédé s'appelle communément le *recoating*. La fibre est maintenue dans l'appareil dédié, la « recoateuse », de manière à appliquer la résine, exposée ensuite à un rayonnement ultraviolet pour entraîner son durcissement, sur toute la section dénudée. La [Figure 4.7a](#) présente la photographie d'une soudure placée dans la recoateuse avant application de la résine. La partie dénudée au milieu de laquelle se trouve la soudure est placée au centre du support d'application (duquel elle ne doit pas dépasser). Après l'application de la résine et son illumination au rayonnement UV, le tronçon de fibre recoatée possède une couche de résine bien plus épaisse que le coating initial de la fibre ([Figure 4.7b](#)). Comme illustré sur la [Figure 4.6b](#), la section préalablement dénudée, une fois recoatée, ne présente plus de variation d'indice de réfraction, améliorant donc le confinement de la pompe dans la gaine et de ce fait l'efficacité et la robustesse du système.

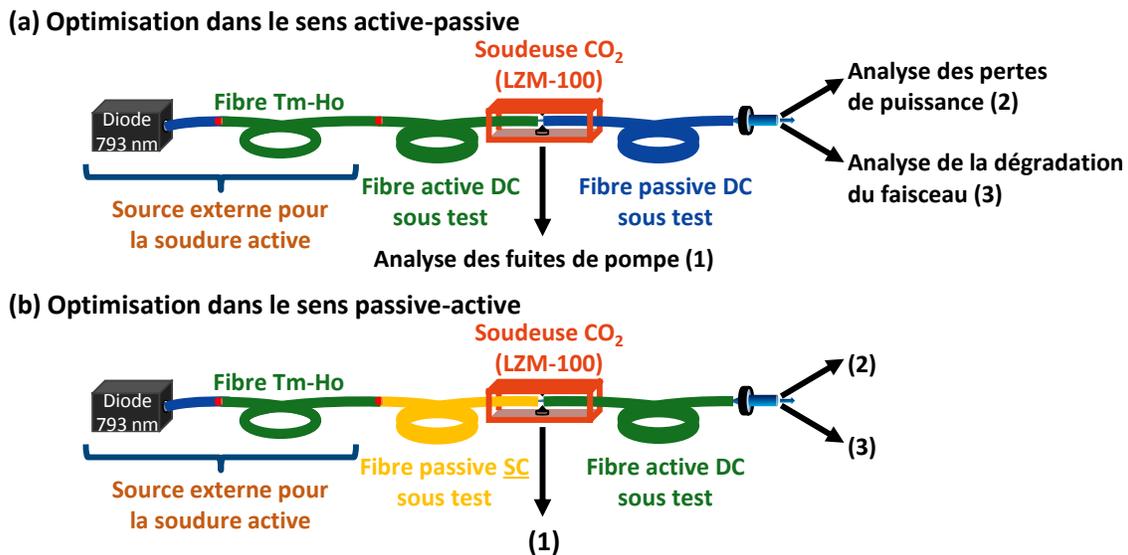


**FIGURE 4.7 :** (a) Photographie d'une soudure dénudée, placée dans la recoateuse ; (b) Photographie de la même soudure après recoating.

### 4.3 Développement d'une méthode de soudure active

Pour quantifier et mesurer l'impact des paramètres de fusion sur les performances du laser, des études ont été menées avec une méthode de soudure active réalisée grâce au montage expérimental présenté en [Figure 4.8](#). Cette nouvelle méthode de soudure

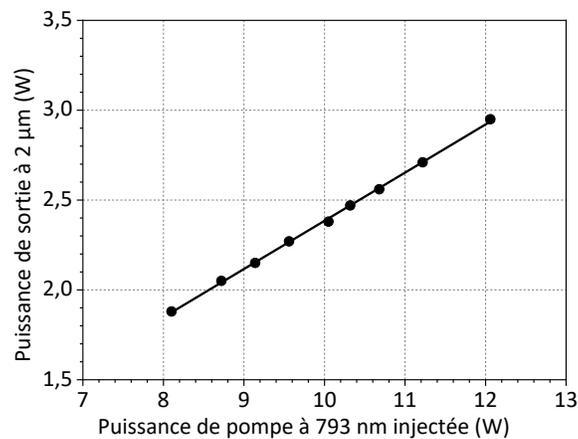
active, développée durant ma thèse, consiste à visualiser en temps réel, pendant le processus de soudure par fusion, les pertes optiques induites et les dégradations du profil du faisceau transmis. L'optimisation d'une soudure est faite en ajustant différents paramètres de soudure (méthode d'alignement de la fibre, durée, puissance et position du faisceau de soudure, etc.) jusqu'à trouver les paramètres adaptés permettant la réalisation d'une soudure à la fois suffisamment robuste et engendrant des pertes optiques minimales et une faible dégradation du profil du faisceau. L'accès en direct, jusqu'alors inaccessible, aux pertes de soudure et à la dégradation du faisceau transmis, permet une meilleure appréhension de l'impact de ces différents paramètres de soudure. Cette méthode repose sur l'injection d'un signal à  $2\ \mu\text{m}$  dans le cœur de la première fibre à souder. Cette fibre étant placée dans la soudeuse en regard de la seconde fibre, le signal se propage ensuite dans la seconde, au bout de laquelle différentes mesures de puissance, de spectre ou de profil de faisceau peuvent être réalisées. On peut alors comparer les résultats avant, pendant et après la soudure et en déterminer l'impact.



**FIGURE 4.8** : Représentation schématique du montage expérimental dédié à l'optimisation des paramètres de soudure par une méthode de soudure active dans le sens de propagation active-passive (a) et passive-active (b).

Dans la cavité du laser à fibre, le faisceau laser à  $2\ \mu\text{m}$  va osciller et passer plusieurs fois à travers les soudures, et donc être potentiellement plusieurs fois dégradé. Le passage de l'onde laser dans les soudures de la fibre active se fait dans les deux sens de propagation, de la fibre active vers la fibre passive et inversement. Si l'on s'intéresse aux dégradations du faisceau en sortie de la cavité laser, celui-ci ayant en réalité subi de multiples allers-retours, il est impossible de déterminer lequel de ces deux sens a généré le plus de perturbations. Grâce à l'utilisation d'une source externe à  $2\ \mu\text{m}$  pour sonder la soudure, il est possible de décorrélérer les deux sens et d'étudier l'impact d'une soudure sur un faisceau à  $2\ \mu\text{m}$  se propageant dans le sens actif-passif et passif-actif.

Le montage expérimental permettant l'optimisation du programme de soudure entre la fibre passive des PC et la fibre active du laser par la méthode de soudure active est présenté dans la [Figure 4.8](#). La puissance optique utilisée afin d'obtenir les informations sur les pertes optiques et les dégradations du faisceau induites par le processus de soudure provient d'une source mobile et externe d'ASE fibrée à  $2\ \mu\text{m}$  développée au cours de ma thèse. Dans cette source, la fibre active, identique à celle utilisée dans notre laser ([Figure 3.1](#)), est pompée d'un côté par une diode laser fibrée à  $793\ \text{nm}$ . Son extrémité est quant à elle destinée à être soudée à une section de fibre active ou de fibre passive selon le sens de propagation que l'on veut étudier. Cette source peut délivrer uniquement de la pompe jusqu'à un certain niveau de puissance puis au-delà de son seuil d'ASE, délivrer également le signal à  $2\ \mu\text{m}$ . Elle permet donc d'observer successivement le comportement de la pompe (pertes d'insertion, fuites de pompe, etc.) et du signal (pertes d'insertion, dégradation du faisceau) au niveau de la soudure. La caractérisation de la puissance à  $2\ \mu\text{m}$  en sortie de la source externe d'ASE en fonction de la puissance de pompe injectée à  $793\ \text{nm}$  est présentée en [Figure 4.9](#).



**FIGURE 4.9** : Puissance à  $2\ \mu\text{m}$  en sortie de la source d'ASE mesurée en fonction de la puissance de pompe injectée à  $793\ \text{nm}$ .

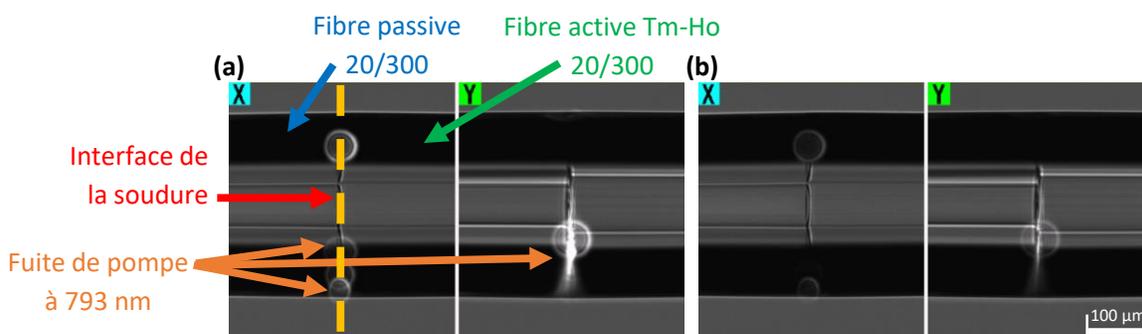
Dans le cas de l'étude de la soudure dans le sens active-passive ([Figure 4.8a](#)), la fibre active de sortie de la source externe est soudée à une même fibre active dans l'objectif de ne pas consommer la fibre active de la source d'ASE avec les tests de soudure. Ce second tronçon de fibre active est alors soudé à une fibre passive identique aux fibres utilisées dans les combineurs de pompe et sur laquelle est inscrit le FBG du laser. Dans l'autre cas, où l'on souhaite étudier la soudure dans le sens passive-active ([Figure 4.8b](#)), une fibre passive simple gaine (*single-clad*, SC), soudée à la fibre active à la source externe, est préférée à la fibre DC pour tester les soudures à un tronçon de fibre active. Cette fibre SC diffère de la fibre DC utilisée dans la source laser uniquement par la nature de son revêtement qui possède un indice de réfraction élevé empêchant le guidage de la lumière dans la gaine. Puisque la soudure est réalisée avec des fibres dénudées, on comprend aisément que l'utilisation d'une fibre SC ne modifiera pas les

effets de la soudure. En revanche, puisque la lumière ne peut être guidée dans sa gaine, le faisceau en sortie de cette fibre sera parfaitement monomode car issu uniquement du cœur de la fibre et il pourra servir de référence pour l'observation des dégradations dues à la soudure de cette fibre passive à une fibre active.

La méthode de soudure active comprend trois analyses effectuées simultanément : (1) les fuites de pompe à l'interface de la soudure sont visualisées grâce aux caméras internes de la soudeuse LZM-100 ; (2) les pertes de puissance du signal à  $2\ \mu\text{m}$  induites par le processus de soudure sont estimées en mesurant la puissance à la sortie de la fibre passive ; (3) le profil du faisceau est observé afin de détecter toute dégradation pendant le processus de soudure. L'émission d'ASE générée dans le cœur de la fibre active de la source externe est utilisée comme faisceau de référence pour toutes les analyses.

## 4.4 Résultats de l'optimisation des soudures

La visualisation de la soudure une fois effectuée a permis de constater que des fuites de pompe pouvaient exister à son interface. Un travail d'analyse, purement visuel, sur ces pertes de pompe a permis de mettre en évidence que celles-ci pouvaient être fortement réduites en fusionnant à nouveau la soudure pendant quelques secondes avec le faisceau laser de la soudeuse à mi-puissance. La [Figure 4.10](#) montre des images de la vue longitudinale dans les directions  $x$  et  $y$  d'une soudure avant ([Figure 4.10a](#)) et après ([Figure 4.10b](#)) une seconde fusion.

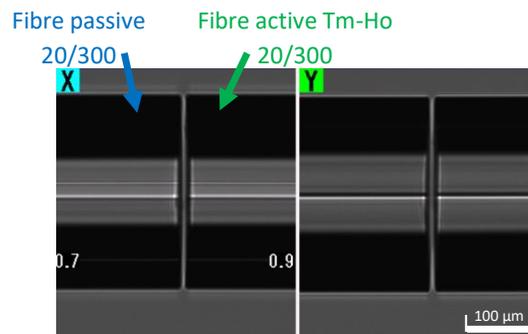


**FIGURE 4.10** : Vues longitudinales dans les directions  $x$  et  $y$  d'une soudure entre la fibre passive et la fibre active : avant (a) et après (b) une deuxième fusion.

L'intensité lumineuse des fuites de pompe au niveau de la soudure, suffisamment fortes pour saturer les caméras de la soudeuse comme on peut le voir sur la vue  $y$  de la [Figure 4.10a](#), a été largement atténuée après cette fusion supplémentaire. Avec une observation simple à l'aide des caméras de la plateforme de fusion et sans recours à la méthode de soudure active, les deux soudures (avant et après seconde fusion) semblent identiques, et pourtant les pertes de pompe sont bien plus importantes sans cette deuxième fusion, comme on peut l'observer sur la [Figure 4.10](#) grâce à la soudure active avec l'injection de la puissance de pompe de la source externe. Cette optimisation sur

les fuites de pompe a permis de rendre les soudures plus robustes. Pour rappel, dans la première réalisation de la source laser dont la caractérisation est présentée dans la [section 3.6](#), les soudures chauffaient particulièrement et risquaient de rompre sur une longue durée de fonctionnement.

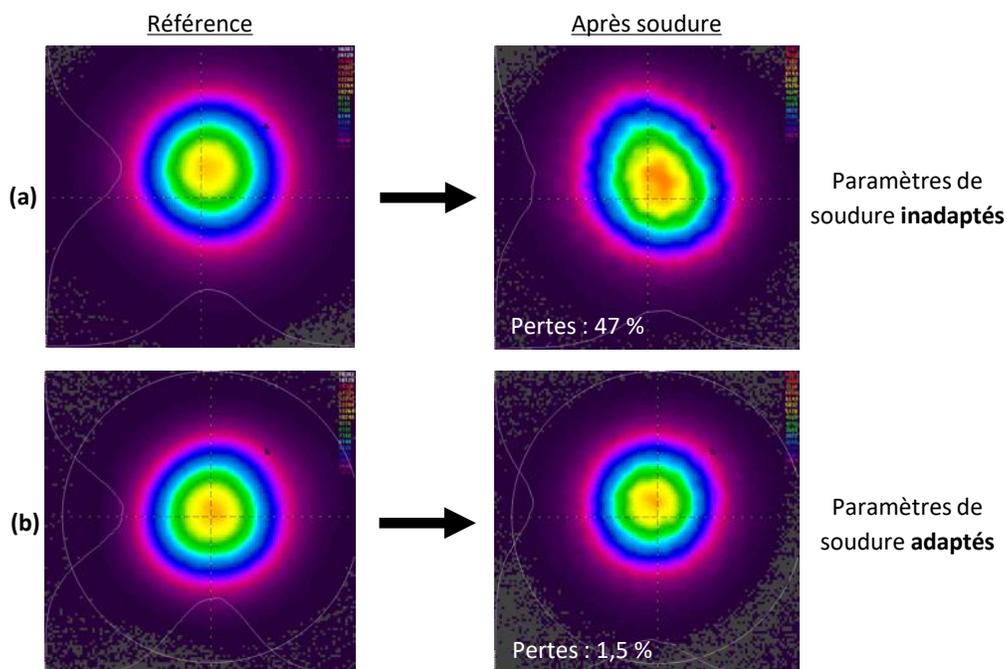
L'évaluation qualitative de la dégradation du faisceau transmis à  $2\ \mu\text{m}$  et des pertes de puissance à  $2\ \mu\text{m}$  induites par la soudure entre les deux fibres nécessite une mesure du profil de faisceau et une puissance de référence. Ceux-ci sont obtenus à la fin de la première étape du processus de soudure de la LZM-100 consistant en un alignement automatique des extrémités des deux fibres. Une fois les fibres en configuration *butt coupling*, c'est-à-dire parfaitement alignées et proximales de quelques micromètres de distance, comme le montre la vue longitudinale dans les directions  $x$  et  $y$  de la [Figure 4.11](#), le profil du faisceau et la puissance de sortie à  $2\ \mu\text{m}$  en sortie de la fibre active peuvent être utilisés comme référence.



**FIGURE 4.11** : Vues longitudinales dans les directions  $x$  et  $y$  des fibres dans une configuration *butt coupling* après alignement et avant soudure.

La [Figure 4.12](#) présente le profil transversal du faisceau obtenu au cours de deux processus de soudure active dans le sens passive-active ([Figure 4.8b](#)), utilisant soit des paramètres de soudure inadaptés ([Figure 4.12a](#)), soit des paramètres adaptés ([Figure 4.12b](#)). Les principales modifications apportées pour passer d'un ensemble de paramètres inadaptés à adaptés sont effectuées sur la puissance et la durée du faisceau laser pour la soudure qui ont été respectivement diminuée et augmentée. Dans chaque cas, les résultats d'analyse d'après soudure sont comparés aux résultats de référence, à la fois par l'analyse qualitative de la dégradation visuelle du profil du faisceau et par la mesure de la puissance de sortie à  $2\ \mu\text{m}$  permettant d'évaluer les pertes induites par la soudure. Dans le cas de paramètres inadéquats, nous pouvons clairement observer une importante déformation du profil du faisceau associée à une importante perte de puissance à  $2\ \mu\text{m}$  (47 %). L'amélioration de la soudure par l'utilisation de paramètres adaptés permet une meilleure transmission de la lumière à travers la soudure avec seulement 1,5 % de pertes de puissance et une dégradation du profil du faisceau grandement amoindrie.

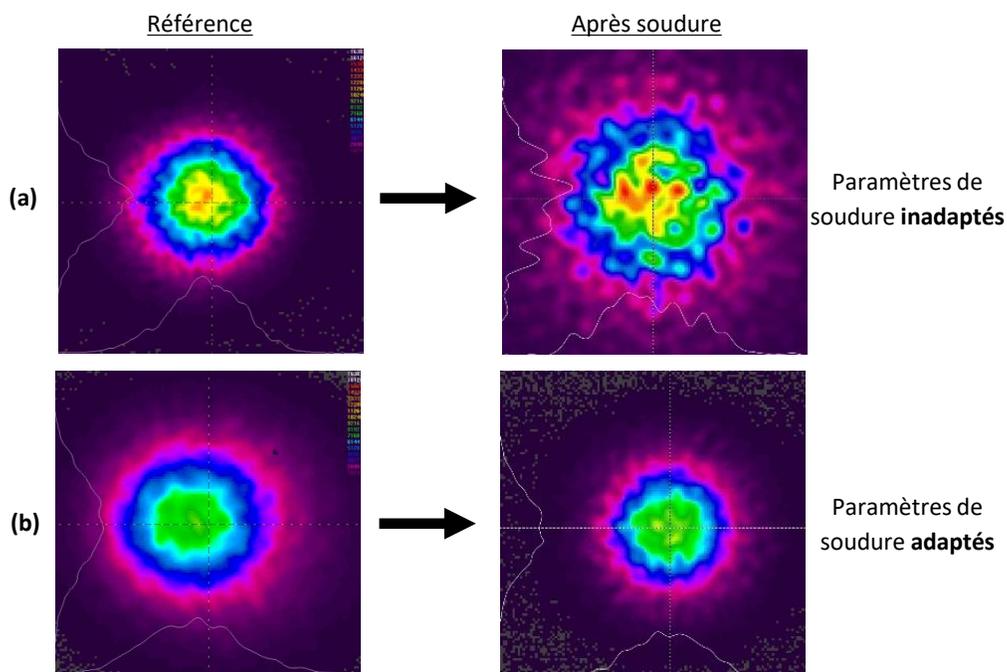
La même optimisation sur les dégradations du profil transversal du faisceau induites par la soudure, mais cette fois-ci dans le sens fibre active vers passive (voir



**FIGURE 4.12 :** Exemples de deux processus de soudure active dans le sens passive-active utilisant des paramètres de soudure inadaptés (a) et adaptés (b). Les faisceaux de référence (à gauche) et les faisceaux transmis après soudure (à droite) sont montrés pour chaque soudure avec les pertes de puissance mesurées à  $2\ \mu\text{m}$ .

Figure 4.8a), est présentée dans la Figure 4.13 pour un ensemble de paramètres de soudure inadapté (a) et adapté (b). Un programme de soudure optimisé, aux incertitudes de reproductibilité près, minimise les dégradations et les pertes de puissance dans les deux sens de propagation de la lumière. Toutefois, l'optimisation des paramètres de soudure active à l'aide de la visualisation des dégradations sur le faisceau dans ce sens de propagation (active  $\rightarrow$  passive) est plus compliquée à réaliser, car comme on peut le voir sur la Figure 4.13, les faisceaux de référence obtenus dans une configuration de *butt coupling* (voir Figure 4.11) contiennent du speckle. Celui-ci est dû au fait que, comme mentionné précédemment, la lumière contenue dans le piédestal de la fibre active fuit dans la gaine de la fibre passive après leur soudure, résultant au final en une propagation fortement multimode à l'origine de ce speckle. Il démontre donc la présence de signal dans le piédestal de la fibre active de la source externe. Puisque l'ASE se crée directement dans cette fibre, cela confirme que la lumière présente dans le piédestal n'est pas uniquement issue d'une soudure de mauvaise qualité en amont, mais aussi du comportement du signal d'ASE : l'ASE étant émise dans toutes les directions, les rayons d'ASE qui ne respectent pas la condition de réflexion totale ne sont pas guidés par le cœur et sont en partie couplés vers le piédestal. De plus, le fait de travailler avec deux tronçons de fibres dont les cœurs présentent des ON différentes (0,10 pour la fibre active et 0,09 pour la fibre passive) entraîne lui aussi une fuite de

signal dans la gaine lorsque la lumière passe d'une ON plus grande à une ON plus petite (cas de la configuration dans le sens active-passive). Dans cette configuration, il est donc plus difficile de discerner les améliorations apportées par la modification d'un paramètre de soudure sur l'aspect visuel du profil du faisceau. Même si la présence de speckle n'est pas uniquement liée à la qualité de la soudure, on constate que celle-ci y contribue beaucoup et peut fortement accentuer sa présence, comme le montre la comparaison des profils du faisceau de référence et après soudure avec des paramètres de soudure inadaptés (Figure 4.13a). Quant à lui, le profil du faisceau après soudure avec des paramètres adaptés (identiques à ceux utilisés dans le sens passive-active de la Figure 4.12b) montre de façon qualitative un niveau de speckle similaire au faisceau de référence (Figure 4.13b). Cela confirme que l'optimisation des soudures ne peut pas suffire à éliminer complètement le speckle ; le résultat sera au mieux équivalent au faisceau de référence. Cette mesure corrobore l'idée qu'il est important que les propriétés opto-géométriques des fibres active et passive utilisées dans la source laser s'accordent le plus possible entre elles. Un travail d'étude sur l'utilisation de fibre passive avec les mêmes propriétés opto-géométriques que la fibre active utilisée a été réalisé et sera présenté dans la section 5.5.



**FIGURE 4.13** : Exemples de deux processus de soudure active dans le sens active-passive utilisant un ensemble de paramètres de soudure inadapté (a) et adapté (b). Les faisceaux de référence (à gauche) et les faisceaux transmis après soudure (à droite) sont montrés pour chaque soudure avec les pertes de puissance mesurées à  $2\ \mu\text{m}$ .

L'utilisation de cette source externe pour la soudure active a montré son intérêt dans la meilleure compréhension des phénomènes de propagation de la lumière à travers

une soudure et l'appréhension de l'impact des différents paramètres qui régissent une soudure optique entre deux fibres. Ce travail, réalisé pour l'optimisation des soudures entre tous les types de fibre de notre source monolithique, a été mis à profit pour assembler à nouveau intégralement le laser et procéder à une nouvelle caractérisation optique de celui-ci, comme nous allons le voir dans la section suivante.

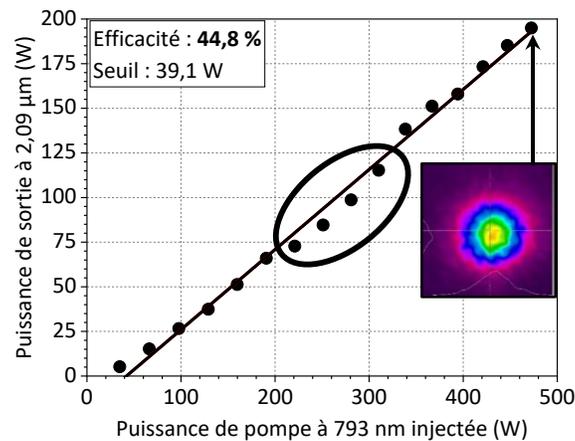
## 4.5 Caractérisation de la source laser monolithique optimisée

Une fois le programme de soudure optimisé, les soudures entre la fibre active et les fibres passives des PC du laser ont été réalisées. Après cela, une méthode de soudure active a également été appliquée pour la soudure entre les fibres passives du FBG et du PC1 (soudure 3 sur la [Figure 3.1](#) de la section [section 3.4](#)). Dans ce cas, le faisceau de la source ASE émis dans les deux directions par le cœur de la fibre active (lorsqu'elle est pompée par les diodes de pompe à 793 nm) a été utilisé comme référence pour souder par fusion l'extrémité de la fibre DC sur laquelle est inscrit le FBG à l'extrémité de la fibre DC du PC1. La procédure d'optimisation a été la même que celle décrite ci-dessus.

Après la réalisation de toutes les soudures intracavité avec des paramètres optimisés, une caractérisation complète de la source laser a été effectuée. Le banc de caractérisation, décrit en [section 3.4](#), déjà utilisé pour la première caractérisation de la source avant l'optimisation des soudures (voir [section 3.6](#)), a servi à l'analyse de cette nouvelle version de la source et à l'obtention de nouveaux résultats.

La puissance de sortie de la source laser en fonction de la puissance de pompe totale injectée dans la fibre active est présentée sur la [Figure 4.14](#). Une puissance de sortie maximale en CW de 195 W a été obtenue à 2  $\mu\text{m}$ , avec un rendement différentiel de 44,8 % et un seuil de puissance de 39,1 W. Il est nettement remarquable que l'optimisation des paramètres de fusion a permis une importante amélioration des performances du laser. En effet, on note une augmentation de la puissance en sortie à 2  $\mu\text{m}$  de 32 W et du rendement différentiel de 11 points de pourcentage en comparaison à la première réalisation de la source laser avant optimisation (voir [Figure 3.11](#) de la [section 3.6](#)). De plus, il est remarquable que l'amélioration des soudures a également conduit à un échauffement significativement moins important de celles-ci, ce qui constituait une limite sur la première réalisation de la source du précédent chapitre. Ces résultats, en termes de rendement différentiel et de puissance continue, constituent un record pour une source laser à fibre co-dopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ . Comme mentionné dans la [section 1.3.2.5](#), le rendement différentiel courant des systèmes utilisant une fibre co-dopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  en oscillateur unique est autour de 30-35 %. À ce titre, ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Optics Express* en 2021 [[178](#)]. De plus, seul le budget de pompe disponible a limité la puissance de sortie du laser et empêché d'atteindre une puissance au-delà de 200 W. On peut remarquer que le rendement différentiel de 45 % est supérieur à la limite de  $\sim 38\%$  d'efficacité imposée par le défaut quantique

de ce laser à fibre [179]. Ce résultat indique que la concentration en ions  $\text{Tm}^{3+}$  de 4,0 wt.% est suffisamment élevée pour générer un processus de relaxation croisée de deux pour un avec un pompage à 793 nm, et que le maintien d'un rapport de concentration des ions  $\text{Tm}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$  de 10:1 conduit à un bon transfert d'énergie des ions  $\text{Tm}^{3+}$  vers les ions  $\text{Ho}^{3+}$  [44]. Ramírez-Martínez et col. ont démontré dans la Réf. [44] un rendement différentiel de 56 % pour un laser à fibre en oscillateur unique codopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  mais avec une puissance maximale de 37 W à 2,1  $\mu\text{m}$ . Ce rendement différentiel record a été obtenu pour une architecture de laser à fibre basée sur une cavité libre (sans aucun composant de filtrage spectral dans la cavité), et un schéma de pompage symétrique en espace libre à 793 nm.

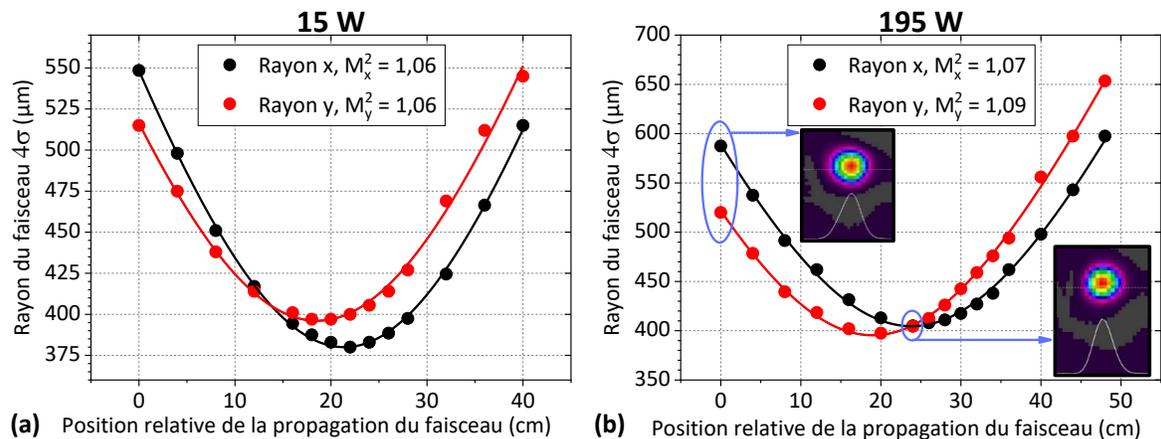


**FIGURE 4.14** : Puissance de sortie à 2  $\mu\text{m}$  mesurée en fonction de la puissance de pompe à 793 nm injectée dans la fibre active. En insert, le profil transversal du faisceau de sortie à 195 W à 2  $\mu\text{m}$ .

Un phénomène d'évolution de la puissance non parfaitement linéaire, principalement situé entre 200 W et 300 W de puissance de pompe (zone entourée sur la Figure 4.14), déjà observé dans la version non optimisée de la source (Figure 3.11), est toujours présent et parfaitement reproductible. Il sera abordé dans la section 5.2. Cependant, malgré l'amélioration évidente du profil du faisceau qu'a apporté l'optimisation des paramètres de soudure, on observe toujours la présence d'un speckle sur le profil transverse du faisceau, comme le montre l'insert de la Figure 4.14 qui présente le profil transverse du faisceau à 195 W. L'origine physique de ce speckle, explicitée dans la section 3.7, provient d'un problème de concordance entre les propriétés opto-géométriques de la fibre active et les fibres passives des PC qui est principalement causé par la présence d'un piédestal autour du cœur de la fibre active et de la différence entre les ON de la fibre active et des fibres passives. Il est notable que la présence de speckle sur le faisceau de sortie de la source laser (voir insert de la Figure 4.14) est plus importante que celle sur le faisceau de la source d'ASE après optimisation des paramètres de soudure (voir Figure 4.12b). Cela s'explique par le fait qu'une partie du speckle traversant le cœur de la fibre active est amplifiée par le gain du laser et aussi par le fait qu'il n'y ait non

pas une, mais deux soudures entre la fibre active et les fibres passives.

La Figure 4.15 illustre deux mesures typiques du facteur de qualité du faisceau, l'une à une faible puissance de sortie de 15 W (Figure 4.15a) et l'autre à la puissance de sortie maximale de 195 W (Figure 4.15b). À une puissance de sortie de 15 W, les facteurs  $M^2$  ont été estimés à 1,06 dans les directions  $x$  et  $y$  tandis qu'ils ont été mesurés entre 1,07 et 1,09 à 195 W. Il convient de rappeler qu'en raison de notre dispositif expérimental de caractérisation, nous n'avons pas pu mesurer suffisamment de points en dehors de la gamme de Rayleigh conformément à la norme ISO 11146-1, limitant par conséquent la précision de ces mesures. Ces résultats indiquent que la qualité de faisceau, proche de la limite de diffraction sur toute l'échelle de puissance, est similaire aux résultats obtenus avec la première réalisation de la source laser sans optimisation des paramètres de soudure (voir section 3.6). Pour rappel, nous expliquons cette bonne qualité de faisceau, malgré la présence du speckle dans le profil transverse de celui-ci, par l'hypothèse que seule la partie monomode provenant du cœur est réellement collimatée par la lentille du banc de caractérisation (voir section 3.4) et est par conséquent prise en compte lors de la mesure de qualité.

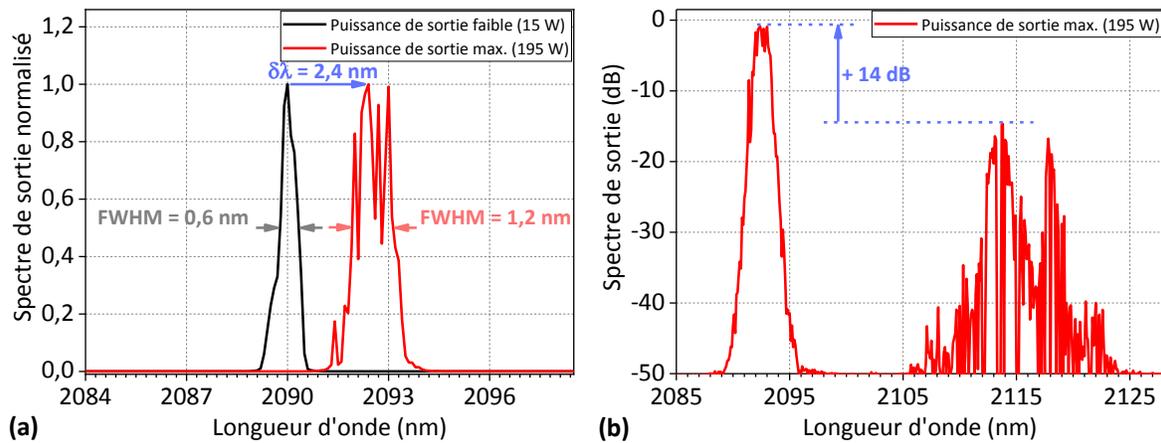


**FIGURE 4.15 :** Qualité de faisceau  $M^2$  dans les deux directions transverses  $x$  et  $y$  déterminée à partir d'une mesure de la caustique du faisceau de sortie à  $2\ \mu\text{m}$  pour deux puissances de fonctionnement de 15 W (a) et 195 W (b). Les inserts montrent les profils transverses du faisceau mesurés pour deux distances de propagation relatives à 195 W.

Les mesures du spectre optique en sortie du laser à faible puissance (15 W) et à la puissance maximale (195 W) sont présentées dans la Figure 4.16a. À 15 W, la largeur spectrale à mi-hauteur (FWHM) est de 0,6 nm à une longueur d'onde centrale de 2090,0 nm, alors qu'à la puissance de sortie maximale, la largeur de bande spectrale est de 1,2 nm et centrée à 2092,4 nm. On peut donc noter un décalage spectral de 2,4 nm et un élargissement spectral de 0,6 nm lors de la montée en puissance. De plus, le spectre d'émission à 195 W comporte plusieurs pics. Le décalage, l'élargissement et l'apparition de plusieurs pics à  $2,09\ \mu\text{m}$  durant la montée en puissance sont semblables aux résultats obtenus avant optimisation des soudures de la section 3.6. Pour rappel,

ces phénomènes sont liés à l'échauffement du FBG dû à sa pente thermique élevée de  $10\text{ }^{\circ}\text{C W}^{-1}$ . Comme mentionné dans la [section 3.5.2](#), le principal problème de cet échauffement est une faible robustesse du FBG à haute puissance. Pour résoudre ce problème, de nouveaux FBG avec une faible pente thermique ( $\sim 1\text{ }^{\circ}\text{C W}^{-1}$ ) ont été développés par *iXblue Photonics*. Ils seront implémentés sur le dispositif décrit dans la [section 5.2](#).

Le spectre complet d'émission du laser à 195 W avec une gamme en longueurs d'onde plus large est montré par la [Figure 4.16b](#). Cette mesure révèle, tout comme les résultats précédents de la [section 3.6](#), la présence d'une multitude de pics secondaires situés autour de 2115 nm avec un niveau de puissance maximale relative de  $-14\text{ dB}$  par rapport au pic principal à  $2,09\text{ }\mu\text{m}$ . Ces pics secondaires correspondent à environ 4% de la puissance totale du signal à  $2\text{ }\mu\text{m}$  en sortie du laser. Les sections [5.2](#) et [5.3](#) portent sur la compréhension de ce phénomène et sur sa résolution.



**FIGURE 4.16 :** (a) Spectre d'émission normalisé en échelle linéaire du laser à fibre à différents niveaux de puissance (en noir : 15 W ; en rouge : 195 W). (b) Niveau de puissance émis par le laser à fibre à 195 W mesurée avec une large bande spectrale afin de voir les pics secondaires autour de 2150 nm en échelle logarithmique.

## 4.6 Conclusion du quatrième chapitre

Le développement d'une source laser entièrement fibrée entraîne de nouvelles problématiques non rencontrées dans le cas de lasers à fibre pompés en espace libre. La présence de nombreuses soudures, et en particulier de soudures entre fibres passives et fibres actives opto-géométriquement différentes, génère des fuites de lumière importantes.

Le déploiement d'une nouvelle méthode de soudure active a dans un premier temps rendu possible l'observation de l'impact de la qualité des soudures sur les principales caractéristiques d'émission de la source laser (puissance, spectre, faisceau). Cette méthode a permis de mettre en évidence l'existence d'une dégradation optique induite par

les connexions entre les fibres active/passive du laser, qui est dépendante du sens de propagation de la lumière, et qui est inhérente à la nature des fibres utilisée. En effet, cette dégradation, se traduisant par la présence de composantes multimodes sur le faisceau du laser, est en partie due à la présence du piédestal autour du cœur de la fibre active et des différences d'ON des fibres, et ne peut donc pas être résolue uniquement par l'amélioration des soudures.

L'utilisation de cette méthode de soudure pour l'optimisation des paramètres appliqués à la soudure de deux fibres optiques a été déterminante dans l'amélioration des performances de la source laser en termes de puissance (32 W), de rendement différentiel (11 points), et de robustesse avec des soudures intracavité plus résistantes aux forts flux laser. Dès lors, la source non optimisée a laissé place à une nouvelle version optimisée capable d'atteindre 195 W de puissance à 2  $\mu\text{m}$  avec un rendement différentiel de 45 %. Ces résultats, pour une source laser monolithique co-dopée thulium-holmium en oscillateur unique, constituent à ma connaissance, un record. De ce fait, ils ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Optics Express* en 2021 [178].

Il est important de mentionner que malgré les améliorations apportées grâce à la méthode de soudure active, il existe toujours des problèmes de reproductibilité des performances du laser qui sont liés principalement aux incertitudes de mesure des angles de clives. Cependant, malgré un meilleur fonctionnement du laser, des problématiques sont toujours présentes, telles que des composantes spectrales indésirables, un comportement légèrement non linéaire de l'évolution de la puissance, et un léger speckle résiduel sur le faisceau. Ce speckle peut être problématique si l'on souhaite transférer la puissance laser à un combineur ou toute autre fibre double gaine ne possédant pas de piédestal. En effet, cette lumière multimode risque de se propager jusqu'au revêtement polymère puis de le détruire par un chauffage excessif. Plusieurs solutions pour éliminer ce speckle sont présentées dans le chapitre suivant.

Le développement d'une source entièrement fibrée ouvre donc la voie à de nouvelles problématiques, qu'il convient de régler pour atteindre de meilleures performances. On peut ainsi citer les obstacles liés à l'utilisation de fibres actives et passives dont les géométries ne sont pas parfaitement identiques, engendrant la présence d'une composante multimode dans le faisceau de sortie du laser, et la présence d'une cavité parasite secondaire engendrant la présence d'une composante spectrale à 2,12  $\mu\text{m}$  en sortie du laser. Une partie importante de mon travail de thèse, constituant l'objet du chapitre suivant, a été de comprendre ces difficultés et de les résoudre.



---

# Études des comportements spectraux et spatiaux de la source laser monolithique à 2 $\mu\text{m}$

---

## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>110</b>
<b>5.2</b>	<b>Mise en évidence de la présence d'une cavité secondaire</b>	<b>110</b>
5.2.1	Étude en transmission du FBG	111
5.2.2	Configuration en cavité de Fresnel	115
<b>5.3</b>	<b>Suppression des effets de la cavité parasite</b>	<b>118</b>
5.3.1	Clive de l'extrémité de la fibre du FBG à 8°	118
5.3.2	Étude de l'adaptation de la réflectivité du FBG et du gain de la fibre	122
5.3.3	Conclusion sur l'existence d'une cavité parasite	128
<b>5.4</b>	<b>Étude du filtrage modal</b>	<b>129</b>
5.4.1	Fonctionnement d'un CLS	129
5.4.2	Implémentation d'un système de filtrage modal par CLS	131
5.4.3	Conclusion sur le filtrage modal	133
<b>5.5</b>	<b>Investigation sur l'utilisation d'une fibre passive à piédestal</b>	<b>133</b>
5.5.1	Validation du principe d'une fibre passive à piédestal	134
5.5.2	Réalisation d'une fibre passive à piédestal spécifique	136
5.5.3	Conclusion sur le développement d'une source intégralement à piédestal	138
<b>5.6</b>	<b>Conclusion du cinquième chapitre</b>	<b>139</b>

---

## 5.1 Introduction

L'étude expérimentale des deux précédents chapitres sur les premières réalisations de la source laser monolithique co-dopée thulium-holmium en oscillateur unique en régime continu a mis en évidence un certain nombre de problématiques liées à la mise en place d'une architecture laser « tout fibre ». En effet, la caractéristique multimode transverse (speckle) du faisceau de sortie du laser a été identifiée comme étant due à une discordance des propriétés structurelles entre les fibres active et passive utilisées. L'expérience a également montré que son impact était aggravé par la mauvaise qualité des soudures intracavité du laser dans la mesure où, c'est en partie au niveau des soudures entre la fibre active et les combineurs que se joue la proportion de signal qui passera du cœur au piédestal et donc du piédestal à la gaine fortement multimode. L'optimisation des procédés de soudure par la mise en place d'une méthode de soudure active a permis d'améliorer grandement la tenue au flux du laser et d'atténuer la dégradation du faisceau. Pour autant, certaines des problématiques soulignées dans le chapitre précédent nécessitent une étude approfondie de la physique du laser.

Dans le précédent chapitre, un échauffement du FBG, dû à sa pente thermique élevée (estimée autour de  $10\text{ }^{\circ}\text{C W}^{-1}$  par le fabricant *iXblue Photonics*), a été observé. Celui-ci est suffisamment important pour engendrer un décalage et un élargissement de la raie spectrale principale émise par le laser avec l'apparition de plusieurs pics autour d'elle. Le problème majeur de cet échauffement étant une faible robustesse du composant au fort flux laser, il apparaît nécessaire de tout mettre en œuvre pour réduire l'impact de la puissance optique sur le comportement des FBG. L'implémentation d'un FBG avec une faible pente thermique (de l'ordre de  $1\text{ }^{\circ}\text{C W}^{-1}$ ) et l'étude du comportement du laser induit par ce nouveau FBG fera l'objet d'une partie de ce chapitre. La caractérisation de la source laser présentée dans le chapitre précédent a mis en lumière la présence de pics secondaires à 2115 nm et une évolution non linéaire de la puissance lors de la montée en puissance. La description et la résolution de ces phénomènes seront également présentées dans ce chapitre. Enfin, il sera présenté, dans ce chapitre, différents travaux portant sur la résolution de la problématique du speckle, comprenant notamment des expérimentations de filtrage modal par l'utilisation d'un extracteur de modes de gaine (*cladding light stripper*, CLS). Pour finir, le principe d'une fibre passive novatrice possédant un piédestal de manière à profiter de géométries similaires entre les fibres active et passive sera proposé et des caractérisations de soudure à l'aide d'une source d'ASE à 2  $\mu\text{m}$  entre une fibre active co-dopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  et cette fibre novatrice seront réalisés.

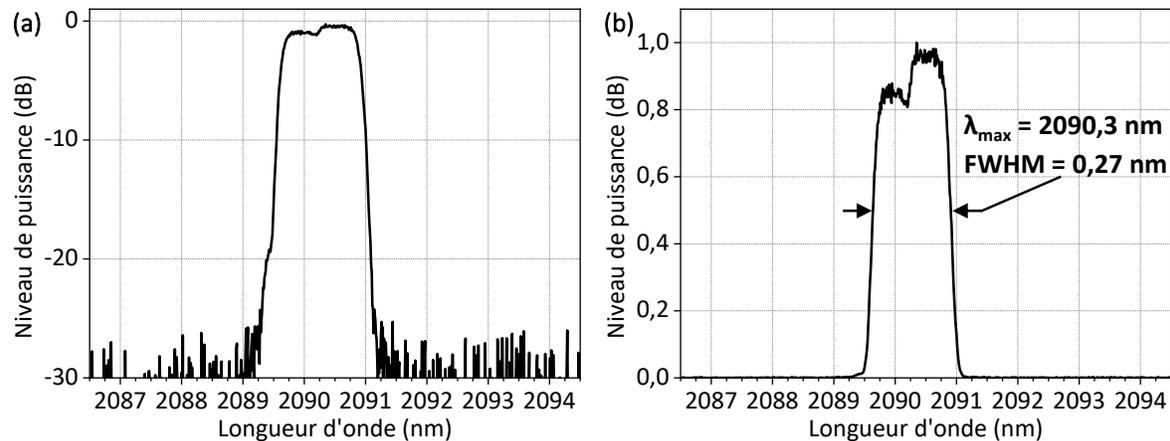
## 5.2 Mise en évidence de la présence d'une cavité secondaire

Nous avons vu lors des caractérisations de la source laser présentées dans les sections 3.3 et 4.4 un phénomène reproductible d'évolution de la puissance non parfaitement

linéaire (voir [Figure 3.11](#) et [Figure 4.14](#)) ainsi que la présence de pics spectraux secondaires situés autour de  $2,12\ \mu\text{m}$  (voir [Figure 3.13](#) et [Figure 4.16b](#)). Le FBG, conformément à sa structure résonnante, agit dans la cavité laser comme un miroir sélectif en longueur d'onde. De ce fait, la bande de réflectivité du FBG centrée à  $2090\ \text{nm}$  avec une largeur FWHM de  $0,3\ \text{nm}$  ne permet théoriquement pas la réflexion de lumière autour de  $2,12\ \mu\text{m}$ . Ces résultats nous invitent à faire une étude complémentaire sur le rayonnement transmis par le FBG (et non pas que du faisceau qui sort de l'OC du laser), c'est-à-dire ce qui est émis en sortie de la fibre sur laquelle est inscrit le FBG. Cette partie a pour objectif de présenter les résultats de caractérisation obtenus après l'implémentation des nouveaux FBG dans la source laser à  $2\ \mu\text{m}$  avec pour la première fois, au cours de ce travail de thèse, une étude sur le rayonnement en transmission du FBG.

### 5.2.1 Étude en transmission du FBG

Nous avons vu précédemment que le FBG utilisé lors des caractérisations de la source laser présentées dans les sections [3.3](#) et [4.4](#), du fait de sa pente thermique élevée ( $\sim 10^\circ\text{C}\text{W}^{-1}$ ), est sujet à un problème d'échauffement pendant la montée en puissance. Pour rappel, cet échauffement est à l'origine d'un décalage et d'un élargissement spectral (voir [Figure 3.12](#) et [Figure 4.16a](#)) ainsi que d'une faible tenue au flux laser du FBG résultant en une courte durée de vie du composant.

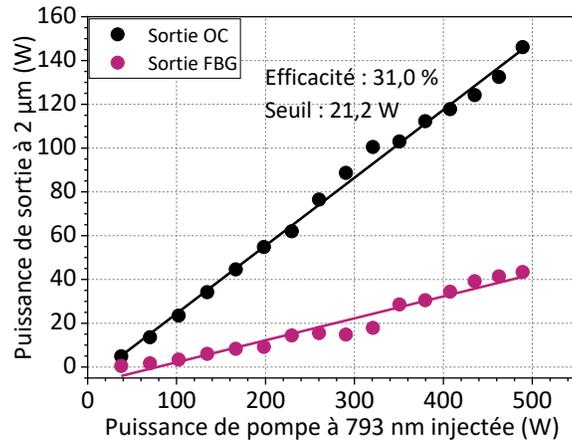


**FIGURE 5.1** : Spectre optique réfléchi par le FBG  $2,09\ \mu\text{m}$  à faible pente thermique fourni par *iXblue Photonics* en échelle logarithmique (a) et en échelle linéaire normalisée (b).

Nous avons sollicité *iXblue Photonics* afin de résoudre cette problématique. L'entreprise, responsable de la fabrication de l'ensemble des fibres et FBG utilisés au cours de ce travail de thèse, a développé un nouveau procédé de fabrication permettant de réduire la pente thermique de leur FBG à  $2\ \mu\text{m}$  à environ  $1^\circ\text{C}\text{W}^{-1}$ . Tous les FBG utilisés dans les expérimentations présentées dans la suite de ce manuscrit sont à faible

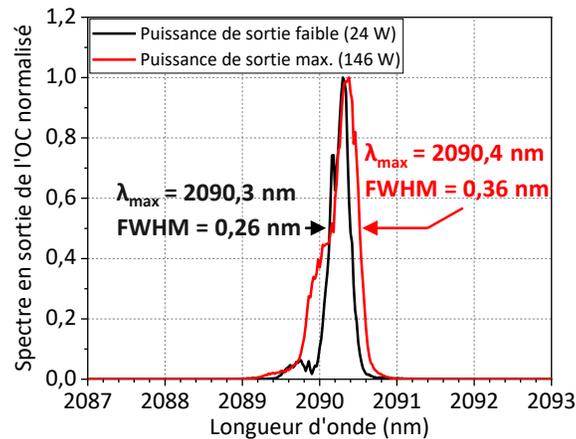
penne thermique. Le FBG à faible pente thermique ( $\sim 1 \text{ }^\circ\text{C W}^{-1}$ ) qui sera utilisé dans la source laser représentée dans la [Figure 3.1](#) est, tout comme les précédents FBG, inscrit dans le cœur d’une fibre passive DC-PM-20-300 qui est soudée à la fibre du PC1 (voir [Figure 3.1](#)). Le spectre optique réfléchi par ce FBG, pour une lumière non polarisée, est présenté en [Figure 5.1](#). Celui-ci permet, d’après le fabricant, de réfléchir plus de 98 % de la lumière non polarisée à 2090,3 nm pour une largeur FWHM de 0,27 nm en échelle linéaire ([Figure 3.1b](#)).

La puissance à 2  $\mu\text{m}$  mesurée en sortie de l’OC et en sortie de la fibre sur laquelle est inscrit le FBG à faible pente thermique en fonction de la puissance de pompe à 793 nm injectée dans la fibre active est présentée dans la [Figure 5.2](#). Une puissance maximale de 146,1 W à 2  $\mu\text{m}$  a été obtenue en sortie de l’OC pour un rendement différentiel de 31 % et un seuil d’émission laser de 21,2 W. Concernant la sortie du FBG, une puissance maximale de 43,4 W à 2  $\mu\text{m}$  a été mesurée. On note que la somme des puissances maximales des deux sorties (OC et FBG) équivaut à 190 W. De plus, on observe pour les deux sorties, comme pour les caractérisations précédentes avec l’utilisation d’un FBG dans la cavité, une évolution non linéaire de la puissance (voir [Figure 3.11](#) et [Figure 4.14](#)). Ces résultats montrent qu’une importante partie de la puissance totale à 2  $\mu\text{m}$  générée par le laser est transmise par le FBG ( $\sim 30\%$ ) et non réfléchiée vers la sortie principale de la source.



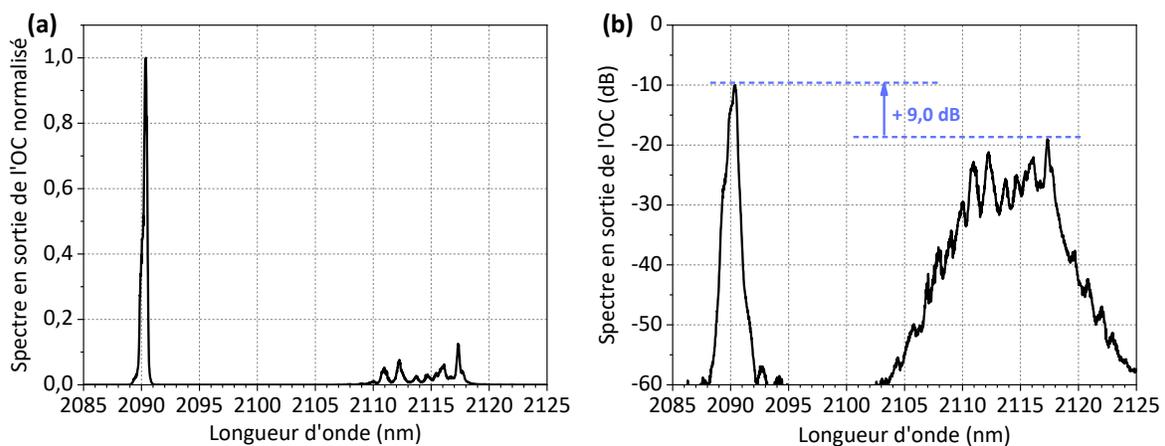
**FIGURE 5.2** : Puissance de sortie à 2  $\mu\text{m}$  mesurée en sortie de l’OC (points noirs) et en sortie du FBG (points violets) en fonction de la puissance de pompe à 793 nm.

Les mesures spectrales (réalisées autour de 2,09  $\mu\text{m}$ ) en sortie de l’OC du laser à deux niveaux de puissance de sortie sont présentées dans la [Figure 5.3](#), l’une est à faible puissance (24 W) et l’autre à la puissance maximale (146 W). À 24 W, le spectre mesuré, de largeur à mi-hauteur de 0,26 nm, est centrée autour de 2090,3 nm. Sans surprise, le FBG joue bien son rôle de sélection de la longueur d’onde du laser qui émet donc exactement à la longueur d’onde centrale du FBG. À 146 W, le spectre présente une longueur d’onde centrale de 2090,4 nm et une largeur FWHM de 0,36 nm. Nous pouvons donc constater que l’utilisation de ce FBG à faible pente thermique diminue



**FIGURE 5.3** : Spectre d'émission normalisé en sortie de l'OC du laser à différents niveaux de puissance sur une bande spectrale de 7 nm (noir : 24 W ; rouge : 146 W).

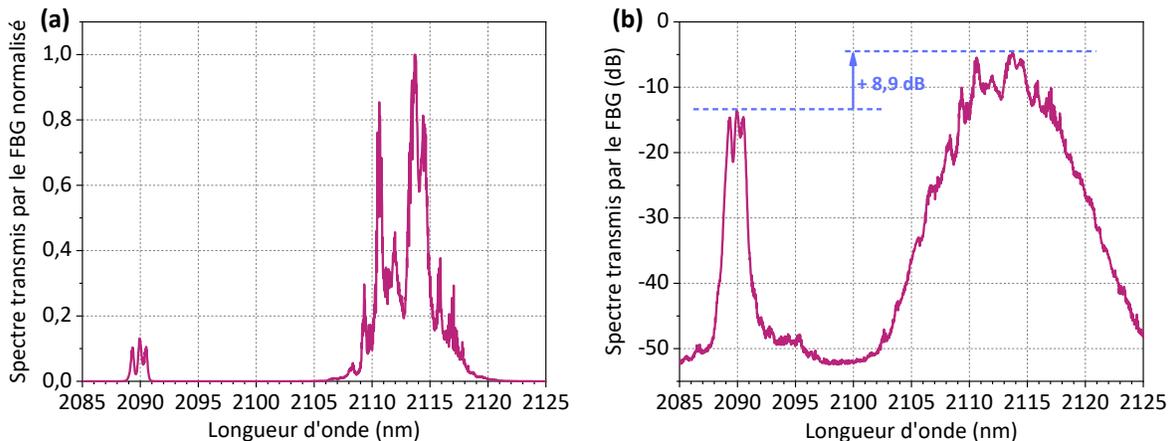
grandement les phénomènes de décalage et d'élargissement spectral, qui sont tous deux de 0,1 nm au cours de la montée en puissance, de 24 W jusqu'à 146 W à 2  $\mu\text{m}$ . En effet, pour rappel, avec l'ancien modèle de FBG possédant une pente thermique dix fois plus élevée, nous avons observé un décalage et un élargissement spectral de l'ordre de 2 nm et 0,5 nm, respectivement (voir Figure 3.12a et Figure 4.16a). De plus, on observe moins de multi-pics autour de la raie centrale à puissance élevée. Ces résultats confirment que ces différents phénomènes (élargissement, décalage et multi-pics spectraux) proviennent, du moins en grande partie, de l'échauffement du FBG au cours de la montée en puissance du laser, comme le confirme les Réf. [168, 169, 170, 171, 172].



**FIGURE 5.4** : Spectre d'émission du laser à fibre à 146 W à 2  $\mu\text{m}$  en sortie de l'OC mesuré avec une large bande spectrale de 40 nm afin de voir les pics secondaires autour de 2120 nm en échelle linéaire normalisée (a) et en échelle logarithmique (b).

La [Figure 5.4](#) présente le spectre d'émission en sortie de l'OC à la puissance maximale sur une large bande spectrale de mesure, en échelle linéaire normalisée (a) et logarithmique (b). Cette mesure révèle la présence de pics secondaires situés autour de  $2,12\mu\text{m}$  avec un niveau de puissance maximale relative de  $-9,0\text{ dB}$  par rapport au pic principal (voir [Figure 5.4b](#)). À l'aide d'un calcul basé sur les aires relatives sous les spectres, on estime qu'à la puissance maximale,  $34,3\%$  de la puissance du signal en sortie de l'OC provient des pics secondaires. On constate que la proportion de puissance des pics secondaire est plus importante que lors des précédentes mesures (environ  $4\%$ , voir [Figure 3.13](#) et [Figure 4.16](#)). Une hypothèse pour expliquer cette grande différence de proportion sera donnée dans la [section 5.3](#), après avoir identifié l'origine de ces pics secondaires.

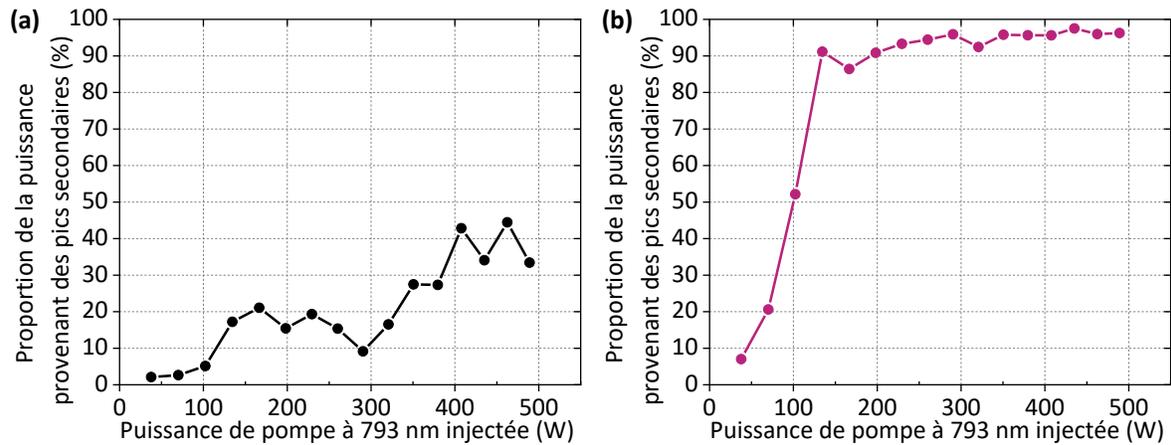
La [Figure 5.5](#) présente, tout comme la [Figure 5.4](#), le spectre d'émission à la puissance maximale sur une large bande spectrale de mesure en échelle linéaire normalisée (a) et logarithmique (b), mais cette fois-ci en sortie du FBG. Cette étude spectrale du rayonnement transmis par le FBG montre qu'une grande proportion de la lumière du signal a une longueur d'onde autour de  $2,12\mu\text{m}$ . En effet, à la puissance maximale les pics secondaires vers  $2,12\mu\text{m}$  possèdent un niveau de puissance maximale relative de  $8,9\text{ dB}$  par rapport à la composante spectrale à  $2090\text{ nm}$  (voir [Figure 5.5b](#)).



**FIGURE 5.5** : Spectre d'émission du laser à fibre à  $43\text{ W}$  à  $2\mu\text{m}$  en sortie du FBG mesuré avec une large bande spectrale de  $40\text{ nm}$  afin de voir les pics secondaires autour de  $2120\text{ nm}$  en échelle linéaire normalisée (a) et en échelle logarithmique (b).

La [Figure 5.6](#) présente la proportion de la puissance du signal provenant des pics secondaires autour de  $2,12\mu\text{m}$  en sortie de l'OC (a) et en sortie du FBG (b) en fonction de la puissance de pompe injectée à  $793\text{ nm}$ . Ces données permettent de constater que la proportion de puissance à  $2,12\mu\text{m}$  s'accroît au cours de la montée en puissance. Dans le cas de la sortie de l'OC, celle-ci évolue assez chaotiquement et semble stagner autour de  $40\%$  à partir de  $400\text{ W}$  de puissance de pompe (voir [Figure 5.6a](#)). Concernant la proportion en sortie du FBG, celle-ci croît rapidement jusqu'à  $150\text{ W}$  de puissance de pompe et reste au-dessus de  $90\%$ . Le fait qu'il y ait une plus grande proportion de

puissance à  $2,12\ \mu\text{m}$  en transmission du FBG qu'en sortie de l'OC est compréhensible dans la mesure où la bande de réflectivité du FBG centrée à  $2,09\ \mu\text{m}$  réalise un filtrage en réfléchissant une grande partie de la lumière à  $2,09\ \mu\text{m}$  et en transmettant celle à  $2,12\ \mu\text{m}$ .



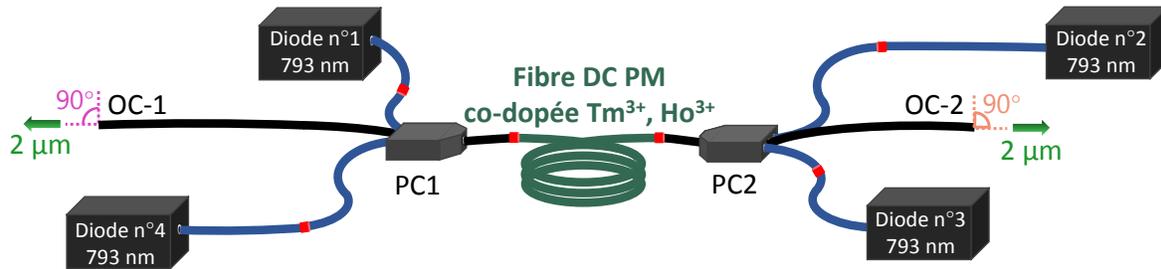
**FIGURE 5.6** : Proportion de la puissance provenant des pics secondaires autour de  $2,12\ \mu\text{m}$  en sortie de l'OC (a) et en sortie du FBG (b) en fonction de la puissance injectée à  $793\ \text{nm}$ .

Les résultats de cette expérimentation, qui ont montré une importante proportion de puissance à  $2,12\ \mu\text{m}$  émise des deux côtés du laser, posent la question de l'origine physique de ces composantes spectrales, qui ne peut provenir de l'action filtrante du FBG. Une des autres caractéristiques physiques du laser pouvant donner lieu à la génération d'un rayonnement optique à une longueur d'onde spécifique réside dans le gain lui-même. Comme nous l'avons vu dans la [section 1.3.2.3](#), l'ASE, qui est directement liée à la présence du gain du laser, a une position spectrale bien spécifique dépendante de la longueur de fibre active. Il est donc possible que les composantes spectrales secondaires à  $2,12\ \mu\text{m}$  observées sur le laser soient la résultante d'un mécanisme physique impliquant directement le gain du laser. Cette hypothèse est traitée dans la prochaine section de ce manuscrit.

## 5.2.2 Configuration en cavité de Fresnel

Pour comprendre l'origine physique des pics secondaires à  $2,12\ \mu\text{m}$  observés sur les [Figure 3.13](#) et [Figure 4.16b](#) des expérimentations en configuration de cavité de Fresnel ont été réalisées. Dans cette configuration, présentée en [Figure 5.7](#), l'architecture de la source laser est basée sur une cavité libre, c'est-à-dire sans FBG, afin d'avoir une émission laser non imposée par la longueur d'onde de réflexion du FBG. Dans cette cavité, la rétroaction du faisceau laser à chaque extrémité de la cavité est obtenue grâce aux réflexions de Fresnel de l'ordre de 4% ayant lieu au niveau des clives à  $0^\circ$  des extrémités des fibres des PC. Puisque les deux miroirs constituant la cavité sont

de faible réflectivité, le laser possède deux sorties (OC-1 et OC-2). Étant donnée la symétrie du dispositif expérimental de la [Figure 5.7](#) (aux pertes de soudure et pertes d'insertion des PC près), les niveaux de puissance optique issus de chacune des sorties devraient être comparables.

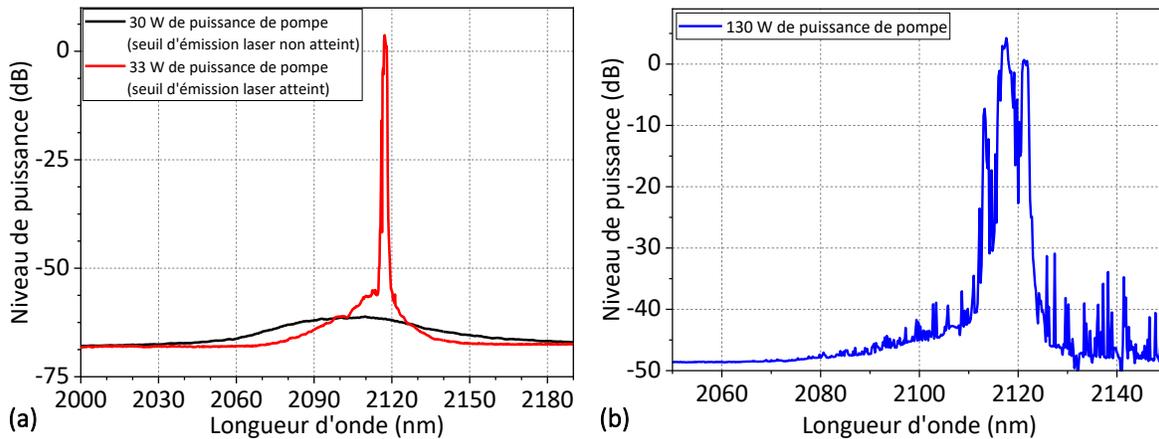


**FIGURE 5.7 :** Représentation schématique du montage expérimental de la source laser monolithique à fibre co-dopée  $Tm^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$  en architecture d'oscillateur unique en configuration de cavité de Fresnel. Les soudures optiques sont représentées par des points rouges.

La [Figure 5.8](#) montre le spectre du signal de sortie du laser dans la configuration de cavité de Fresnel (voir [Figure 5.7](#)) pour différents niveaux de puissance de pompe à 793 nm injectée dans la fibre active autour du seuil d'émission laser ([Figure 5.8a](#)) et bien au-delà ([Figure 5.8b](#)). À 30 W de puissance de pompe injectée, juste en dessous du seuil d'émission laser, nous pouvons voir le spectre d'ASE émis par la source laser. Cependant, juste au-dessus du seuil d'émission laser, à 33 W de puissance de pompe injectée, nous pouvons constater l'apparition d'un pic d'émission laser à 2118 nm. À une puissance de pompe injectée de 130 W on peut observer que le pic laser s'élargit en restant centré à 2118 nm ([Figure 5.8b](#)). On remarque que cette émission laser autour de 2,12  $\mu m$  correspond à la longueur d'onde centrale des pics secondaires observés sur les [Figure 3.13](#) et [Figure 4.16b](#). Ainsi, lorsque la longueur d'onde d'émission n'est pas imposée par un FBG, l'émission naturelle de la source laser, correspondant à la position spectrale du maximum de gain de la fibre active lorsque celle-ci fait 10 m de long, se situe autour de 2,12  $\mu m$ . Par conséquent, les pics secondaires observés autour de 2,12  $\mu m$  à la sortie de la source laser (dans la configuration avec le FBG décrite à la [Figure 3.1](#)) pourraient être dus à la présence du gain maximal de la fibre à cette longueur d'onde. Cette conclusion suggère que le rendement différentiel du laser peut être amélioré en utilisant un FBG à 2,12  $\mu m$  au lieu de 2,09  $\mu m$ , ou en utilisant une longueur de fibre adaptée afin d'avoir le gain d'absorption maximum à la même longueur d'onde que la réflectivité du FBG. Cette hypothèse sera vérifiée dans la [section 5.3.2](#).

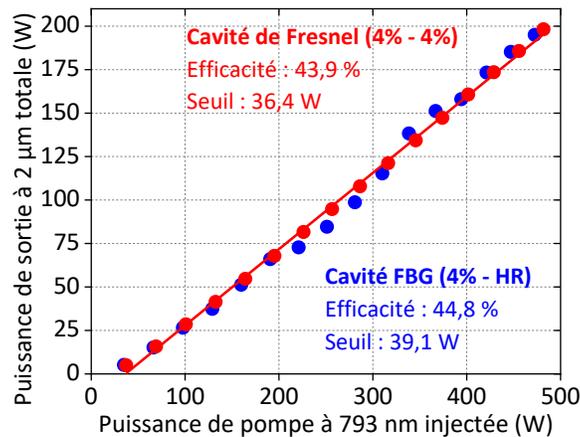
La puissance de sortie à 2  $\mu m$  pour les deux architectures laser : avec FBG (résultats préalablement présentés en [section 4.4](#) dans la [Figure 4.14](#)) et en cavité de Fresnel, est représentée sur la [Figure 5.9](#). En configuration de cavité de Fresnel, une puissance de sortie maximale de 198 W a été obtenue à 2,12  $\mu m$ , avec un rendement différentiel de 43,9 %. La puissance de sortie a été calculée en additionnant la puissance de sortie totale des deux OCs. Pour rappel, avec le FBG dans la cavité, et après les optimisations des

## 5.2. Mise en évidence de la présence d'une cavité secondaire



**FIGURE 5.8** : Spectre d'émission en échelle logarithmique en sortie OC-2 de la source laser en cavité de Fresnel (sans FBG) mesuré à 30 W et 33 W de puissance de pompe injectée autour du seuil d'émission laser (a) et à 130 W de puissance de pompe injectée (b).

soudures, nous avons obtenu 195 W de puissance à 2,09  $\mu\text{m}$  en sortie de l'OC pour un rendement différentiel de 44,8 % (voir section 4.4). Les deux architectures présentent donc des résultats similaires en matière de puissance de sortie à 2  $\mu\text{m}$  et de rendement différentiel. En revanche, on peut noter que l'évolution de la puissance observée avec la cavité de Fresnel ne présente plus le léger décrochement par rapport à l'interpolation linéaire qui était observé avec la cavité FBG.



**FIGURE 5.9** : Puissance de sortie totale du laser à 2  $\mu\text{m}$  en fonction de la puissance de pompe injectée à 793 nm pour la cavité en configuration de Fresnel, somme en sortie des deux OC (points rouges) et la cavité avec FBG (points bleus).

On peut s'interroger sur le fait que remplacer un FBG de réflectivité 80 % par une clive qui implique une réflectivité de seulement 4 % change peu la puissance totale

générée à  $2\ \mu\text{m}$ , le rendement différentiel du laser et son seuil d'émission. Cela peut majoritairement s'expliquer par le fait que le gain du laser est suffisamment élevé pour que les coefficients de réflexion de la cavité n'aient qu'une influence minimale sur l'efficacité globale du laser.

Ces expérimentations faites en cavité de Fresnel ont permis de découvrir que la source laser émet naturellement à  $2,12\ \mu\text{m}$ , en raison du gain maximal de la fibre, quand la longueur d'onde d'émission n'est pas imposée par un FBG. Les études de transmission du FBG et en cavité de Fresnel permettent de formuler l'hypothèse suivante : une seconde cavité formée par la clive droite de l'extrémité de la fibre du FBG et l'OC, dans laquelle la longueur d'onde n'est pas imposée, coexiste avec la cavité principale formée par le FBG et l'OC. Un travail d'étude afin de confirmer cette hypothèse est présenté dans la partie suivante.

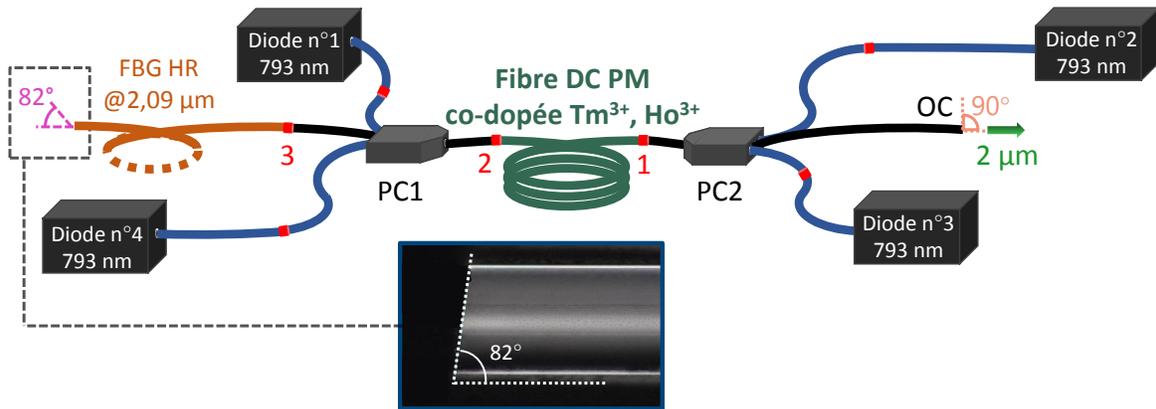
### 5.3 Suppression des effets de la cavité parasite

L'étude réalisée à partir d'une configuration du laser en cavité de Fresnel présentée dans la partie précédente avait pour objectif de trouver l'origine physique de l'apparition des pics secondaires observés à  $2,12\ \mu\text{m}$  en sortie du laser. Celle-ci a permis de formuler l'hypothèse selon laquelle une cavité parasite formée par la clive à  $0^\circ$  de l'extrémité de la fibre sur laquelle est inscrit le FBG et l'OC était la source de l'apparition des pics secondaires à  $2,12\ \mu\text{m}$ . Cette partie a pour objet de présenter les expérimentations menées dans le but de confirmer cette hypothèse.

#### 5.3.1 Clive de l'extrémité de la fibre du FBG à $8^\circ$

La suppression de la cavité parasite passe par la suppression du retour de la lumière réfléchi par l'interface verre-air à l'extrémité de la fibre du FBG (4% de réflexion de Fresnel) dans la fibre. La solution pour réaliser cela est de cliver l'extrémité de la fibre du FBG avec un angle. Cela n'empêche pas la réflexion de Fresnel de se produire, mais impute à la lumière réfléchi un angle dépassant l'angle limite de réflexion totale du cœur de la fibre, empêchant ainsi sa propagation dans le cœur. La valeur choisie de l'angle est de  $8^\circ$ , il s'agit d'une valeur standard (qu'on retrouve notamment pour les connecteurs de fibres FC/APC) qui permet d'atteindre une suppression de l'ordre de 60 dB des retours dans le cœur de la fibre. En réalité, pour des fibres à faible ON, comme celles que j'utilise, un angle inférieur suffit à supprimer les retours de signal dans le cœur de la fibre.

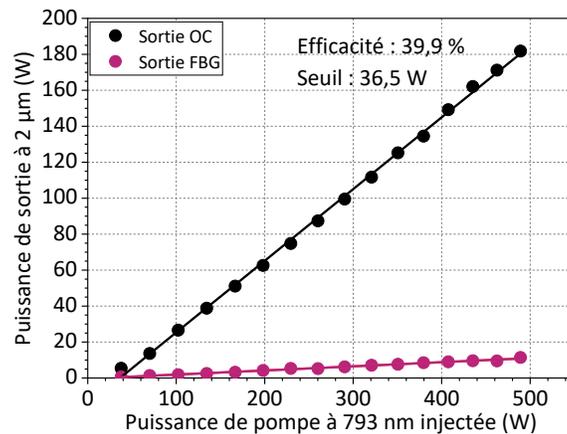
Le montage expérimental de la source laser à  $2\ \mu\text{m}$  avec l'extrémité de la fibre du FBG clivée à  $8^\circ$  est représenté sur la [Figure 5.10](#). Le dispositif expérimental comprenant la source laser et sa caractérisation (décrit dans la [section 3.4](#)) est identique à celui de la section précédente, excepté la clive de la fibre du FBG, précédemment à  $0^\circ$  et maintenant à  $8^\circ$ .



**FIGURE 5.10** : Représentation schématique du montage expérimental de la source laser avec l'extrémité de la fibre du FBG clivée à  $8^\circ$ . La fibre sur laquelle est inscrit le FBG est représentée en orange. Les soudures optiques sont représentées par des points rouges. En insert une photographie au microscope d'une vue longitudinale de l'extrémité de la fibre du FBG clivée à  $8^\circ$ .

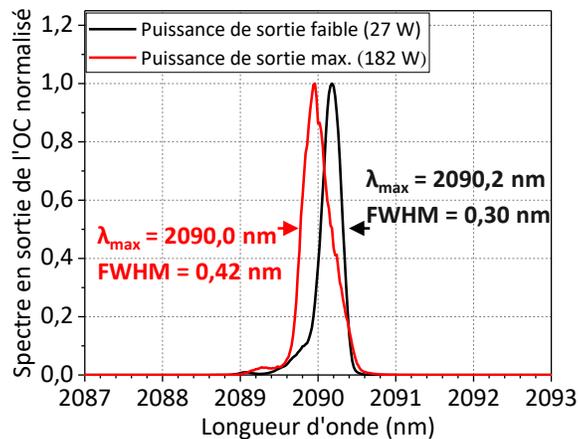
Les mesures de la puissance à  $2\ \mu\text{m}$  en sortie de l'OC et en sortie de la fibre (clivée à  $8^\circ$ ) sur laquelle est inscrit le FBG en fonction de la puissance de pompe à  $793\ \text{nm}$  injectée sont présentées dans la [Figure 5.11](#). Une puissance maximale de  $181,8\ \text{W}$  à  $2\ \mu\text{m}$  a été obtenue en sortie de l'OC pour un rendement différentiel de  $39,9\%$  et un seuil d'émission laser de  $36,5\ \text{W}$ . En sortie de la fibre du FBG, une puissance maximale de  $11,4\ \text{W}$  à  $2\ \mu\text{m}$  a été mesurée. En comparaison avec les mesures de puissance effectuées avec l'extrémité de la fibre du FBG clivée à  $0^\circ$  (voir [Figure 5.2](#)), on constate une augmentation de la puissance à  $2\ \mu\text{m}$  en sortie l'OC de  $35,7\ \text{W}$  et une diminution de  $32,0\ \text{W}$  en sortie du FBG. La puissance totale de sortie à  $2\ \mu\text{m}$  de la source laser (la somme de la sortie OC et FBG) est donc relativement similaire dans les deux configurations avec  $189,5\ \text{W}$  et  $193,2\ \text{W}$ , pour une clive à  $0^\circ$  et  $8^\circ$  de la fibre du FBG, respectivement. On note également que pour les deux sorties on observe une évolution de la puissance plus linéaire en comparaison aux précédentes caractérisations de la source laser avec l'utilisation d'un FBG (voir [Figure 3.11](#), [Figure 4.14](#) et [Figure 5.2](#)).

Les mesures du spectre d'émission en sortie de l'OC du laser, après la clive à  $8^\circ$  de l'extrémité du FBG, sont présentées dans la [Figure 5.12](#), l'une à faible puissance ( $27\ \text{W}$ ) et l'autre à la puissance maximale ( $182\ \text{W}$ ). À  $27\ \text{W}$ , le spectre présente une longueur d'onde centrale de  $2090,2\ \text{nm}$  pour une largeur FWHM de  $0,30\ \text{nm}$ . À  $182\ \text{W}$ , le spectre est mesuré avec une largeur FWHM de  $0,42\ \text{nm}$  autour d'une longueur d'onde centrale de  $2090,0\ \text{nm}$ . On constate un faible élargissement et décalage spectral, respectivement de  $0,2\ \text{nm}$  et  $0,12\ \text{nm}$ , lors de la montée en puissance de  $27\ \text{W}$  jusqu'à  $182\ \text{W}$  à  $2\ \mu\text{m}$ . Ces résultats sont, en termes de longueur d'onde centrale, largeur spectrale, décalage et élargissement spectral, similaires à ceux obtenus avec l'extrémité de la fibre du FBG à faible pente thermique clivée à  $0^\circ$  (voir [Figure 5.3](#) de la [section 5.2.2](#)). On constate que le faible décalage spectral lors de la montée en puissance se dirige vers les plus petites



**FIGURE 5.11 :** Puissance de sortie à 2 µm mesurée en sortie de l'OC (points noirs) et en sortie du FBG (points violets) en fonction de la puissance de pompe à 793 nm après clive à 8° de l'extrémité de la fibre du FBG.

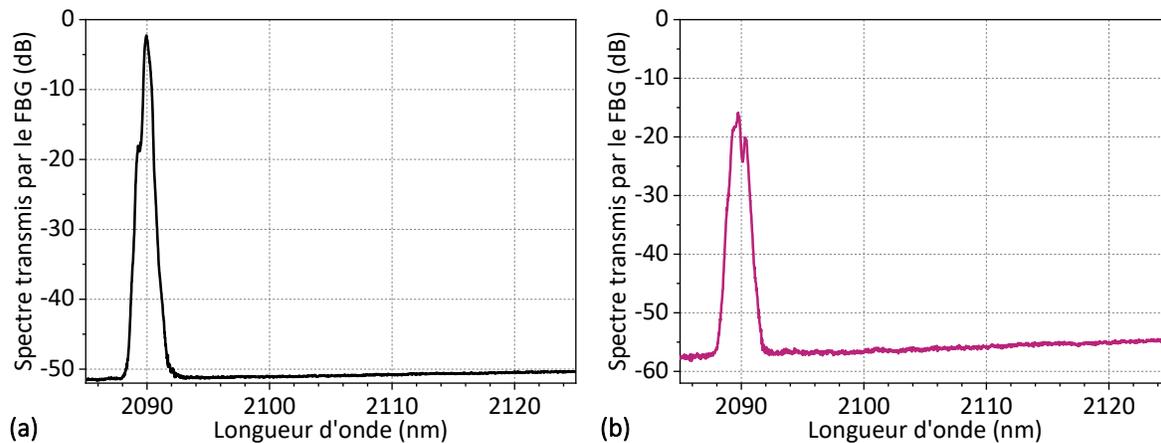
longueurs d'onde. Cela semble indiquer que d'autres facteurs interviennent (légèrement) dans la position spectrale du pic mesurée, par exemple un saut de mode ou une erreur de répétabilité de la mesure, et confirmer que l'échauffement du FBG a maintenant un impact négligeable sur le décalage spectral.



**FIGURE 5.12 :** Spectre d'émission normalisé en sortie de l'OC du laser à différents niveaux de puissance sur une bande spectrale de 7 nm (en noir : 27 W ; en rouge : 182 W).

Les analyses spectrales sur une large bande de mesure (2085 nm – 2125 nm) en sortie de l'OC et du FBG sont présentées dans la [Figure 5.13](#). Ces mesures, représentées en échelle logarithmique, permettent de constater qu'il n'y a plus aucune composante spectrale autour de 2,12 µm, que ce soit en sortie de l'OC ([Figure 5.13a](#)) ou du FBG ([Figure 5.13b](#)). Ces résultats spectraux, en cohérence avec les mesures de la puissance en sortie de l'OC et du FBG, prouvent qu'il y avait bien une cavité parasite générant une amplification sur la longueur d'onde du gain maximum de la fibre et que celle-ci

provenait de la réflexion à l'extrémité de la fibre du FBG.

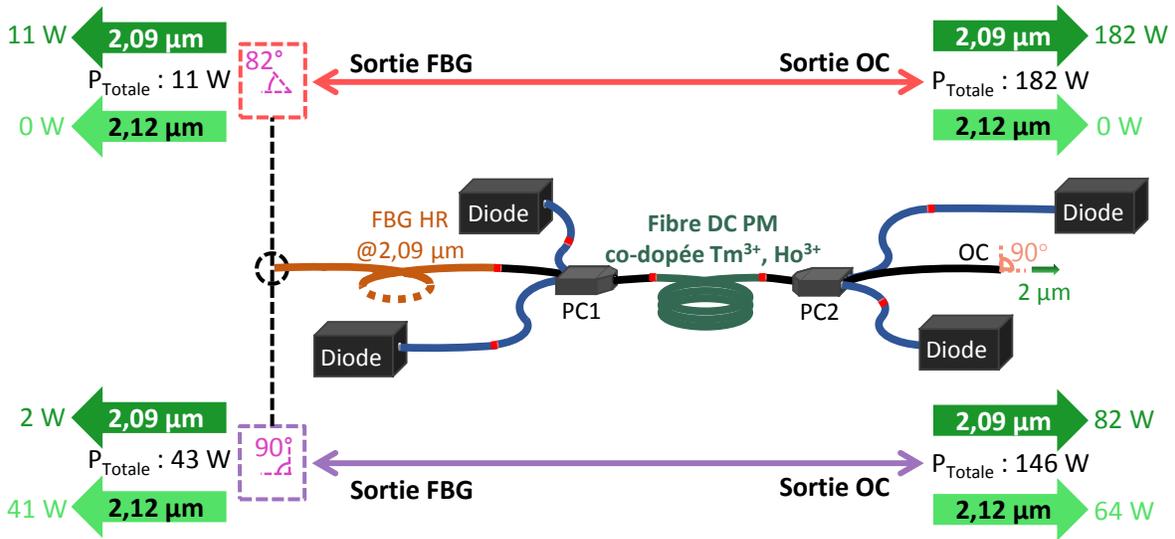


**FIGURE 5.13 :** Spectre d'émission du laser à fibre à la puissance maximale mesuré sur une large bande spectrale de 40 nm en échelle logarithmique en sortie de l'OC (a) et en sortie du FBG (b).

Un récapitulatif des résultats de mesure de puissance obtenus en sortie de l'OC et du FBG du laser pour une clive de l'extrémité de la fibre du FBG à  $0^\circ$  et à  $8^\circ$  sont présentés dans la [Figure 5.14](#). La clive à  $8^\circ$  donne lieu à l'élimination totale de la puissance à  $2,12 \mu\text{m}$ , correspondant aux pics secondaires, en sortie de l'OC et du FBG et permet de plus d'augmenter la puissance totale en sortie de l'OC (143 W à 182 W) et de la diminuer en sortie du FBG (43 W à 11 W).

Pour rappel, avec la version du laser présentée en [section 5.2](#) (avec la clive de la fibre du FBG à  $0^\circ$ ), 34 % de la puissance du signal en sortie de l'OC provenait des pics secondaires à  $2,12 \mu\text{m}$  ([Figure 5.4](#)). Cette proportion de puissance à  $2,12 \mu\text{m}$  est plus importante que celles qui ont été mesurées lors des caractérisations de la source avec le précédent FBG à forte pente thermique, présentées dans les sections [3.5.2](#) et [4.3](#). En effet, celles-ci étaient de 3 % et 4 %, voir [Figure 3.13](#) et [Figure 4.16b](#), respectivement.

La comparaison de ces résultats avec l'étude de la suppression de la cavité parasite indique que la version de la source laser avec le précédent FBG était moins impactée par la cavité secondaire. Ce phénomène peut s'expliquer par l'hypothèse suivante : l'angle de la clive de la fibre du précédent FBG (à forte pente thermique), qui n'a pas été mesurée au moment de sa réalisation, n'était peut-être pas proche de  $0^\circ$ . En effet, malgré l'optimisation du programme de clive afin d'avoir un angle le plus proche possible de  $0^\circ$ , il existe une incertitude sur cet angle qui est principalement due aux contraintes mécaniques pouvant exister dans la fibre lors de sa clive et aux dispositifs de mesure de cet angle qui donnent une valeur peu fiable. Il est également possible que lors d'un impact accidentel avec une optique l'extrémité de la fibre clivée se soit suffisamment dégradée pour perdre ses propriétés de réflexion vers le cœur. Néanmoins la puissance en sortie du FBG n'ayant pas été mesurée lors des caractérisations avec le précédent FBG, il est difficile de conclure sur ce phénomène sans expérimentations



**FIGURE 5.14** : Récapitulatif des résultats de mesure de puissance obtenus en sortie de l’OC et du FBG pour les deux configurations : clive de l’extrémité de la fibre du FBG 2,09  $\mu\text{m}$  à faible pente thermique à  $0^\circ$  et  $8^\circ$ .

complémentaires. De plus, il est remarquable que, contrairement à la proportion des pics secondaires, la non-linéarité de l’évolution de la puissance est similaire entre ces expérimentations. Au vu de ces résultats, on peut supposer que le comportement non linéaire de l’évolution de la puissance avec la clive à  $0^\circ$  était probablement le fruit d’une compétition entre deux cavités lasers émettant simultanément à 2,12  $\mu\text{m}$  et 2,09  $\mu\text{m}$ .

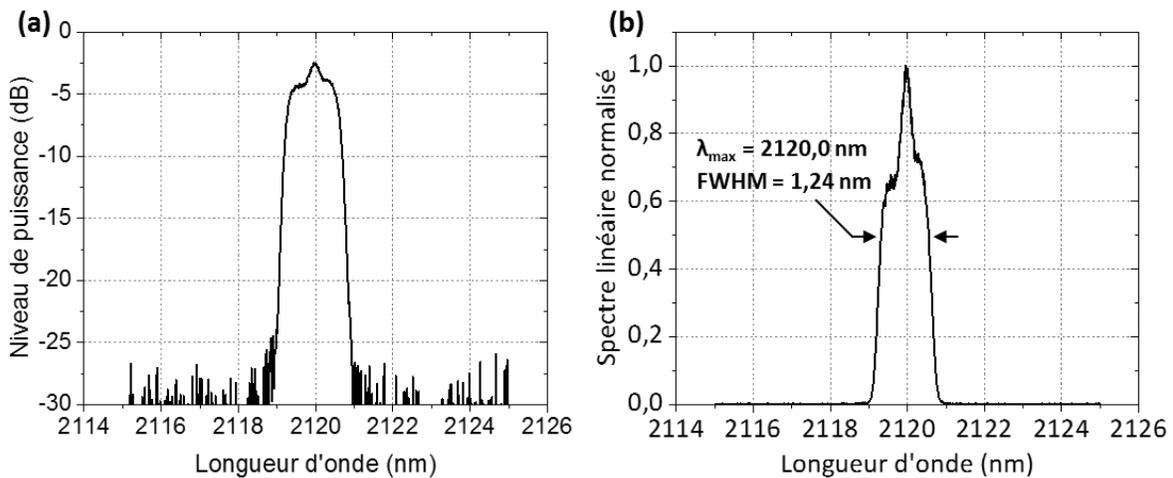
### 5.3.2 Étude de l’adaptation de la réflectivité du FBG et du gain de la fibre

Nous avons vu dans la partie précédente que la suppression de la cavité parasite, par la réalisation d’une clive à  $8^\circ$  de l’extrémité de la fibre du FBG, a permis de régler les problèmes d’apparition de pics secondaires à 2,12  $\mu\text{m}$ , et d’évolution non linéaire de la puissance en permettant ainsi une augmentation de la puissance à 2  $\mu\text{m}$  en sortie de l’OC. Une autre solution consiste à adapter la longueur d’onde d’émission correspondant au gain maximum de la fibre active à la longueur d’onde de réflectivité du FBG. Puisque le laser émet naturellement à une longueur d’onde donnée en fonction de la longueur de la fibre active [34] (voir section 1.3.2.3), on peut ainsi espérer amplifier davantage l’émission à la longueur d’onde imposée par le FBG pour obtenir un système plus efficace, en empêchant une amplification parasite à une longueur d’onde non réfléchiée par le FBG. Cette partie a pour objectif de présenter les résultats d’adaptation dans deux configurations : (i) l’adaptation du FBG au gain de la fibre de 10 m par l’utilisation d’un FBG centré à 2,12  $\mu\text{m}$  ; (ii) le raccourcissement de la fibre active pour adapter la position spectrale de son gain à celle du FBG centré à 2,09  $\mu\text{m}$ . Chacune de

ces configurations a été éprouvée avec une clive de l'extrémité de la fibre du FBG à un angle de  $0^\circ$  et à un angle de  $8^\circ$ .

### 5.3.2.1 Adaptation du FBG au gain de la fibre de 10 m

Comme nous l'avons vu dans la [section 5.2.1](#), la mesure de l'émission spectrale naturelle du laser quand celui-ci n'est pas imposé en longueur d'onde par un FBG (voir [Figure 5.8](#)) a permis de déterminer que la longueur de 10 m de fibre active utilisée dans le laser possède un gain maximum autour de  $2,12 \mu\text{m}$ . La première expérimentation présentée ici a pour but de faire coïncider la longueur d'onde de réflectivité du FBG avec la longueur d'onde correspondant au gain maximum de la longueur de fibre active de 10 m. Pour cela, un FBG présentant une réflectivité à  $2120,0 \text{ nm}$  à plus de 99% pour une largeur FWHM de  $0,23 \text{ nm}$  en échelle linéaire et lumière non polarisée a été utilisé. Le spectre optique réfléchi du FBG en échelle logarithmique pour une lumière non polarisée est présenté dans la [Figure 5.15](#).

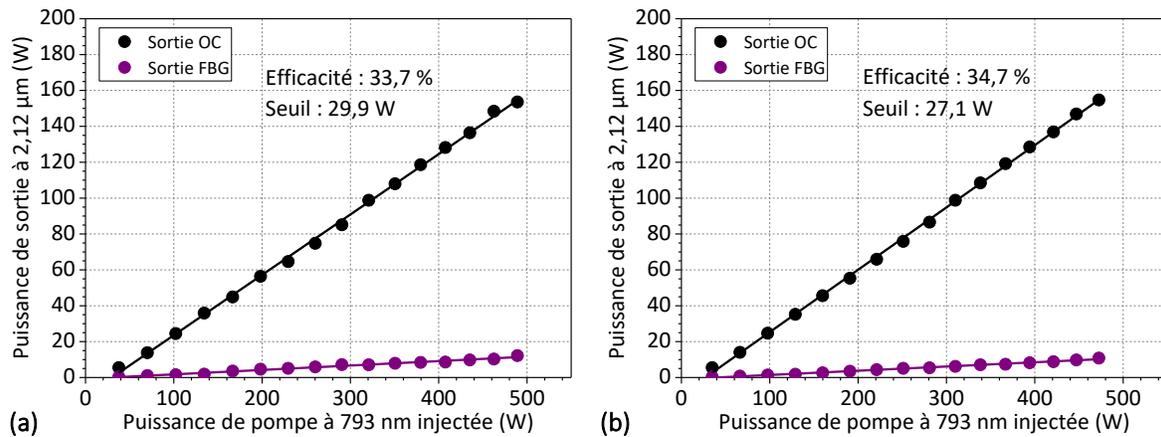


**FIGURE 5.15 :** Spectre optique réfléchi par le FBG à  $2,12 \mu\text{m}$  fourni par *iXblue Photonics* en échelle logarithmique (a) et en échelle linéaire normalisée (b).

La plateforme de fusion LZM-100 utilisée jusqu'alors pour toutes les soudures présentées dans ce manuscrit n'étant pas disponible au moment de ces expériences d'adaptation, la soudure entre la fibre du FBG à  $2,12 \mu\text{m}$  et la fibre DC du PC1 a été réalisée avec une soudeuse FSM-100P+ à arc électrique. Toutes deux développées par *Fujikura*, leur fonctionnement est très similaire dans la mesure où l'arc électrique remplace le faisceau laser afin d'échauffer les extrémités des fibres. En revanche, le programme de soudure pour le FBG n'a pas bénéficié du même niveau d'optimisation que pour celui de la LZM. Cette information est à prendre en compte pour l'interprétation des résultats de cette expérimentation.

La [Figure 5.16](#) présente les mesures de la puissance à  $2 \mu\text{m}$  en sortie de l'OC et en sortie du FBG à  $2,12 \mu\text{m}$  en fonction de la puissance de pompe à  $793 \text{ nm}$  injectée pour

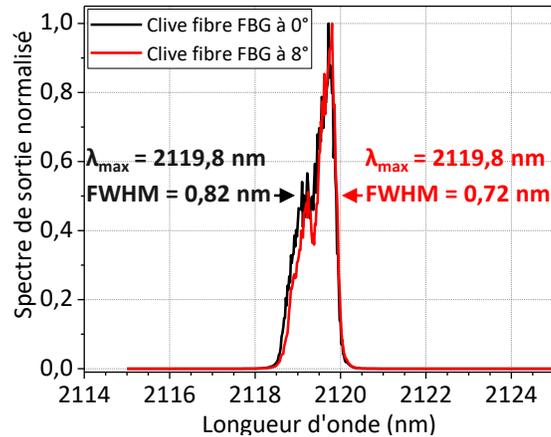
une clive de l'extrémité du FBG à  $0^\circ$  (a) et à  $8^\circ$  (b). Dans la configuration avec la clive de la fibre du FBG à  $0^\circ$ , une puissance maximale de 153,6 W à  $2\ \mu\text{m}$  a été obtenue en sortie de l'OC pour un rendement différentiel de 33,7 % et un seuil d'émission laser de 29,9 W. À la sortie de la fibre du FBG, une puissance maximale de 12,2 W à  $2\ \mu\text{m}$  a été mesurée. Pour la configuration avec le clivage à  $8^\circ$ , des résultats légèrement meilleurs ont été obtenus avec en sortie de l'OC une puissance maximale de 154,7 W à  $2\ \mu\text{m}$ , un rendement différentiel de 34,7 % et un seuil de 27,0 W, avec en sortie du FBG 10,8 W de puissance maximale à  $2\ \mu\text{m}$ . On note que, quelle que soit la configuration ( $0^\circ$  et  $8^\circ$ ), une importante perte de puissance en sortie de l'OC est observée en comparaison à la précédente mesure de puissance avec le FBG à  $2,09\ \mu\text{m}$  avec une clive à  $8^\circ$  (voir Figure 5.11). Ceci est sans doute attribuable, du moins en partie, aux soudures non parfaitement optimisées qui ont été effectuées avec la soudeuse à arc FSM-100P+. De plus, dans la Figure 5.16b on observe toujours une très légère non-linéarité dans la pente avec la configuration en  $8^\circ$  même si elle apparaît plus faible que à  $0^\circ$ .



**FIGURE 5.16 :** Puissance de sortie à  $2\ \mu\text{m}$  mesurée en sortie de l'OC (points noirs) et en sortie du FBG (points violets) en fonction de la puissance de pompe à 793 nm avec l'extrémité de la fibre du FBG à  $2,12\ \mu\text{m}$  clivée à  $0^\circ$  (a) et clivée à  $8^\circ$  (b).

Les mesures spectrales en sortie de l'OC sont présentées dans la Figure 5.17 pour une clive de l'extrémité de la fibre du FBG à  $0^\circ$  (a) et à  $8^\circ$  (b). Dans la configuration avec la clive à  $0^\circ$ , le spectre mesuré, de largeur FWHM de 0,82 nm, possède une longueur d'onde centrale de 2119,8 nm à la puissance maximale. Avec une clive à  $8^\circ$ , le spectre présente une longueur d'onde centrale de 2119,8 nm et une largeur FWHM de 0,72 nm à la puissance maximale. On n'observe pas de différence remarquable entre ces deux résultats pour lesquels la longueur d'onde centrale du laser mesurée est proche de la longueur d'onde centrale de réflectivité du FBG (2120,0 nm) et la largeur FMHW est supérieure à la largeur du spectre optique réfléchi annoncée du FBG (0,23 nm). Un second pic, à gauche du pic principal et environ moitié moins puissant, est présent sur l'ensemble des mesures effectuées à différentes puissances, aussi bien avec une clive à  $0^\circ$  qu'avec une clive à  $8^\circ$ . Celui-ci pourrait être dû à la réflectivité du FBG non uniforme

sur toute sa bande ou bien à une signature persistante de l'émission naturelle du laser dont on a vu précédemment qu'elle s'exprimait par de multiples raies de longueurs d'onde proches.



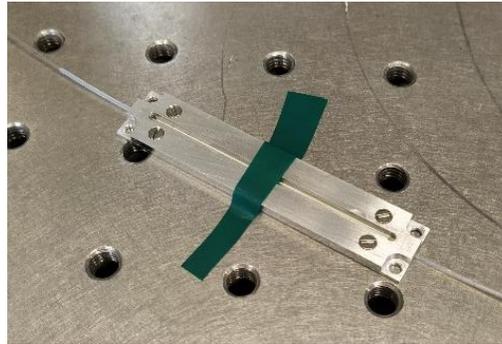
**FIGURE 5.17** : Spectre d'émission normalisé en sortie de l'OC du laser sur une bande spectrale de 11 nm pour un angle de clive de l'extrémité de la fibre FBG à 2,12  $\mu\text{m}$  de 0° (courbe noire) et 8° (courbe rouge).

Ces résultats montrent qu'il n'y a pas de perturbations dues à une cavité parasite lorsque la réflectivité du FBG est adaptée au gain de la fibre active. De plus, on remarque que, malgré la non-optimisation des soudures intracavité pour cette version du laser, le fait d'adapter le FBG au gain maximum de la fibre apporte peu d'améliorations en termes de puissance et de rendement différentiel.

### 5.3.2.2 Adaptation de la longueur de la fibre au FBG à 2,09 $\mu\text{m}$

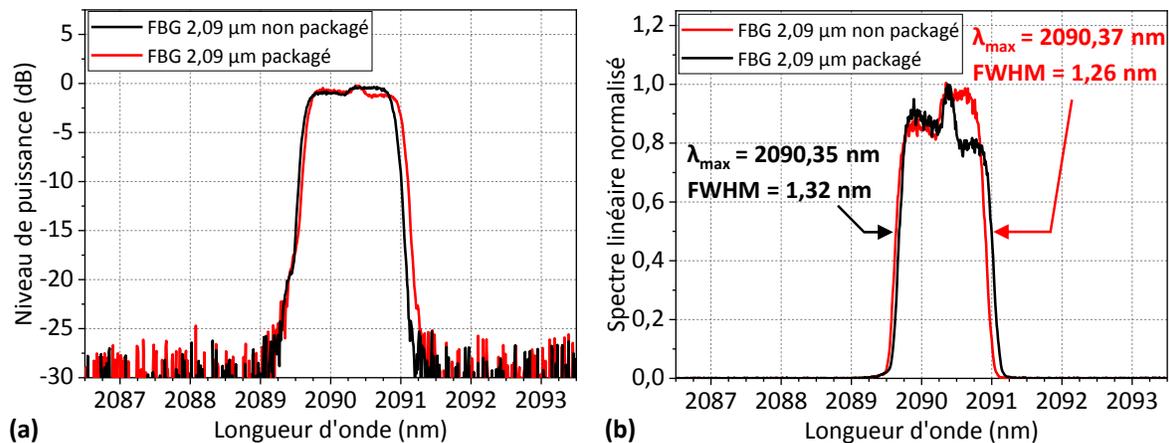
La seconde expérimentation a consisté cette fois à adapter la longueur d'onde correspondant au gain maximum de la fibre à la longueur d'onde de réflectivité du FBG à 2,09  $\mu\text{m}$  précédemment utilisé. Conformément aux précédents travaux de développement de source laser fibrée à l'ISL avant ma thèse, qui impliquaient la même fibre active, la longueur de fibre pour faire correspondre le gain maximum à 2,09  $\mu\text{m}$  doit être de 5 m [45]. L'adaptation de cette longueur d'onde, en utilisant la même fibre active, se fait donc par la diminution de sa longueur à 5 m.

Le FBG à 2,09  $\mu\text{m}$  utilisé pour cette expérimentation est semblable au précédent FBG à 2,09  $\mu\text{m}$ , décrit dans la [section 5.2.2](#) mais a la particularité d'être encapsulé dans un support métallique destiné à la dissipation de chaleur liée à son échauffement à haute puissance, comme on peut le voir sur la photographie de la [Figure 5.18](#). Ce système, développé récemment par le fabricant du FBG, permet de s'affranchir d'une thermalisation par immersion dans l'eau.



**FIGURE 5.18 :** Photographie du FBG à 2,09 µm encapsulé dans son système de dissipation de la chaleur et maintenu par ruban adhésif sur la table expérimentale.

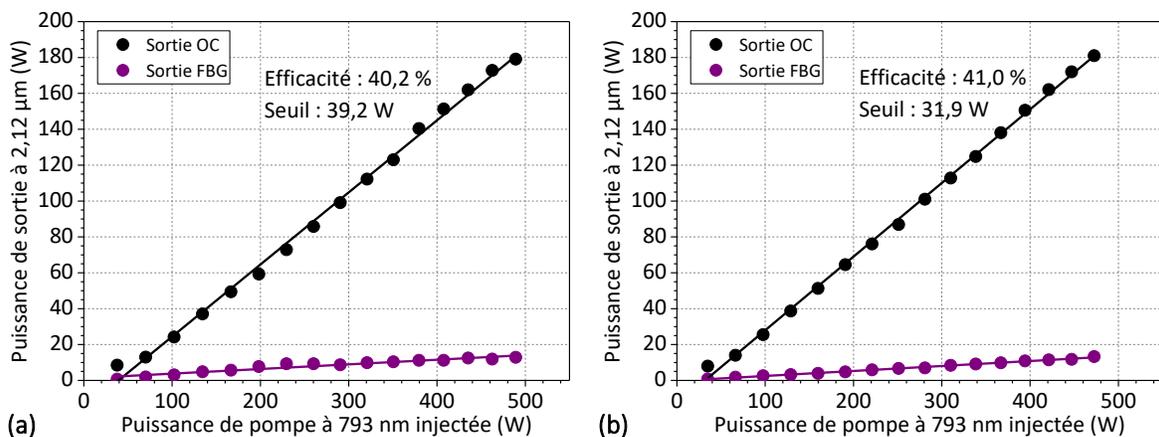
La [Figure 5.19](#) présente, en échelle logarithmique (a) et en échelle linéaire normalisée (b), le spectre optique réfléchi du FBG à 2,09 µm encapsulé, comparé au spectre optique réfléchi par le FBG à 2,09 µm non encapsulé et précédemment utilisé dans les sections [5.2.2](#) et [5.3.1](#). Le FBG packagé a sa bande de réflectivité centrée à 2090,37 nm pour une largeur FWHM de 0,30 nm. Ces caractéristiques sont très similaires à celles du FBG à 2,09 µm non encapsulé mais on peut observer que leurs bandes de réflectivité diffèrent légèrement entre elles à leur sommet.



**FIGURE 5.19 :** Spectres de réflexion des FBG à 2,09 µm non encapsulé (en noir) et encapsulé (en rouge) fournis par *iXblue Photonics* en échelle logarithmique (a) et en échelle linéaire normalisée (b).

Contrairement au FBG à 2,12 µm présenté dans la partie précédente, qui a été soudé avec la soudeuse à arc FSM-100P+, celui-ci a été implémenté dans le laser par l'utilisation de la soudeuse LZM-100. La [Figure 5.20](#) présente les mesures de la puissance à 2 µm en sortie de l'OC et en sortie du FBG à 2,09 µm en fonction de la puissance de pompe à 793 nm injectée dans la fibre active de 5 m pour une clive de l'extrémité du FBG à 0° (a) et à 8° (b). Dans la configuration avec la clive de la fibre

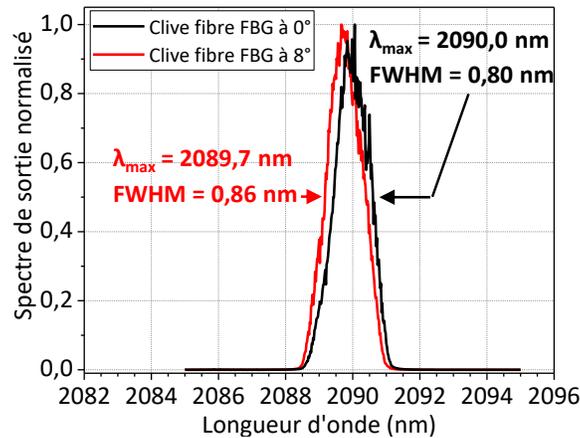
du FBG à  $0^\circ$ , une puissance maximale de 179,1 W à  $2\ \mu\text{m}$  a été obtenue en sortie de l'OC pour un rendement différentiel de 40,2% et un seuil d'émission laser de 39,2 W. Une puissance maximale de 12,9 W à  $2\ \mu\text{m}$  a été quant à elle mesurée en sortie de la fibre du FBG. Pour la configuration avec le clivage à  $8^\circ$ , des résultats légèrement meilleurs ont été obtenus avec, en sortie de l'OC, une puissance de 181,0 W à  $2\ \mu\text{m}$ , un rendement différentiel de 41,0% et un seuil de 31,9 W et avec, en sortie du FBG, 13,3 W de puissance maximale à  $2\ \mu\text{m}$ . On constate que, comme pour l'étude sur le FBG à  $2,12\ \mu\text{m}$  de la section précédente, les résultats de puissance et de rendement différentiel sont légèrement meilleurs dans la configuration avec la clive à  $8^\circ$ . En revanche, contrairement aux résultats obtenus avec le FBG à  $2,12\ \mu\text{m}$  et la longueur de fibre active de 10 m qui présentaient une puissance maximale à  $2\ \mu\text{m}$  et un rendement différentiel relativement bas (154,7 W / 34,7%), ces résultats sont équivalents à ceux qui avait été obtenus avec le FBG à  $2,09\ \mu\text{m}$  et la longueur de fibre active de 10 m (181,8 W / 39,9%), voir [Figure 5.11](#). On remarque que l'évolution de la puissance en sortie de l'OC et du FBG durant la montée en puissance est légèrement plus linéaire quand la clive est à  $8^\circ$ .



**FIGURE 5.20 :** Puissance de sortie à  $2\ \mu\text{m}$  mesurée en sortie de l'OC (points noirs) et en sortie du FBG (points violets) en fonction de la puissance de pompe à  $793\ \text{nm}$  avec la fibre du FBG à  $2,09\ \mu\text{m}$  clivée à  $0^\circ$  (a) et clivée à  $8^\circ$  (b).

Les spectres mesurés en sortie de l'OC lorsque le FBG à  $2,09\ \mu\text{m}$  encapsulé est utilisé sont présentées en [Figure 5.21](#) pour une clive de l'extrémité de la fibre du FBG à  $0^\circ$  (a) et à  $8^\circ$  (b). Pour l'angle de clive à  $0^\circ$ , le spectre mesuré présente une longueur d'onde centrale de  $2090,0\ \text{nm}$  et une largeur FWHM de  $0,80\ \text{nm}$  à la puissance maximale. Dans la configuration à  $8^\circ$ , la longueur d'onde centrale du spectre est de  $2089,7\ \text{nm}$  pour une largeur FWHM de  $0,86\ \text{nm}$  à la puissance maximale. Ces résultats montrent que, comme ce qui a été observé avec le FBG à  $2,12\ \mu\text{m}$  (voir [Figure 5.17](#)), la clive à  $8^\circ$  de l'extrémité de la fibre du FBG n'a pas d'influence particulière sur le comportement spectral du laser dans le cas d'une configuration où la réflectivité du FBG et le gain de la fibre sont en adéquation. On note que la largeur spectrale à la puissance maximale est d'environ  $0,8\ \text{nm}$  dans le cas d'une adaptation du gain de la fibre au FBG à  $2,09\ \mu\text{m}$

encapsulé et que celle-ci est d'environ 0,4 nm quand la longueur de la fibre active était de 10 m avec le FBG à 2,09  $\mu\text{m}$  non encapsulé (voir Figure 5.12). La largeur de la bande de réflectivité de ces deux FBG étant quasiment identique (voir Figure 5.19), il est difficile d'imaginer que cet écart puisse provenir de la différence de ces FBG. L'influence de l'émission naturelle du laser peut là encore être responsable de l'élargissement du spectre.



**FIGURE 5.21 :** Spectre d'émission normalisé en sortie de l'OC du laser sur une bande spectrale de 14 nm pour un angle de clive de l'extrémité de la fibre FBG à 2,09  $\mu\text{m}$  packagé de 0° (a) et 8°(b).

### 5.3.3 Conclusion sur l'existence d'une cavité parasite

Les mesures spectrales en sortie de l'OC et en transmission du FBG après la clive de l'extrémité de la fibre du FBG à 8° ont confirmé l'existence d'une seconde cavité créée par la réflexion de la lumière sur l'extrémité de la fibre du FBG quand celle-ci est clivée à 0°. La clive à 8° de l'extrémité de la fibre du FBG a permis de supprimer cette cavité et de s'affranchir des comportements parasites associés à celle-ci : pics secondaires à 2,12  $\mu\text{m}$  et évolution non linéaire de la puissance lors de la montée en puissance. Le système laser profite donc d'une amplification exclusivement à la longueur d'onde de 2,09  $\mu\text{m}$  imposée par le FBG, permettant une augmentation de la puissance à 2  $\mu\text{m}$  émise en sortie de l'OC du laser de 36 W.

Une autre solution proposée a été de faire coïncider la longueur d'onde de réflectivité du FBG avec le gain maximum de la fibre active, d'abord avec un FBG à 2,12  $\mu\text{m}$  pour correspondre à la longueur de fibre de 10 m, puis en raccourcissant la fibre à 5 m pour amener son gain maximum jusqu'à la longueur d'onde de 2090 nm. Ces expérimentations ont été effectuées dans deux configurations différentes : avec une clive de l'extrémité du FBG à 0° et une à 8°. Dans le cas de la clive à 0°, on remarque que la cavité secondaire, bien que non éliminée, n'engendre plus de perturbations de la cavité principale, à la fois par une évolution réellement linéaire de la puissance et par l'ab-

sence de pics secondaires dans le spectre d'émission. Pour la configuration de la clive à  $8^\circ$ , on constate une très légère amélioration de la puissance de sortie et du rendement différentiel du laser.

En revanche, on constate que malheureusement cette adaptation ne suffit pas à améliorer le rendement différentiel du système par rapport à une solution utilisant uniquement la clive à  $8^\circ$  sur un système possédant un FBG non adapté au gain (FBG à  $2,09\ \mu\text{m}$  avec fibre active de 10 m). Au contraire, la solution de la clive à  $8^\circ$  paraît spectralement la plus pertinente dans la mesure où elle décorrèle la longueur d'onde d'émission (souvent imposée par l'application visée) et la longueur de la fibre active qui a quant à elle des répercussions importantes. En effet, l'absorption de la pompe dépend de la longueur de la fibre active et, dans le cas que nous verrons dans le [Chapitre 6](#) où le laser fonctionne en régime impulsionnel, la durée des impulsions est régie par la longueur totale de la cavité. Ces deux contraintes font de la solution qui consiste à adapter la longueur de la fibre dopée une solution qui ne permet pas de profiter des performances optimales du système en régime impulsionnel.

Il convient donc de s'intéresser maintenant aux moyens possibles d'améliorer la qualité d'un faisceau dégradé par la présence de signal multimode dans la gaine de la fibre. Pour répondre à cette problématique, la section suivante est consacrée dans un premiers temps à la solution très répandue dans la littérature, notamment dans les systèmes MOPA, qui consiste à utiliser un extracteur de mode.

## 5.4 Étude du filtrage modal

Les extracteurs de modes ou CLS, dont l'objectif est de supprimer les modes se propageant dans la gaine, jouent un rôle important dans les systèmes laser fibrés [175]. En effet, ils constituent la solution la plus commune à l'élimination de la lumière résiduelle dans la gaine d'une fibre à double gaine, contribuant à nettoyer le faisceau de signal de sortie et à accroître la stabilité des oscillateurs et amplificateurs à fibre de forte puissance. Cette partie a pour objectif de présenter le fonctionnement d'un CLS et les expérimentations de filtrage modal menées avec l'ajout d'un CLS dans la cavité laser.

### 5.4.1 Fonctionnement d'un CLS

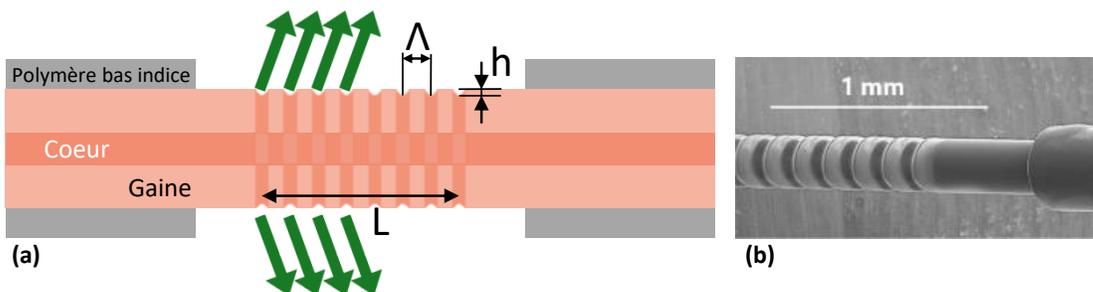
Les extracteurs de mode de gaine utilisés dans les lasers et amplificateurs à fibre de haute puissance doivent être capables de supporter des puissances optiques importantes. Il faut s'assurer que la puissance contenue dans la gaine soit extraite sur une région suffisamment étendue afin que la densité de chaleur générée ne soit pas trop importante et puisse être facilement évacuée pour éviter d'endommager l'extracteur ou tout autre élément environnant.

Il existe de nombreuses variantes de CLS qui reposent sur différents phénomènes physiques, mais on peut généralement les diviser en deux groupes : le recouvrement

de surface et l'endommagement de surface. Le recouvrement de surface est réalisé en recouvrant la gaine d'un matériau possédant un indice de réfraction plus élevé afin de guider la lumière de la gaine vers l'extérieur ou de l'absorber. Ce matériau recouvrant est communément du verre, du métal ou un gel optique [180, 181, 182]. L'endommagement de la surface consiste quant à lui à endommager la surface de la gaine par un processus mécanique, optique ou chimique afin d'éliminer la condition de réflexion totale, permettant ainsi à la lumière de se réfracter sur la surface externe de la gaine [183, 184, 185].

La première méthode, la plus traditionnelle et la plus répandue, utilise généralement un recouvrement de différents polymères organisés « en cascade » allant de l'indice de réfraction le plus bas au plus élevé de sorte que la lumière de la gaine se propage de façon progressive dans les différents polymères où elle est rejetée, permettant ainsi d'obtenir un plus faible gradient de température sur tout le dispositif [181]. La seconde méthode est généralement basée sur une microstructuration directe de la surface de la fibre par différents procédés.

La Figure 5.22a représente une vue longitudinale de la structure d'un CLS fonctionnant par microstructuration latérale. Un certain nombre de paramètres structuraux, tels que la longueur totale de la structure ( $L$ ), la profondeur de gravure laser ( $h$ ), et le pas de la structure ( $\Lambda$ ) sont choisis afin d'obtenir l'extraction de la lumière et la gestion thermique souhaitées (voir Figure 5.22a). La Figure 5.22b montre une photographie prise au microscope électronique à balayage d'un CLS fabriqué par microstructuration effectuée par un laser CO<sub>2</sub>. Il s'agit là de la méthode la plus courante de microstructuration de CLS. La méthode de microstructuration à l'inconvénient d'être plus complexe à réaliser et est plus onéreuse que le recouvrement polymérique mais présente l'avantage d'avoir une meilleure capacité de tenue à la forte puissance. Le CLS utilisé dans notre système laser dans le cadre de ces expérimentations est basé sur une technique de microstructuration.

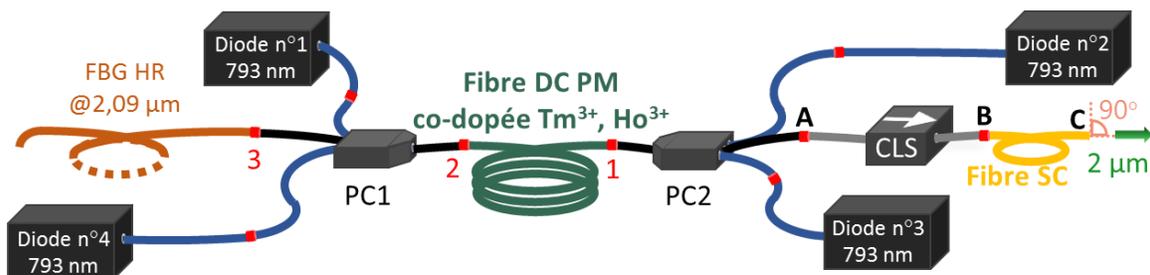


**FIGURE 5.22 :** (a) Représentation schématique en 2D de la structure d'un CLS fonctionnant par microstructuration latérale d'une fibre passive.  $L$  : longueur totale de la structure,  $h$  : profondeur de gravure laser,  $\Lambda$  : pas de la structure. Les fuites de modes se propageant dans la gaine sont représentées par des flèches vertes ; (b) Photographie prise au microscope électronique à balayage d'un CLS fabriqué selon cette technologie [175].

Les CLS, qu'ils soient réalisés par recouvrement ou par microstructuration, doivent être capable de dissiper toute la puissance qui ne sera finalement pas propagée dans la gaine. C'est là même tout l'enjeu de ces méthodes, étant entendu qu'une simple fibre SC suffit à éliminer la lumière qui ne se trouve pas dans le cœur. Pour rappel, à l'inverse d'une fibre double gaine, le revêtement d'une fibre SC possède un indice de réfraction plus haut empêchant la réflexion totale de la lumière dans la gaine. Cependant, aux niveaux de puissance de sortie atteints par notre source monolithique, une fibre SC soudée à la fibre passive DC de sortie n'est pas capable de supporter toute cette puissance. En effet, des tests effectués avec seulement une fibre SC soudée à la sortie du PC2 comme extracteur modal ont montré que l'échauffement du revêtement de celle-ci était trop important et provoquait systématiquement sa destruction malgré un refroidissement par immersion dans de l'eau à 18 °C. En revanche, si le critère d'un faisceau parfaitement monomode est vraiment majeur, l'ajout d'une fibre SC après le CLS soudé en sortie du laser peut permettre d'évacuer la lumière multimode à 2  $\mu\text{m}$  résiduelle qui n'aurait pas été précédemment filtrée par le CLS. Ces différentes configurations ont été mises en place et sont présentées maintenant.

### 5.4.2 Implémentation d'un système de filtrage modal par CLS

Le montage expérimental du laser avec la mise en place d'un filtrage modal par l'utilisation d'un CLS et d'une fibre SC est représenté sur la Figure 5.23. Il est important de mentionner que ces expérimentations de filtrage modal ont été réalisées sur une version de la source laser avec des soudures volontairement non optimisées (en utilisant des paramètres de soudure particulièrement désadaptés) pour juger les effets du CLS sur un faisceau particulièrement dégradé, sans suppression de la cavité parasite (clive de l'extrémité du FBG maintenue à 0°) et avec une limitation volontaire à la moitié de la puissance de pompe disponible.

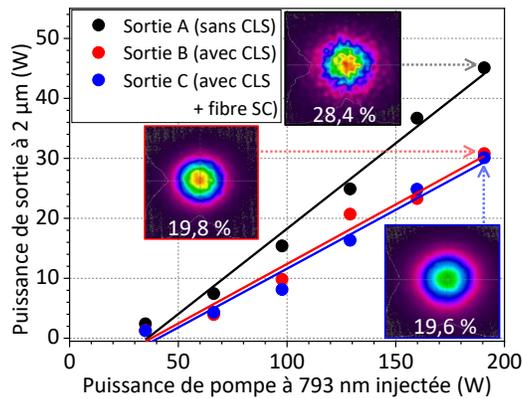


**FIGURE 5.23** : Représentation schématique du montage expérimental de la source laser monolithique à fibre dopée Tm<sup>3+</sup>, Ho<sup>3+</sup> en architecture d'oscillateur unique avec un filtrage modal de la gaine par l'utilisation d'un CLS et d'une fibre SC.

Le CLS utilisé est inscrit sur une section de fibre passive DC identique à la fibre passive du FBG et des PC (20/300  $\mu\text{m}$ ). Tout comme les combineurs décrits en section 3.4.2, le CLS est refroidi par contact thermique avec une plaque de cuivre refroidie

par un circuit d'eau. L'extrémité de la fibre d'entrée du CLS est soudée à la précédente sortie du laser (soudure A de la [Figure 5.23](#)) et l'autre est soudée à une fibre passive SC 20/300  $\mu\text{m}$  (*iXblue Photonics*) d'une longueur d'environ 1 m (soudure B de la [Figure 5.23](#)) dont l'extrémité est clivée à  $0^\circ$  afin de jouer le rôle de coupleur de sortie (4% de réflexion de Fresnel). Cette fibre SC est refroidie par immersion dans de l'eau à  $18^\circ\text{C}$  et est positionnée en aval du CLS de sorte à n'avoir qu'une faible puissance à extraire pour éviter un échauffement trop important de son revêtement.

La puissance à  $2\ \mu\text{m}$  en fonction de la puissance de pompe injectée à  $793\ \text{nm}$  et le profil transverse du faisceau à  $2\ \mu\text{m}$  à la puissance maximale en sortie de la source laser de la [Figure 5.23](#) obtenus pour différentes configurations de filtrage modal sont présentés en [Figure 5.24](#) : (i) sans filtrage modal (sortie A de la [Figure 5.23](#)) ; (ii) avec le CLS (sortie B de la [Figure 5.23](#)) ; (iii) avec le CLS et la fibre SC (sortie C de la [Figure 5.23](#)). Dans chaque configuration la sortie associée est clivée à  $0^\circ$  et les mesures sont effectuées uniquement à cette extrémité par le banc de caractérisation décrit en [section 3.3](#) ([Figure 3.1](#)). Pour la première configuration du laser, sans filtrage modal, une puissance maximale continue de  $45\ \text{W}$  à  $2\ \mu\text{m}$  a été obtenue pour une puissance de pompe injectée de  $190\ \text{W}$  à  $793\ \text{nm}$  ([Figure 5.24](#) : sortie A). Pour comparaison, avec la source optimisée pour laquelle  $195\ \text{W}$  de puissance maximale à  $2\ \mu\text{m}$  ont été obtenus (voir [Figure 4.14](#)), la puissance de sortie à  $2\ \mu\text{m}$  correspondant à  $190\ \text{W}$  de puissance de pompe injectée était de  $66\ \text{W}$ . On voit là que le fait de travailler avec une version du laser réalisée sans optimisation de soudure a encore une fois un impact important sur la puissance de sortie.



**FIGURE 5.24** : Puissance de sortie à  $2\ \mu\text{m}$  mesurée en fonction de la puissance de pompe à  $793\ \text{nm}$  injectée dans la fibre active pour configuration du laser : sans filtrage modal (sortie A) ; avec CLS (sortie B) ; et avec CLS et une fibre SC (sortie C). En insert, les profils transversaux du faisceau mesurés à la puissance maximale pour chaque configuration.

Le profil transverse du faisceau à la puissance maximale présente un important speckle. Celui-ci est visuellement plus prononcé que pour les précédents résultats des sections [3.5](#) et [4.4](#) en raison de la mauvaise qualité des soudures sur cette version de la

source laser. Pour la seconde configuration, avec l'ajout du CLS au système laser, une puissance maximale à  $2\ \mu\text{m}$  en sortie B de 30 W a été mesurée (Figure 5.24 : sortie B). On voit donc une diminution de la puissance à  $2\ \mu\text{m}$  d'environ 33 % par rapport à la configuration sans filtrage modal, indiquant par ailleurs qu'environ 33 % de la puissance à  $2\ \mu\text{m}$  se propage dans la gaine. Comme attendu, une nette amélioration du speckle sur le profil du faisceau est observable. Enfin, dans la troisième configuration, avec l'ajout d'une section de fibre SC en aval du CLS, on obtient un profil du faisceau de sortie visuellement parfaitement monomode, sans aucun speckle. Cela signifie que toute la lumière multimode résiduelle de la gaine après le CLS est extraite par la fibre SC. La puissance à  $2\ \mu\text{m}$  mesurée en sortie de la fibre SC (Figure 5.24 : sortie C) est quasiment identique à la puissance en sortie du CLS (Figure 5.24 : sortie B), indiquant qu'il ne restait qu'une faible proportion de puissance à  $2\ \mu\text{m}$  dans la gaine en sortie du CLS.

Il est important de mentionner que si ce filtrage modal avait été réalisé sur une version du laser avec des soudures mieux optimisées, les pertes de puissance à  $2\ \mu\text{m}$  induites par celui-ci auraient été inférieures à celles obtenues ici. En effet, de meilleures soudures impliquent un meilleur couplage avec moins de fuites de signal du cœur de la fibre active vers la gaine des fibres passives.

### 5.4.3 Conclusion sur le filtrage modal

L'utilisation d'un filtrage modal par l'ajout d'un CLS et d'une section de fibre SC dans la cavité du laser a permis d'éliminer le speckle présent sur le profil du faisceau. Cependant, le filtrage modal, évacuant la puissance contenue dans la gaine de la fibre, contribue nécessairement à une perte de puissance à  $2\ \mu\text{m}$  en sortie du laser. Dans notre cas, avec des soudures non optimisées, cette perte de puissance à  $2\ \mu\text{m}$  s'élève à environ 33 %. Il s'agit toutefois d'une puissance correspondant à un signal très multimode et donc divergent, qui peut se révéler difficilement exploitable quel que soit le système optique en espace libre utilisé en aval de la source laser. Ceci est particulièrement vrai pour notre application visée qui est le pompage d'un OPO à partir d'une source laser impulsionnelle à  $2\ \mu\text{m}$ .

Le filtrage modal n'est pas la seule solution envisagée pour améliorer l'allure du profil de faisceau. L'analyse de l'origine du speckle sur le faisceau au cours de ma thèse m'a permis de proposer une solution innovante afin d'empêcher la présence de cette composante multimode en sortie du laser tout en évitant une perte de puissance du signal, par la fabrication de fibres passives à piédestal.

## 5.5 Investigation sur l'utilisation d'une fibre passive à piédestal

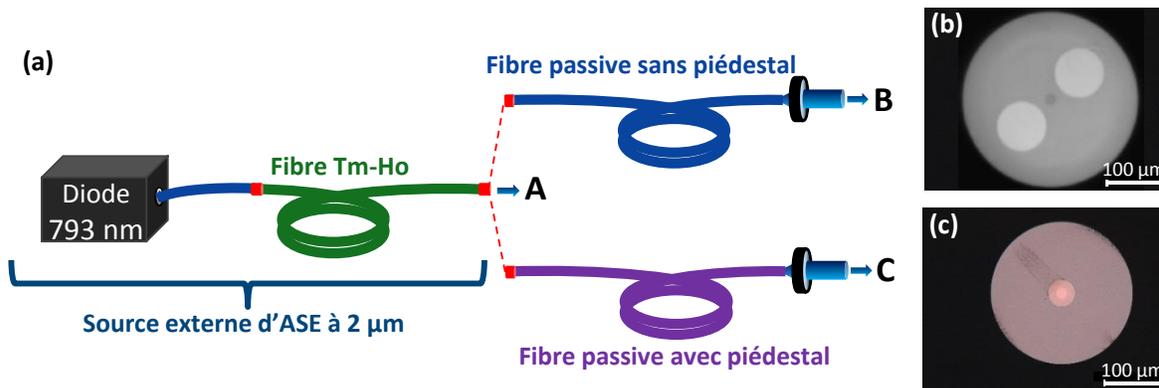
Comme la présence du speckle sur le faisceau de sortie résulte de la propagation de la lumière du piédestal de la fibre active dans la gaine de la fibre passive du combineur de pompe, une solution innovante pour supprimer le speckle consiste à ajouter un

piédestal artificiel (dans le sens où son existence n'a aucune justification physique), géométriquement identique à celui présent dans la fibre active, autour du cœur de la fibre passive utilisée dans les combineurs. Cette solution vise à conserver la puissance de  $2\ \mu\text{m}$  située dans le piédestal à travers toute la fibre laser. Le piédestal ayant un diamètre d'environ  $60\ \mu\text{m}$  dans les fibres utilisées dans cette thèse, il est nettement moins multimode que la gaine de ces mêmes fibres (de diamètre  $300\ \mu\text{m}$ ), résultant en un profil de faisceau de sortie sans ou avec peu de speckle. En comparaison à l'extraction modale présentée dans la partie précédente qui a pour rôle de traiter la conséquence du problème de lumière à  $2\ \mu\text{m}$  dans la gaine de la fibre, la solution de la fibre passive avec piédestal vise à en traiter directement la cause.

Afin d'expérimenter cette solution, des essais de soudure entre la fibre active de la source externe d'ASE décrite dans la [section 4.3](#) et un premier prototype de fibre passive avec piédestal développé par *iXblue Photonics* ont été réalisés. Il est à noter que bien que l'idée paraisse simple, il s'agit en réalité d'un vrai défi technologique de créer une fibre passive à piédestal dont surtout les paramètres géométriques coïncident parfaitement avec ceux de la fibre active associée. En effet, cette solution ne peut fonctionner que si de part et d'autre de la soudure, les fibres ont exactement la même géométrie, sans quoi une partie de la lumière du piédestal pourrait tout de même fuir vers la gaine. Dans un premier temps, *iXblue Photonics* a livré une première version de fibre passive DC à piédestal (FAP1), que j'ai pu tester dans un dispositif expérimental simple visant à comparer le profil de faisceau obtenu avec cette fibre FAP1 et avec une fibre passive DC classique, comme nous le verrons dans la [section 5.5.1](#). Ce premier test a mis en lumière le besoin de faire coïncider de manière plus drastique les paramètres opto-géométriques de la fibre active avec la fibre passive à piédestal. Après plus d'une année de travail, *iXblue Photonics* a réussi à fabriquer une deuxième version de fibre passive DC à piédestal (FAP2) dont les caractéristiques coïncidaient au mieux, notamment pour le diamètre de mode (MFD), avec celles d'une fibre active qui a également été fabriquée spécifiquement. Bien que le développement d'un laser entièrement à piédestal n'a pu être réalisé dans le cadre de cette thèse, le couple de fibres concordantes est présenté dans la [section 5.5.2](#).

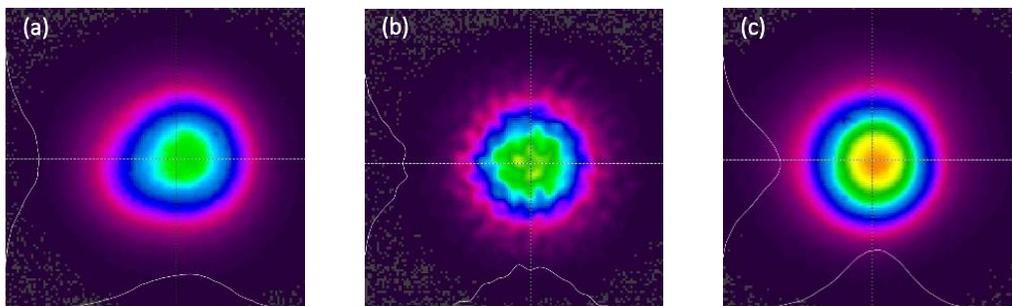
### 5.5.1 Validation du principe d'une fibre passive à piédestal

Le montage expérimental permettant l'évaluation de l'intérêt de l'utilisation d'une fibre passive avec piédestal pour résoudre les problèmes de speckle sur le profil de faisceau en sortie du laser est représenté en [Figure 5.25](#). Dans un premier temps, cette expérience consiste à souder à la sortie de la fibre active de la source d'ASE à  $2\ \mu\text{m}$  (sortie A) une fibre passive sans piédestal DC-PM-20-300 identique aux fibres du FBG et des PC utilisées dans la source laser présentée dans le [Chapitre 3](#) (voir [section 3.3](#)). Puis dans un second temps, elle nécessite de remplacer la fibre passive sans piédestal par la fibre passive avec un piédestal FAP1 dont le cœur fait lui aussi  $20\ \mu\text{m}$  mais dont la gaine fait  $250\ \mu\text{m}$ , également soudée à la sortie A.



**FIGURE 5.25 :** (a) Représentation schématique du montage expérimental pour la comparaison de la soudure de la fibre passive classique sans piédestal et de la fibre passive avec piédestal à la fibre active; (b) profil de la fibre DC passive à maintien de polarisation sans piédestal; (c) profil de la fibre FAP1.

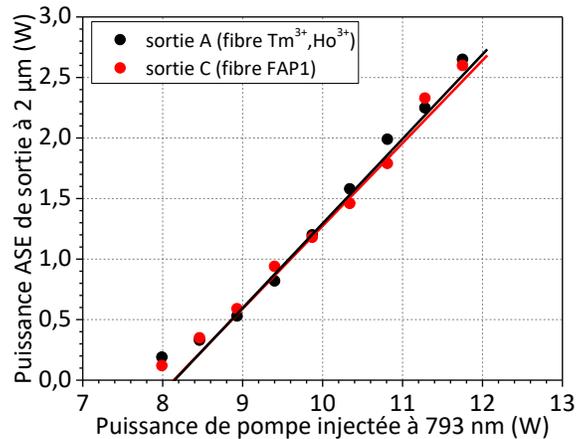
La [Figure 5.26](#) présente le profil transversal du faisceau pour différentes sorties : en sortie de la fibre active de la source externe d'ASE (position A) correspondant au faisceau de référence qui est légèrement asymétrique en raison de l'utilisation d'une densité optique endommagée pour la mesure ([Figure 5.26a](#)), en sortie de la fibre passive sans piédestal (position B) après soudure ([Figure 5.26b](#)), et en sortie de la fibre passive avec piédestal (position C) après soudure ([Figure 5.26c](#)). Le profil transversal du faisceau en sortie de la fibre passive sans piédestal ([Figure 5.26b](#)) est le profil de faisceau obtenu après optimisation des paramètres de soudure avec la méthode de soudure active présentée dans la [section 4.3](#) (voir [Figure 4.13b](#)). Pour rappel, le speckle en sortie de la source n'est pas due à une mauvaise optimisation des paramètres de soudure. Deux raisons expliquent la présence de ces composantes multimodes : d'une part le signal d'ASE présent dans le piédestal de la fibre active se propage vers la gaine de la fibre passive, et d'autre part, la différence des ON des fibres entraîne une fuite du signal du cœur de la fibre active vers la gaine de la fibre passive.



**FIGURE 5.26 :** Profils transversaux du faisceau obtenu en sortie de la fibre active avant soudure (a), en sortie de la fibre passive sans piédestal après soudure (b) et en sortie de la fibre passive avec piédestal après soudure (c).

En revanche en sortie de fibre passive avec piédestal, comme on peut le voir sur la Figure 5.26c, le faisceau ne présente aucun speckle. Dans ce cas-ci, la lumière à  $2\mu\text{m}$  provenant du piédestal de la fibre active se transfère mais reste contenu dans le piédestal de la fibre passive évitant ainsi une propagation hautement multimode au sein de la gaine.

La Figure 5.27 présente la puissance d'ASE à  $2\mu\text{m}$  mesurée en sortie directe de la source externe en fonction de l'intensité d'alimentation de sa diode de pompe à  $793\text{ nm}$  avant soudure (sortie A), et après soudure de la fibre passive avec piédestal (sortie C). Ces résultats montrent que la soudure n'induit pas de perte importante sur la puissance à  $2\mu\text{m}$ . Le signal provenant du piédestal n'est donc pas éliminé par un mécanisme de filtrage spatial semblable aux dispositifs présentés en section 5.4, mais bel et bien conservé et propagé dans le piédestal artificiel de la fibre passive. La fibre FAP1 permet de conserver l'ensemble de la puissance dans une section de diamètre plus faible et donc moins multimode, ce qui permet de diminuer le speckle et rend le faisceau plus adapté à de nombreuses applications qui nécessitent des faisceaux gaussiens non dégradés. En effet, la fréquence spatiale normalisée du piédestal étant estimée autour de 4,3, le piédestal peut propager environ une dizaine de modes LP seulement, en comparaison de la gaine dont la fréquence spatiale normalisée est de  $V = 207$  indique que plusieurs dizaines de milliers de modes peuvent se propager.



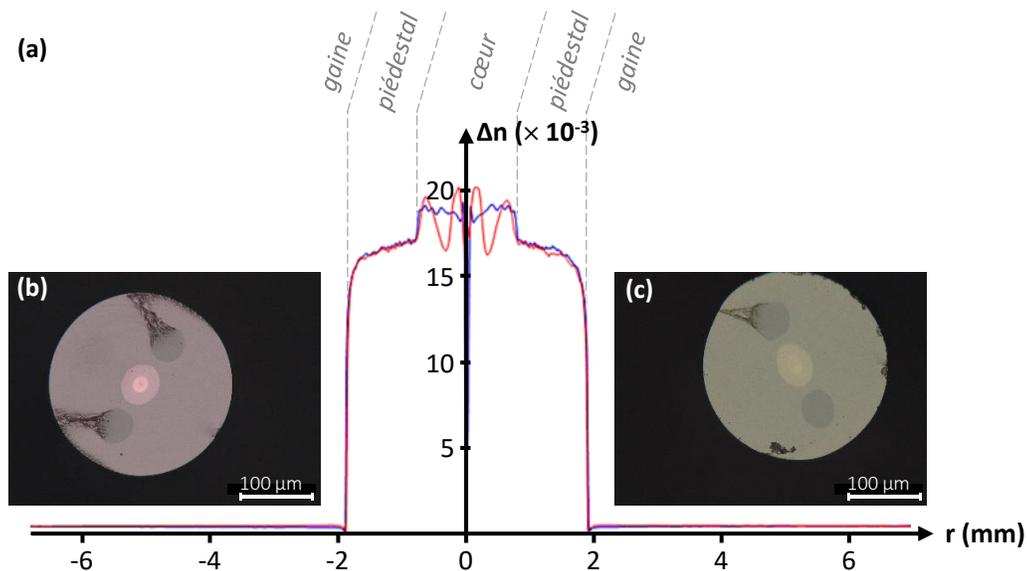
**FIGURE 5.27** : Puissance d'ASE à  $2\mu\text{m}$  mesurée en sortie de la source d'ASE en fonction de la puissance de pompe à  $793\text{ nm}$  : en sortie de la fibre active avant soudure (sortie A), et en sortie de la fibre passive avec piédestal après soudure (sortie C).

### 5.5.2 Réalisation d'une fibre passive à piédestal spécifique

Comme nous l'avons vu, l'origine de la présence de la lumière à  $2\mu\text{m}$  dans la gaine est due à la fois à la soudure et à la différence d'ON entre les fibres passives et actives qui composent le laser. La méthode proposée ici, qui consiste à faire coïncider les caractéristiques opto-géométriques des fibres, appelle donc naturellement à travailler

avec des fibres dont la géométrie est similaire mais aussi dont l'ON et le MFD sont identiques, et ce malgré le défi technologique que cela représente.

Après le premier test de la fibre FAP1 dont les dimensions étaient légèrement différentes de celles de la fibre active, *iXblue Photonics* s'est attelé à la fabrication de deux fibres parfaitement adaptées, d'une part la fibre passive à piédestal FAP2 et de l'autre la fibre active correspondante. La Figure 5.28 montre l'ajustement des indices de réfraction mesurés sur les préformes ainsi qu'une vue au microscope du résultat après fibrage.



**FIGURE 5.28 :** (a) différence d'indice de réfraction mesurée par *iXblue Photonics* sur les préformes de la fibre FAP2 (bleu) et de la fibre active correspondante (rouge); (b) profil de la fibre FAP2; (c) profil de la fibre active correspondante.

Comme on peut le voir, *iXblue Photonics* a réussi à faire correspondre les profils d'indice des deux fibres mais au prix d'une ellipticité et du cœur et du piédestal des deux fibres. De plus, on voit immédiatement sur les deux photographies (Figure 5.28b et Figure 5.28c) que les dimensions des ellipses ne sont pas exactement identiques pour les deux fibres. On peut d'ores et déjà en déduire qu'une partie de la lumière du piédestal continuera à fuir dans la gaine à la soudure. Cependant, les deux ellipses sont chacune alignées sur l'axe des barreaux de contraintes ce qui facilitera leur alignement au moment de la soudure.

Le dispositif à piédestal tout au long du laser, reposant sur l'utilisation de ce couple de fibres concordant n'a pas été développé dans le cadre de cette thèse par manque de temps pour fabriquer tous les composants fibrés (combineurs, FBG) indispensables. Il apparaît toutefois que cette solution devrait permettre de réduire considérablement le speckle en sortie du laser.

### 5.5.3 Conclusion sur le développement d'une source intégralement à piédestal

Les expérimentations de soudure d'une fibre passive avec piédestal à la fibre active d'une source d'ASE à 2  $\mu\text{m}$  ont montré une absence de speckle sur le profil du faisceau de sortie, confirmant que la lumière provenant du piédestal de la fibre active (dont l'origine est à la fois les diverses soudures entre fibres et l'ASE générée au sein de la fibre active) se transfère et se propage dans le piédestal de la fibre passive et non dans sa gaine multimode.

Ces résultats très intéressants suggèrent que l'utilisation de combineurs de pompe et d'un FBG fabriqués à partir d'une fibre passive à piédestal devrait permettre d'obtenir un profil de faisceau de sortie du laser avec beaucoup moins de composantes multimodes. Elle présente également l'avantage d'éviter une perte de puissance sur le signal, contrairement à la méthode de filtrage modal (voir [section 5.4](#)). Mieux encore, la diminution de speckle assure que la totalité de la puissance pourra servir tandis que dans le cas d'un faisceau fortement multimode, la puissance contenue dans le speckle, bien que présente, n'est pas forcément utilisable pour toutes les applications possibles d'une source laser à haute puissance.

La fibre passive à piédestal semble donc être une solution viable pour contourner la problématique du speckle, propre aux systèmes monolithiques fibrés. Pour rappel, dans le cas d'un pompage en espace libre, au moyen de miroirs et de lentilles d'injection, le seul élément fibré du système est le milieu actif, à savoir la fibre dopée dont le cœur est entouré d'un piédestal. Le faisceau en sortie de ces systèmes est donc équivalent à ce que l'on peut attendre d'un système tout fibré à piédestal intégral. On peut d'ailleurs remarquer dans ce type de système déjà développé à l'ISL par le passé [45], une sorte d'anneau autour du profil gaussien sur le faisceau de sortie, présent systématiquement en sortie de cette source. Celui-ci est sans doute le résultat de la propagation d'une partie du signal dans le piédestal. On peut alors faire l'hypothèse que l'on pourrait retrouver un profil similaire en sortie d'un système entièrement fibré avec piédestal. Ce laser à fibre tout piédestal sera développé et étudié prochainement à l'ISL.

En parallèle, *iXblue Photonics* travaille à améliorer ses procédés de fabrication pour réussir à obtenir un cœur et un piédestal circulaires sur les deux fibres, ce qui limitera les pertes et le speckle engendrés par les ellipses de diamètres différents que l'on retrouve sur la fibre FAP2 et sa fibre active associée. Une autre voie technologique possible et qui assurerait la disparition complète des modes d'ordre élevé en sortie du laser est la suppression complète du piédestal. Il est là encore question de proposer des géométries identiques pour la fibre active et la fibre passive mais en calquant cette fois-ci la structure d'une fibre passive classique. Ce serait un moyen de propager la lumière uniquement dans le cœur monomode des fibres. Cependant, comme on l'a vu dans la [section 1.3.3.3](#), le piédestal autour du cœur des fibres actives est présent pour permettre le guidage de la lumière. Si l'on veut supprimer le piédestal, il faut en réalité faire en sorte que l'ensemble de la gaine présente un indice de réfraction suffisamment haut (inférieur à l'indice du cœur d'une quantité  $\Delta n = 2 \times 10^{-3}$ ). Cette voie est également à

l'étude chez les fabricants de fibre et les méthodes actuelles de *stack-and-draw* devraient permettre d'atteindre cet objectif.

## 5.6 Conclusion du cinquième chapitre

Le recours à de nouveaux FBG de faible pente thermique fournis par *iXblue Photonics* a permis de réduire drastiquement le décalage spectral engendré par leur échauffement pendant la montée en puissance (de l'ordre de 1,2 nm à 0,1 nm) ainsi que l'élargissement de la raie principale, réduit lui aussi d'environ un facteur 10. L'analyse complète, en réflexion et en transmission, du comportement des FBG a démontré la présence d'une cavité secondaire dont la suppression a entraîné la disparition de longueurs d'onde parasites liées au gain maximal de la fibre active du système. Nous avons ainsi vu que cliver la fibre du FBG à 8° permettait de supprimer cette cavité secondaire parasite. De plus, nous avons montré qu'une adaptation de la réflectivité du FBG au gain maximum de la fibre permet également d'éliminer l'impact de la cavité secondaire sur les caractéristiques du laser et ce quel que soit l'angle de clive de la fibre du FBG.

Une étude expérimentale de la génération de speckle dans les systèmes laser fibrés a également permis de proposer diverses solutions pour défaire le profil spatial du faisceau de toutes ses composantes multimodes. Ainsi, la solution très populaire d'utiliser un CLS pour supprimer le signal propagé dans la gaine des fibres passives a permis de supprimer le speckle du faisceau en sortie mais au prix d'une diminution de la puissance de sortie : toute la puissance présente dans la gaine est définitivement éliminée alors qu'il serait préférable de réussir à diminuer les transferts vers la gaine pour augmenter la proportion de puissance utile. C'est pourquoi une solution totalement innovante, consistant à conserver la lumière du piédestal des fibres actives dans un piédestal artificiel placé dans les fibres passives a été proposée. Sa validation expérimentale a été accomplie avec succès, malgré des contraintes calendaires dues aux difficultés technologiques mais aussi au ralentissement de production en période de pandémie mondiale. Le développement d'une source complète à piédestal fait partie des perspectives de suite de ces travaux de thèse. Cette source devrait présenter très peu de speckle du fait de la propagation de la lumière dans le piédestal peu multimode. Une autre voie a enfin été proposée pour supprimer complètement les modes d'ordre élevé, consistant à développer cette fois-ci une fibre active sans piédestal.

Après toutes ces optimisations et améliorations de la source, on peut considérer la source développée en régime continu suffisamment mature pour procéder à l'étape suivante qui est de convertir ce laser en source impulsionnelle. Dans cet objectif, et puisque la durée des impulsions générées est directement proportionnelle à la longueur de la cavité, la fibre active est maintenue à 5 m (voir [section 1.5.2](#)). Dans le prochain chapitre, consacré au régime impulsionnel, nous nous intéressons aux différentes étapes de développement d'une nouvelle source semi-monolithique pour laquelle le déclenchement des impulsions est réalisé par l'ajout d'un modulateur acousto-optique (AOM) en espace libre à la sortie du laser CW tout fibré.



## Partie III

Vers une source semi monolithique à  
2  $\mu\text{m}$  en régime impulsionnel



---

# Étude des instabilités du système semi monolithique

---

## Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>143</b>
<b>6.2</b>	<b>Caractérisation de la source continue monolithique avant adaptation pour le déclenchement</b>	<b>144</b>
<b>6.3</b>	<b>Présentation du dispositif expérimental pour le déclenchement</b>	<b>146</b>
<b>6.4</b>	<b>Caractérisations de la source semi monolithique</b>	<b>148</b>
6.4.1	Fonctionnement en régime continu	148
6.4.2	Fonctionnement en régime impulsionnel	150
6.4.3	Identification d'instabilités spectrales et spatiales	154
<b>6.5</b>	<b>Perspectives d'amélioration de la stabilité de la source semi monolithique</b>	<b>156</b>
6.5.1	Suppression des modes d'ordres élevés dans la gaine impactant le FBG	156
6.5.2	Repositionnement de l'AOM du côté du miroir haute réflectivité	159
<b>6.6</b>	<b>Conclusion du sixième chapitre</b>	<b>160</b>

---

## 6.1 Introduction

Après l'ensemble des optimisations et améliorations de la source monolithique fonctionnant en régime continu, l'étape suivante est l'adaptation de cette source en laser impulsionnel. Le travail d'étude, de compréhension et d'optimisation du laser à fibre en régime continu nous a permis de disposer d'une source suffisamment mature pour sa conversion en laser impulsionnel et dont les caractéristiques de puissance et qualité de

faisceau sont compatibles de celles souhaitées pour des applications de type pompage d'OPO (malgré la présence de speckle résiduel sur le faisceau de sortie sans filtrage spatial).

Le [Chapitre 1](#) a souligné l'intérêt d'une méthode de déclenchement actif de la cavité laser par l'ajout d'un AOM, dont le principe de fonctionnement a été expliqué dans la [section 1.5.2.2](#), afin de procéder à la génération d'impulsions en sortie de la source. Cependant, il n'existe actuellement pas d'AOM commerciaux réellement fibrés, c'est-à-dire dont le matériau pour l'effet acousto-optique est une fibre. Les AOM commerciaux « fibrés » sont des AOM « solides » basés sur un cristal et encapsulés dans un boîtier fibré, c'est-à-dire dont les entrées/sorties sont fibrées. Cependant, de tels AOM fibrés sont limités à des puissances de quelques watts seulement, ce qui est incompatible avec les niveaux de puissances de l'oscillateur unique développé précédemment et visés par nos applications. Notons que cette limitation n'est pas due au matériau acousto-optique lui-même, mais liée au packaging fibré, à travers des difficultés de réinjection dans la fibre pour des puissances supérieures à une dizaine de watts. Le choix a donc été fait de se tourner vers une solution hybride, semi monolithique, dans laquelle un AOM « solide » présentant une grande tenue au flux est implémenté en espace libre dans la cavité laser (adaptée) de la source entièrement fibrée développée dans le chapitre précédent. Ce choix a été guidé par la volonté d'étudier le fonctionnement de la source en mode impulsionnel, en s'affranchissant de cette limitation technologique liée à l'encapsulation qui pourrait être repoussée dans le futur si l'intérêt devenait grandissant pour ce type de composant.

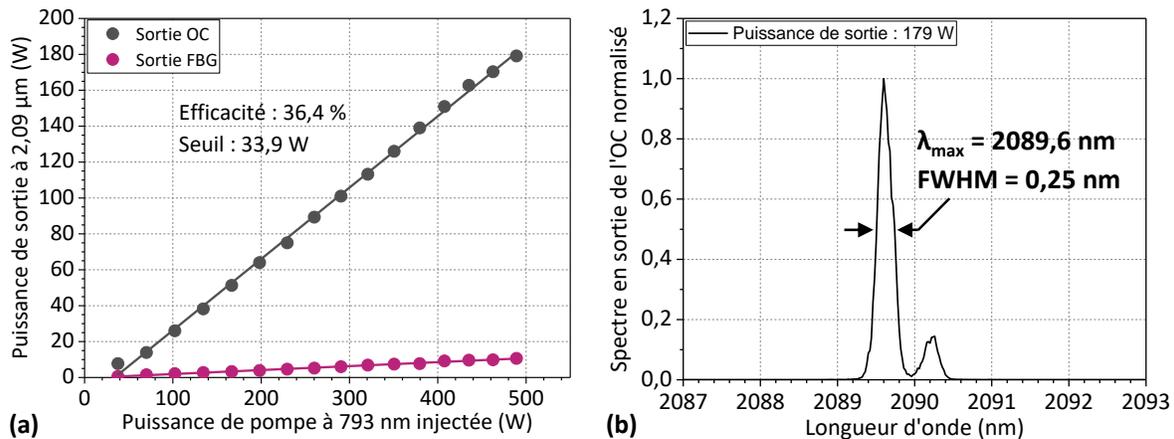
Après une présentation des caractéristiques de la source monolithique avant son adaptation vers une source impulsionnelle, ce chapitre s'intéressera aux premières caractérisations réalisées sur la source semi monolithique, en fonctionnement continu et impulsionnel. Celles-ci mettront en évidence des phénomènes d'instabilités qu'il conviendra de comprendre et de résoudre pour pouvoir continuer à travailler dans cette architecture hybride. Les essais de suppression de ces instabilités, inhérentes à l'architecture semi monolithique seront conclus par une présentation du dispositif fonctionnel qu'il pourrait être pertinent de mettre en œuvre.

## 6.2 Caractérisation de la source continue monolithique avant adaptation pour le déclenchement

Avant de présenter l'adaptation de la source monolithique vers une source semi monolithique pour le déclenchement, il est d'intérêt de présenter les caractéristiques de la source monolithique avant la transformation de sa cavité en architecture hybride. Le dispositif expérimental de la source monolithique est le même que celui présenté dans la [Figure 5.10](#). La longueur de la fibre active co-dopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  est de 5 m avec par conséquent un gain maximum en adéquation avec la réflectivité du FBG à  $2,09 \mu\text{m}$  (voir [section 5.3.2.2](#)). Le FBG à  $2,09 \mu\text{m}$  utilisé est celui décrit dans la [section 5.2.1](#) (voir

Figure 5.1 pour son spectre optique réfléchi). La fibre passive sur laquelle est inscrit le FBG est clivée à  $8^\circ$  afin d'éviter toute réflexion parasite de la lumière non réfléchi par le miroir HR de la cavité (voir section 5.3.1 sur la suppression la cavité parasite grâce à la clive à  $8^\circ$ ).

La puissance à  $2\ \mu\text{m}$  en sortie de l'OC et du FBG est présentée sur la Figure 6.1a. Les puissances maximales mesurées en sortie de l'OC et du FBG sont de 179 W (rendement différentiel : 39,8 %) et 10,6 W, respectivement. Le spectre d'émission en sortie de l'OC à une puissance de 163 W est présenté sur la Figure 6.1b. Une longueur d'onde centrale de 2089,7 nm et une largeur FWHM de 0,34 nm ont été mesurées. La qualité de faisceau  $M^2$  n'a pas été mesurée pour cette caractérisation, car lors des précédentes expérimentations celle-ci était proche de la limite de diffraction ( $< 1,1$ ) malgré la présence de speckle sur le profil du faisceau. Pour rappel, le banc de caractérisation de cette mesure ne semble pas prendre en compte les composantes multimodes provenant de la gaine de la fibre de sortie.

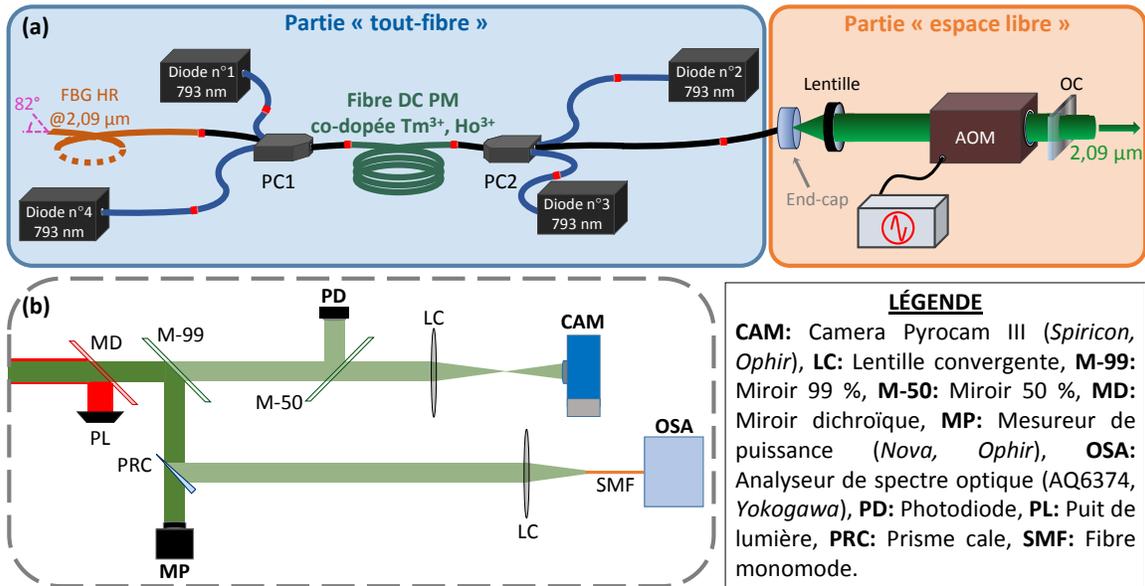


**FIGURE 6.1 :** (a) Puissance de sortie à  $2\ \mu\text{m}$  de la source monolithique avant adaptation vers une architecture semi monolithique mesurée en sortie de l'OC (points noirs) et en sortie du FBG (points violets) en fonction de la puissance de pompe à  $793\ \text{nm}$ ; (b) spectre d'émission normalisé en sortie de l'OC à une puissance de 163 W à  $2,09\ \mu\text{m}$ .

Il convient de souligner que la puissance de sortie à  $2\ \mu\text{m}$  et le rendement différentiel de cette source sont inférieurs au record obtenu de 195 W et 44,8 %, respectivement. Cette différence, pourrait provenir du changement de FBG, qui auparavant était à haute pente thermique et pour lequel la largeur spectrale de sortie du laser était bien plus grande que pour les FBG de nouvelle génération à faible pente thermique (1,20 nm contre 0,34 nm maintenant). Une plus grande largeur spectrale pourrait donc contribuer à améliorer les performances en puissance de la source. Il est important de rappeler que malgré les optimisations apportées au programme de soudure il existe toujours des problèmes de reproductibilité des performances du laser qui sont liés principalement aux incertitudes de mesure des angles de clives de l'état de surface, et aux étapes de préparation non automatisées comme le nettoyage et le dégainage manuel de la fibre.

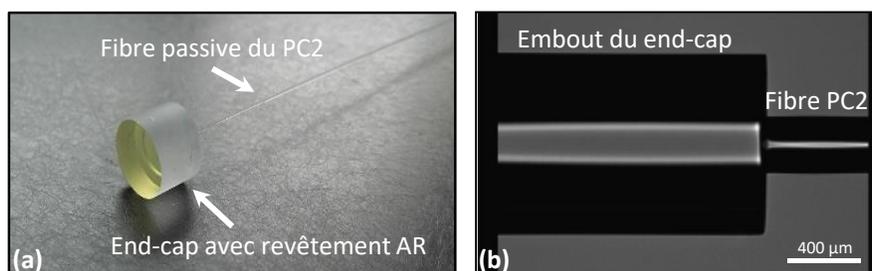
### 6.3 Présentation du dispositif expérimental pour le déclenchement

Le dispositif expérimental de la source impulsionnelle est représenté sur la [Figure 6.2a](#). Le coupleur de sortie de la cavité est maintenant réalisé en espace libre par un substrat en silice plan-plan, dont seule la face arrière est traitée anti-reflet (AR), et réfléchissant 4% de la lumière intracavité sur la face avant non traitée (réflexion de Fresnel). La réflectivité de l'OC de la source semi monolithique est donc égale à celle du précédent système monolithique pour lequel l'OC consistait en une clive à 0° de l'extrémité de la fibre en silice de sortie du PC2. Cette extrémité est dorénavant soudeée par fusion à l'aide de la soudeuse LZM-100 à l'embout de 1 mm de diamètre d'un « end-cap », composant en quartz fondu de forme cylindrique de 9 mm de diamètre traité AR, comme visible sur la [Figure 6.3](#).



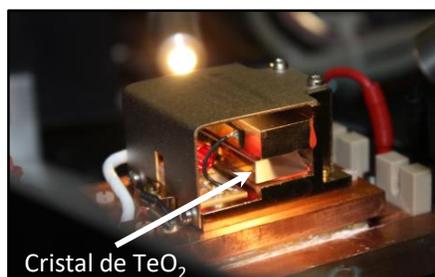
**FIGURE 6.2 :** (a) Représentation schématique du montage expérimental de la source laser impulsionnelle semi monolithique à fibre dopée Tm<sup>3+</sup>, Ho<sup>3+</sup> en architecture d'oscillateur unique. Les soudures optiques sont représentées par des points rouges ; (b) mesures simultanées de puissance, de spectre, de profil spatial et d'impulsions.

Le end-cap, élément de transition entre la partie fibrée et la partie en espace libre du laser, a pour intérêt de permettre une diminution de la densité spatiale de puissance à l'interface air/silice. La réinjection du faisceau depuis la partie en espace libre vers la partie fibrée est réalisée à l'aide d'une lentille asphérique traitée AR d'une distance focale de 15 mm, qui sert aussi à collimater le faisceau laser en sortie du end-cap. Le déclenchement actif de la cavité laser est réalisé par un AOM basé sur un cristal de TeO<sub>2</sub> du fournisseur *Gooch & Housego* disposé dans la partie espace libre de la cavité



**FIGURE 6.3** : (a) End-cap de 9 mm de diamètre en quartz fondu traité AR dont l'embout de 1 mm de diamètre est soudé à la fibre passive de sortie du PC2; (b) Profil de la soudure par fusion de l'embout du end-cap sur l'extrémité de la fibre du PC2, observé avec la caméra de la soudeuse *Fujikura LZM-100*.

laser (voir photographie de l'AOM en [Figure 6.4](#)). Ce modulateur, fonctionnant en régime de Bragg (défini dans la [section 1.5.2.2](#)), permet une modulation efficace jusqu'à une fréquence de répétition d'environ 500 kHz et possède une efficacité de diffraction mesurée lors de ces travaux de l'ordre de 80 %; en accord avec la valeur des spécifications techniques dans le cas d'une lumière non polarisée. En l'occurrence, le faisceau issu de la fibre n'est ici pas polarisé, mais il peut être nécessaire de travailler avec un faisceau polarisé pour le pompage d'OPO, en fonction du cristal non linéaire utilisé. Il est possible de polariser la lumière par l'ajout d'éléments spécifiques polarisants dans la cavité, étant donné que les fibres utilisées jusqu'à maintenant sont à maintien de polarisation. Au vu des niveaux de puissance mis en jeu, ces éléments polarisants devraient être ajoutés en espace libre, aucun composant polarisant haute puissance ( $> 10$  W) fibré n'étant disponible sur le marché.



**FIGURE 6.4** : Photographie de l'AOM en  $\text{TeO}_2$  utilisé pour déclencher la cavité laser de la source semi monolithique à 2  $\mu\text{m}$ .

Le banc de caractérisation représenté dans la [Figure 6.2b](#), permet la mesure des différentes caractéristiques de la source impulsionnelle, à savoir la puissance moyenne, le spectre en longueur d'onde, le profil transverse spatial du faisceau et les impulsions temporelles. Les appareils de mesure de puissance, de spectre et de faisceau sont les mêmes que ceux utilisés précédemment pour la source monolithique (voir [section 2.2](#)). Les impulsions sont mesurées à l'aide d'une photodiode connectée à un oscilloscope

*Teledyne LeCroy* dont la bande passante est 350 MHz. Pour rappel, les paramètres d'intérêt spécifiques à la caractérisation des sources impulsives sont la fréquence de répétition du laser, la durée, l'énergie et la puissance crête des impulsions et la puissance moyenne. Ils s'ajoutent aux paramètres déjà vus pour l'étude des sources continues.

## 6.4 Caractérisations de la source semi monolithique

Cette partie a pour objectif de présenter les caractérisations effectuées sur la source laser semi monolithique de la [Figure 6.2a](#) en régime continu et impulsif. Ces expérimentations n'ont pas pour enjeu de rechercher un record de puissance, mais celui d'étudier les comportements de la source dans cette nouvelle architecture hybride. C'est pourquoi environ la moitié de la puissance de pompe totale disponible à 793 nm a été utilisée avec 260 W contre 490 W pour les caractérisations précédentes. Nous verrons qu'un certain nombre de problèmes d'instabilité associés à cette architecture enjoignent à apporter diverses améliorations de la source, dont les perspectives seront abordées dans la [section 6.5](#).

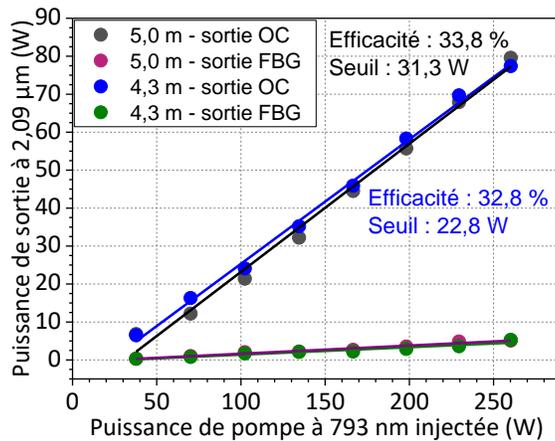
### 6.4.1 Fonctionnement en régime continu

Au cours de cette caractérisation en fonctionnement continu, la cavité laser était alignée sur l'ordre zéro de l'AOM (voir [section 1.5.2.2](#) pour l'explication du fonctionnement d'un AOM). Dans cette configuration le régime continu est donc simplement obtenu quand l'AOM est éteint de façon permanente.

#### 6.4.1.1 Puissance de sortie

Lors du démarrage de ces expérimentations en configuration semi monolithique, une rupture de la fibre active située au milieu de son tronçon de 5 m s'est produite en fonctionnement continu. Cette rupture était vraisemblablement due à une congglomération de la fibre active lors de son enroulement limitant par conséquent son refroidissement par immersion dans l'eau en favorisant la création d'un point chaud. Suite à cela, le tronçon de fibre active de 5,0 m a dû être remplacé par un tronçon plus court, d'une longueur de 4,3 m provenant de la même bobine de fibrage. Suite à ce changement, la puissance à 2  $\mu\text{m}$  du laser à fibre semi monolithique en régime continu a été comparée à celle obtenue précédemment avec le tronçon de fibre active de 5 m ([Figure 6.5](#)). Avec une longueur de fibre active de 5,0 m, une puissance à 2  $\mu\text{m}$  de 80 W a été obtenue en sortie de l'OC (fonctionnement à mi-puissance de pompe) pour un rendement différentiel de 33,8 % et un seuil d'émission laser de 31 W. En sortie du FBG la puissance maximale à 2  $\mu\text{m}$  était de 5,1 W. La caractérisation avec une longueur de fibre de 4,3 m (après remplacement du tronçon) a montré une puissance maximale à 2  $\mu\text{m}$  en sortie de l'OC de 78 W pour un rendement différentiel de 32,8 % et un seuil de 23 W. La

puissance maximale en sortie de FBG était de 5,3 W. Le remplacement des 5,0 m de fibre active par une longueur de 4,3 m de fibre dopée montre une légère diminution de la puissance maximale en sortie de l'OC et du rendement différentiel et une diminution modérée du seuil laser. La fibre de 5 m ayant été dimensionnée pour absorber l'ensemble de la puissance de pompe, une fibre plus courte engendre une augmentation de la puissance de pompe non absorbée. Par ailleurs, comme déjà mentionné, la qualité des soudures intracavité influence également les performances du laser, et malgré leur optimisation décrite dans le [Chapitre 4](#), elle est dépendante d'un certain nombre de facteurs difficiles à contrôler comme l'angle de clive et la qualité de surface des fibres. L'addition de ces deux facteurs explique les légères différences de puissance observées. Bien que le rendement différentiel de la source soit légèrement moins bon, ce faible écart n'a pas été jugé néfaste pour continuer l'étude du fonctionnement impulsionnel de la source.

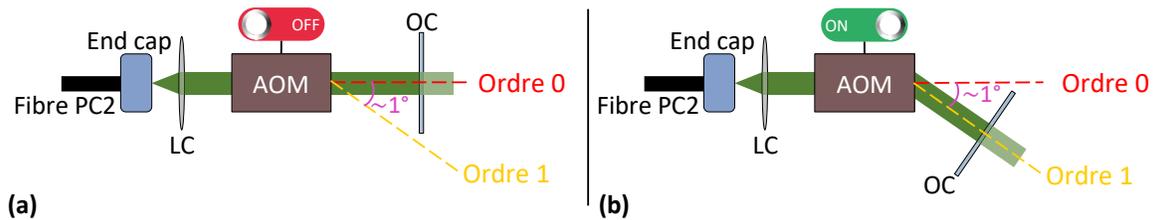


**FIGURE 6.5 :** Puissance de sortie à 2 µm mesurée en sortie de l'OC et du FBG pour une fibre active d'une longueur de 5,0 m (points noirs et violets) et de 4,3 m (points bleus et verts) en fonction de la puissance de pompe à 793 nm lorsque la source fonctionne en régime continu.

Par ailleurs, il est également intéressant d'évaluer les pertes liées à l'architecture semi monolithique par rapport à l'architecture entièrement fibrée. Les puissances à 2 µm en sortie de l'OC et du FBG du laser monolithique au même niveau de puissance de pompe à 793 nm (260 W) étaient de 89 W et 5,2 W, respectivement (voir [Figure 6.1](#)). On peut donc constater que la conversion de l'architecture monolithique vers le dispositif semi monolithique implique une perte de puissance d'environ 10 %. Cette diminution de puissance est majoritairement causée par les pertes d'insertion dans la fibre du PC2 après réflexion sur l'OC en espace libre. Les pertes engendrées par ce type d'injection de l'espace libre vers une fibre sont inévitablement plus importantes par rapport à celles que crée une soudure. La caractérisation de la puissance en sortie de la source semi monolithique en régime continu et avec 4,3 m de fibre active servira de référence pour la mesure en régime impulsionnel.

## 6.4.2 Fonctionnement en régime impulsionnel

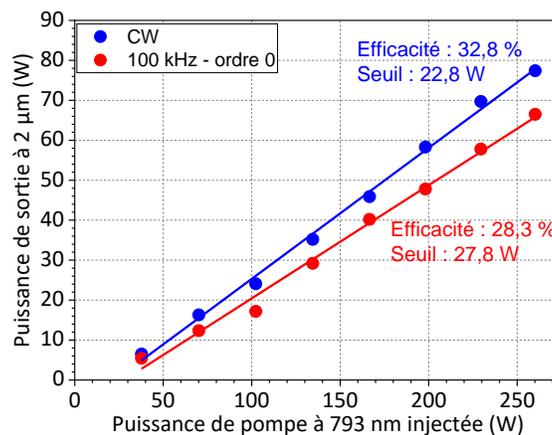
Nous nous intéressons à présent au fonctionnement impulsionnel dans deux configurations d'alignement de la cavité avec l'AOM : cavité alignée selon l'ordre zéro (a) et selon l'ordre un (b) de diffraction de l'AOM, comme représenté sur la Figure 6.6.



**FIGURE 6.6** : Représentation schématique de l'alignement de la cavité sur l'ordre zéro de l'AOM (a) et sur l'ordre un (b).

### 6.4.2.1 Alignement de la cavité sur l'ordre zéro

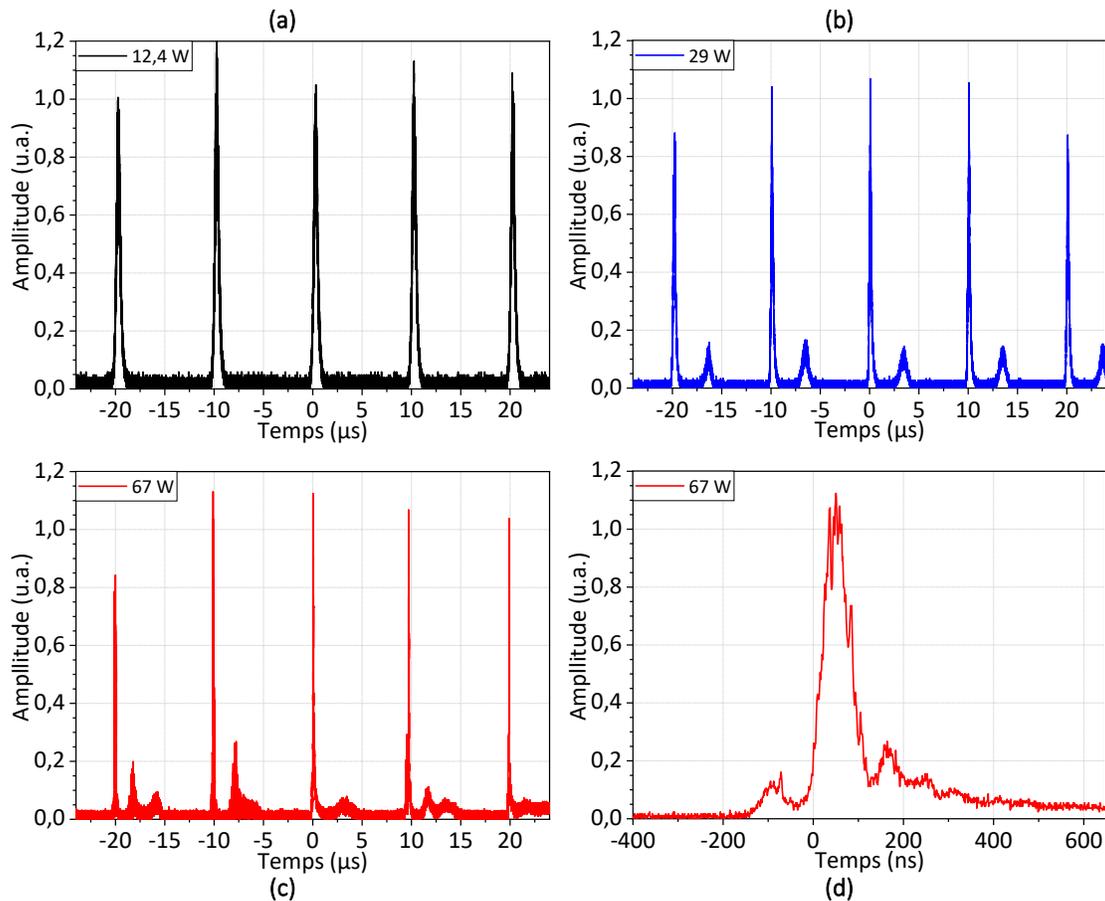
Pour cette caractérisation en régime impulsionnel, la cavité était alignée sur l'ordre zéro de l'AOM. Pour rappel, cette méthode d'alignement permet d'exploiter le plus de puissance possible, mais a l'inconvénient, par son efficacité de diffraction de 80 %, d'engendrer moins de pertes lorsque la cavité est « bloquée » (voir section 1.5.2.2). La fréquence de répétition choisie est de 100 kHz.



**FIGURE 6.7** : Puissance de sortie à 2 μm mesurée en sortie de l'OC en régime continu (points bleus) et en régime impulsionnel à une fréquence de répétition de 100 kHz lorsque la cavité est alignée sur l'ordre zéro de l'AOM (points rouges) en fonction de la puissance de pompe à 793 nm.

La Figure 6.7 présente la puissance moyenne à 2 μm en sortie de l'OC en fonction de la puissance de pompe injectée à 793 nm pour un alignement de la cavité sur l'ordre zéro et une fréquence de répétition de 100 kHz. La puissance maximale à 2 μm en sortie

de l'OC est de 67 W pour une puissance de pompe injectée de 260 W (comme pour les précédentes caractérisations de la source semi monolithique). Lors du passage en régime impulsif, on note donc une diminution du rendement différentiel (32,8 % à 28,3 %), accompagnée d'une augmentation du seuil laser (22,8 W à 27,8 W). La diminution d'environ 15 % de la puissance de sortie maximale (78,0 W à 66,5 W) obtenue par le déclenchement de la cavité est en accord avec la diminution constatée sur l'oscillateur unique pompé en espace libre et déclenché avec le même AOM (15 % entre le régime continu et le régime déclenché sur l'ordre 0 à 100 kHz) [45].



**FIGURE 6.8 :** Train d'impulsions en sortie de la source alignée sur l'ordre zéro de l'AOM à 12 W (a), 29 W (b) et 67 W (c); Profil temporel d'une impulsion pour une puissance de sortie de 67 W (d).

La Figure 6.8 montre un train d'impulsions mesuré à 12 W (Figure 6.8a), 29 W (Figure 6.8b), et à 67 W (Figure 6.8c) de puissance moyenne de sortie à une fréquence de répétition de 100 kHz pour un alignement de la cavité sur l'ordre zéro de l'AOM. Une impulsion unique à la puissance maximale (67 W) est proposée en Figure 6.8d. La durée mesurée de l'impulsion est de 66 ns (FWHM) à ce niveau de puissance. Pour une puissance de sortie de 12,4 W, la source laser se comporte de façon stable. Une

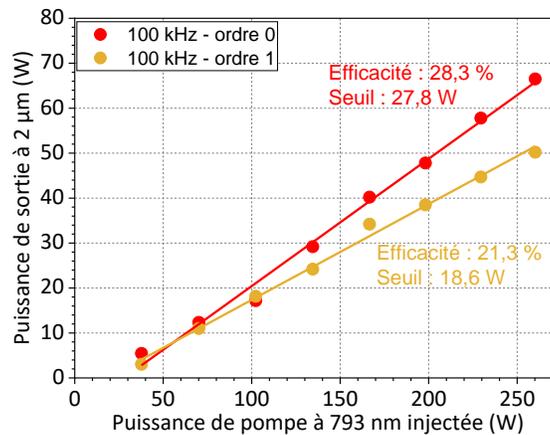
impulsion unique est bien présente dans chaque porte de déclenchement de la cavité. En revanche, à partir de 29 W de puissance, une impulsion secondaire apparaît alors que la cavité est bloquée. À 67 W de puissance, on peut même distinguer une troisième impulsion déstabilisant complètement la cavité laser.

Ce comportement instable des impulsions provient probablement du fait que les pertes créées à forte puissance par le blocage de la cavité ne sont plus suffisantes par rapport au gain du laser, permettant ainsi l'apparition d'impulsions secondaires. Dans la section suivante, la cavité sera ainsi alignée sur l'ordre un de diffraction de l'AOM afin de maximiser les pertes de la cavité lorsque celle-ci est bloquée.

Bien que la source présente un fonctionnement instable à forte puissance, ses performances peuvent être comparées à la littérature. À une fréquence de 100 kHz, une puissance moyenne de 67 W a été obtenue correspondant à une énergie par impulsion de 670  $\mu\text{J}$  et une puissance crête de 9,9 kW (en approximant n'avoir qu'une seule impulsion d'une durée de 66 ns). Ces résultats tant en termes de puissance moyenne que de puissance crête et d'énergie par impulsion, sont meilleurs que ceux obtenus par Dalloz et col. et par Forster et col. à une même cadence de 100 kHz, en espace libre, et qui se plaçaient tous deux avec une puissance moyenne d'environ 50 W, une énergie par impulsion de 500  $\mu\text{J}$  et une puissance crête d'environ 7,5 kW pour Forster et col. et d'environ 7,0 kW pour Dalloz et col. [45, 152].

#### 6.4.2.2 Alignement de la cavité sur l'ordre un

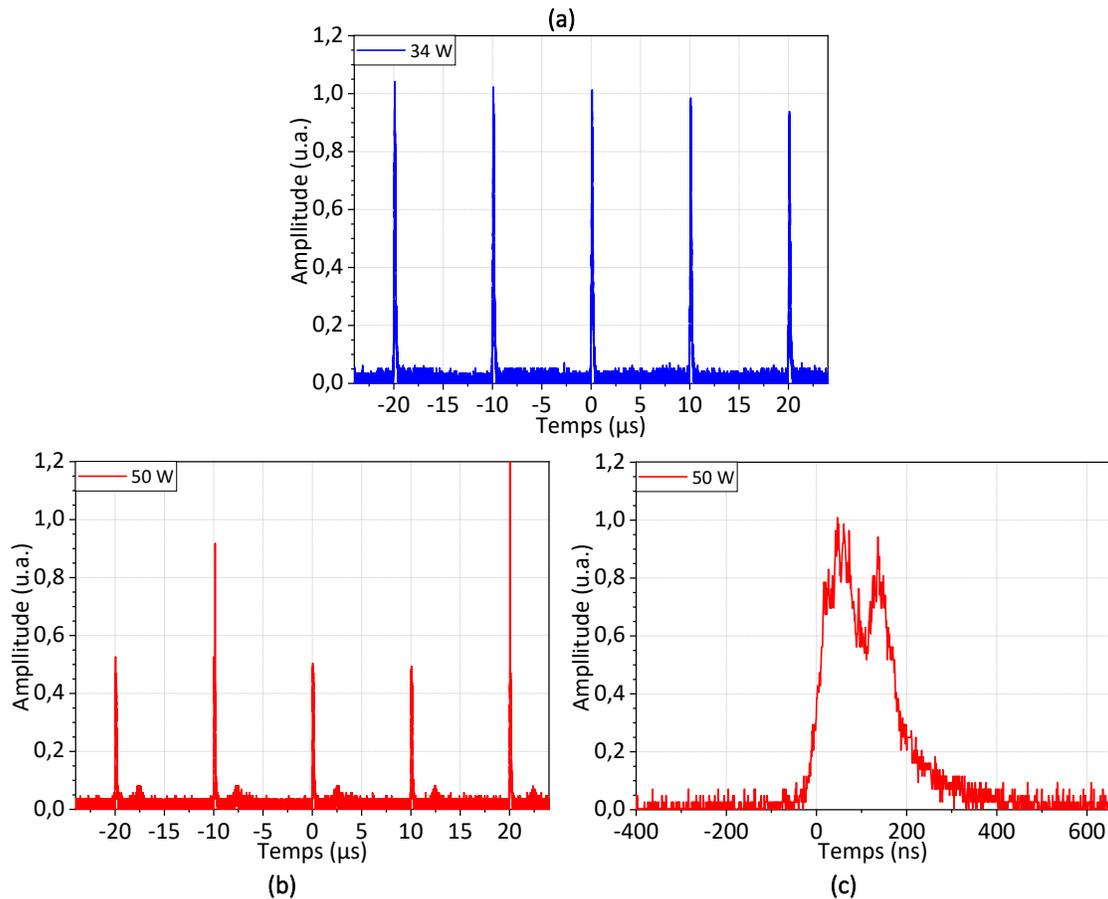
La caractérisation de la puissance moyenne de sortie à 2  $\mu\text{m}$  pour un alignement de la cavité sur l'ordre un de l'AOM à une fréquence de répétition de 100 kHz est présentée dans la Figure 6.9.



**FIGURE 6.9** : Puissance moyenne de sortie à 2  $\mu\text{m}$  mesurée en sortie de l'OC à une fréquence de répétition de 100 kHz lorsque la cavité est alignée sur l'ordre zéro (points rouges) et sur l'ordre un de l'AOM (point jaunes) en fonction de la puissance de pompe à 793 nm.

Vis-à-vis de l'alignement sur l'ordre zéro, on constate une importante diminution de

la puissance moyenne de 24 % (de 67 W à 51 W), du rendement différentiel de 28,3 % à 21,3 % et du seuil laser de 27,8 W à 18,6 W. Une diminution de puissance est attendue du fait de l'efficacité de diffraction de 80 % qui entraîne une proportion de puissance diffractée moindre (voir [section 1.5.2.2](#) pour l'explication de l'efficacité de diffraction). En effet, la puissance moyenne maximale attendue sur l'ordre un en tenant compte de l'efficacité de 80 % est plutôt de 54 W. Cependant, on peut également s'interroger sur l'alignement de la cavité sur l'ordre un, plus délicat à mettre en œuvre, et dont la moins bonne réalisation peut être à l'origine de cette perte de puissance légèrement plus importante qu'attendue.



**FIGURE 6.10 :** Train d'impulsions en sortie de la source alignée sur l'ordre un de l'AOM à 34 W (a) et 50 W (b); zoom sur une impulsion générée à 50 W (c).

La [Figure 6.10](#) présente des trains d'impulsions obtenus avec un alignement de la cavité sur l'ordre un de l'AOM et une fréquence de répétition de 100 kHz pour deux puissances de sortie à 2 μm : à 34 W ([Figure 6.10a](#)) et à 50 W ([Figure 6.10b](#)). La [Figure 6.10c](#) montre le profil temporel d'une impulsion à la puissance maximale de 50 W. Une largeur temporelle de 166 ns (FWHM) a été mesurée à ce niveau de puissance maximum. Le fonctionnement impulsionnel de la source laser est stable temporellement

pour des puissances allant jusqu'à 34 W (voir [Figure 6.10](#)). À partir d'une puissance d'environ 38 W, on observe l'apparition d'instabilités temporelles et d'une impulsion secondaire (voir [Figure 6.10b](#) obtenue à 50 W). Il est intéressant de noter que cette impulsion secondaire est de plus faible amplitude que ce qui avait été observé pour les impulsions secondaires lors de l'alignement sur l'ordre zéro et est peu augmentée lorsque la puissance monte entre 38 W et 50 W. Au vu de ces résultats, nous pouvons tout d'abord constater qu'avec un alignement de la cavité sur l'ordre diffracté de l'AOM, le seuil d'apparition des impulsions secondaires est repoussé d'une dizaine de watts (entre 12 W et 29 W pour l'ordre zéro contre environ 38 W pour l'ordre un).

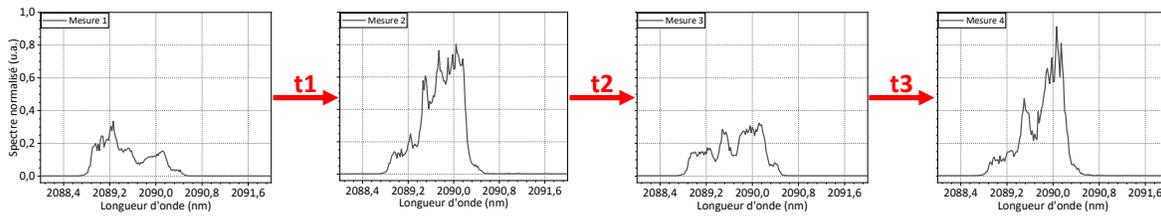
Lorsque la cavité est alignée sur l'ordre un, cela implique que lorsqu'elle est bloquée (AOM éteint), aucun faisceau n'est dévié sur l'ordre diffracté. L'origine de l'apparition du pic secondaire et des instabilités temporelles peut provenir alors uniquement de l'ASE générée dans la fibre active et/ou d'une déviation angulaire pas assez marquée entre l'ordre un et l'ordre zéro, ce qui peut être le cas ici, car le coupleur de sortie est très proche de l'AOM pour des raisons d'optimisation de la réinjection dans la fibre. Afin d'améliorer la stabilité de la source en fonctionnement impulsionnel, il s'agit de travailler sur ces deux aspects.

### 6.4.3 Identification d'instabilités spectrales et spatiales

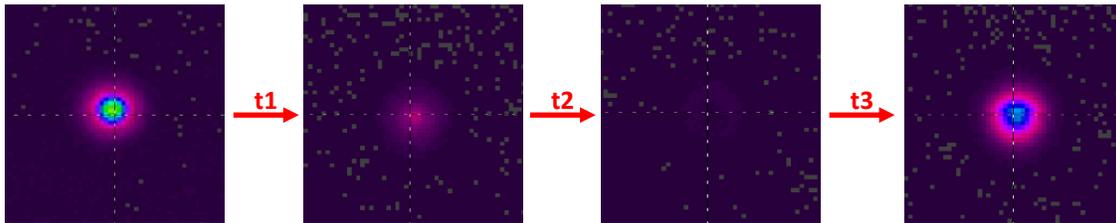
Dans l'objectif d'étudier l'impact de l'architecture hybride sur les caractéristiques spatiales et spectrales de la source, il est pertinent de les décorrélérer des instabilités temporelles dont on a vu qu'elles étaient particulièrement importantes. Pour cela, l'étude spatiale et spectrale de la source est réalisée en régime continu, c'est-à-dire avec l'AOM éteint. Afin de simplifier l'alignement de la cavité, celle-ci est à nouveau adaptée selon l'ordre zéro de l'AOM.

Le spectre d'émission de sortie de la source semi monolithique en régime continu présente un comportement très instable, comme on peut le voir sur la [Figure 6.11](#), qui montre l'évolution du spectre en sortie de l'OC à 59 W après l'application de contraintes extérieures successives, consistant à toucher légèrement avec les doigts l'une des fibres intracavité de la source laser. On peut voir que chaque contrainte modifie grandement l'aspect général du spectre. Il convient de noter que même sans application d'une contrainte extérieure le spectre de sortie est particulièrement instable.

Le profil du faisceau de sortie souffre lui aussi du même genre d'instabilité comme on peut le voir sur la [Figure 6.12](#), qui montre l'évolution du profil du faisceau en sortie de l'OC avec le même protocole d'application de contraintes extérieures que pour la caractérisation spectrale. On remarque des variations d'intensité importantes, associées à des modifications de la forme du profil du faisceau, moins visibles sur la [Figure 6.12](#), mais toujours constatées durant les expérimentations. La variation d'intensité du profil du faisceau mesuré par la caméra n'est pas accompagnée d'une variation semblable de la puissance mesurée en sortie du laser. Ceci est attribuable au temps de réponse élevé du mesureur de puissance thermique qui, à l'inverse de la caméra, ne peut suivre les fluctuations rapides de puissance.



**FIGURE 6.11** : Illustration des instabilités du spectre de sortie de l’OC à 59 W en fonctionnement continu lors de l’application de trois contraintes extérieures successives (t1, t2 et t3 : fibre touchée par l’utilisateur).



**FIGURE 6.12** : Évolution du profil de faisceau de sortie à 59 W en fonctionnement continu lors de l’application de trois contraintes extérieures successives (t1, t2 et t3 : fibre touchée par l’utilisateur).

Pour rappel, l’origine de la diminution de puissance observée en architecture semi monolithique est fortement attribuable à des pertes de réinjection de la lumière dans la fibre du PC2 depuis la partie espace libre. Par ailleurs, il est remarquable que la proportion de puissance à  $2\ \mu\text{m}$  en sortie du FBG sur la puissance totale à  $2\ \mu\text{m}$  (OC + FBG) est plus importante dans le cas de l’architecture semi monolithique (6,4 % contre 5,5 % en architecture monolithique à 260 W de puissance de pompe). Ces données sous-tendent le fait qu’une partie du signal à  $2\ \mu\text{m}$  est indésirablement injectée dans la gaine hautement multimode de la fibre du PC2 et se propage alors jusqu’au FBG qui, partiellement inscrit sur la gaine (d’après le fabricant *iXblue Photonics*) en réfléchit une proportion inconnue. Les instabilités, à la fois spectrale et spatiale, pourraient alors être le résultat de la réflexion partielle des composantes multimodes préalablement injectées dans la gaine sur le FBG. Ces instabilités induites par l’architecture hybride jouent probablement également un rôle sur les instabilités temporelles évoquées précédemment de la source en fonctionnement impulsionnel sur l’ordre un. Nous verrons dans la [section 6.5.1](#) des hypothèses d’amélioration de la stabilité de la source semi monolithique.

La source impulsionnelle en architecture semi monolithique nécessite une bonne stabilité dans tous ses aspects pour un pompage OPO efficace et *a fortiori* pour une mise en contexte applicatif DIRCM viable, pour laquelle les sources doivent résister à un environnement hostile (changement de température, vibration, etc.). La partie suivante a pour objet de présenter des perspectives de réduction des instabilités spectrales, spatiales et temporelles rencontrées jusqu’à maintenant avec la source semi monolithique.

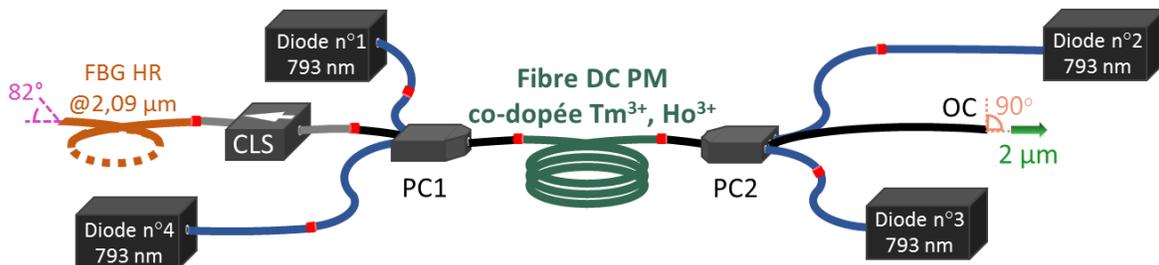
## 6.5 Perspectives d'amélioration de la stabilité de la source semi monolithique

Nous avons vu précédemment que l'architecture de la source semi monolithique, présentée en [Figure 6.2](#), présente un comportement avec des instabilités qui nécessitent d'être levées compte tenu de l'application visée. Cette partie a pour objectif d'exposer, sur la base de résultats antérieurs et de la littérature, deux hypothèses cumulables pour l'amélioration de la stabilité de la source.

### 6.5.1 Suppression des modes d'ordres élevés dans la gaine impactant le FBG

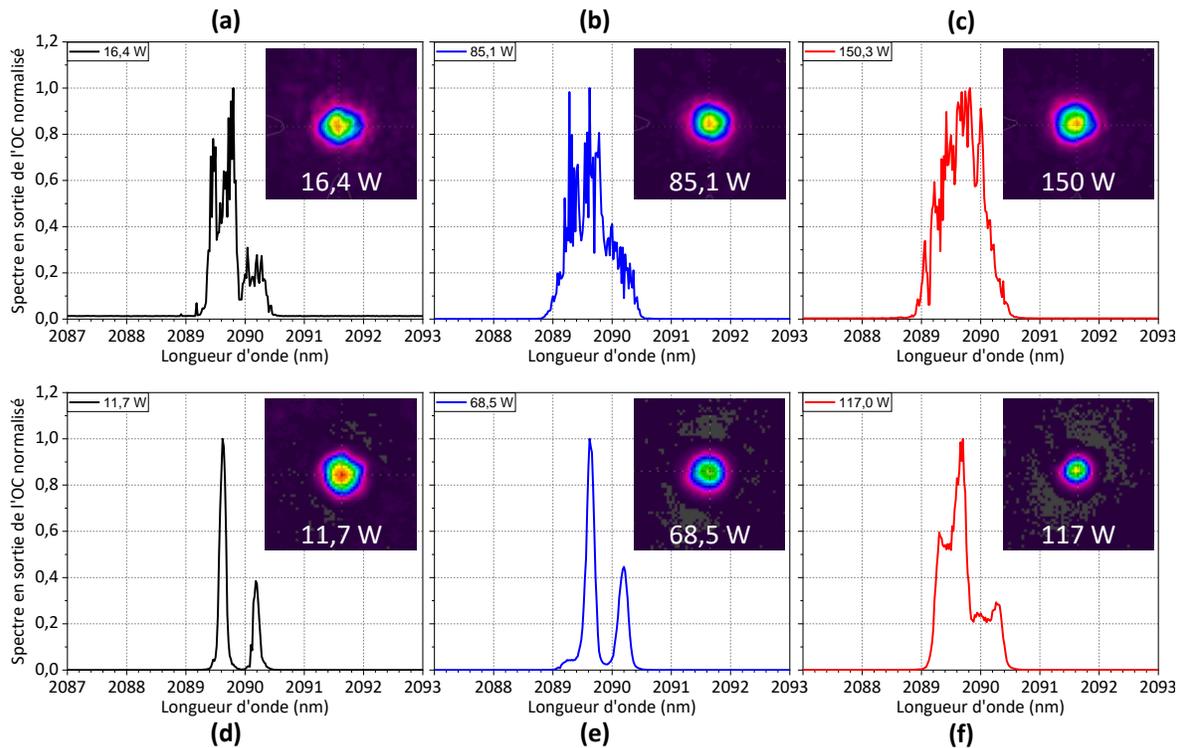
Nous avons vu que des pertes de réinjection dans la fibre du PC2 induites par l'architecture semi monolithique pouvaient être à l'origine des instabilités spectrales et spatiales observées (voir [Figure 6.8](#) et [Figure 6.10](#)) en raison de leur propagation dans la gaine multimode jusqu'à se réfléchir sur le FBG et impacter son fonctionnement. Pour supprimer ces instabilités, une solution peut consister à filtrer la lumière fortement multimode à  $2,09\ \mu\text{m}$  dans la gaine se propageant vers le FBG grâce à l'implémentation d'un CLS. Nous avons vu dans la [section 5.4](#) que l'utilisation d'un CLS positionné en sortie du PC2 avait montré une nette amélioration sur le profil du faisceau avec l'élimination du speckle (voir [Figure 5.24](#)). Au cours de cette expérimentation, aucune mesure spectrale n'avait été réalisée.

En revanche, une configuration spécifique du laser monolithique en fonctionnement continu, non présentée jusqu'à maintenant dans ce manuscrit, avait montré une réduction des instabilités spectrales. Il s'agit de l'implémentation d'un CLS identique, entre la fibre du PC1 et la fibre du FBG. Cette configuration avait été mise en œuvre sur une source monolithique, dont les soudures intracavité ont été réalisées par la soudeuse à arc FSM-100P+ à l'aide d'un programme non optimisé, comme représentée sur la [Figure 6.13](#).



**FIGURE 6.13** : Représentation schématique du montage expérimental de la source laser non optimisée en architecture d'oscillateur unique entièrement fibré avec l'implémentation d'un CLS pour filtrer le signal incident sur le FBG. Les soudures optiques sont représentées par des points rouges.

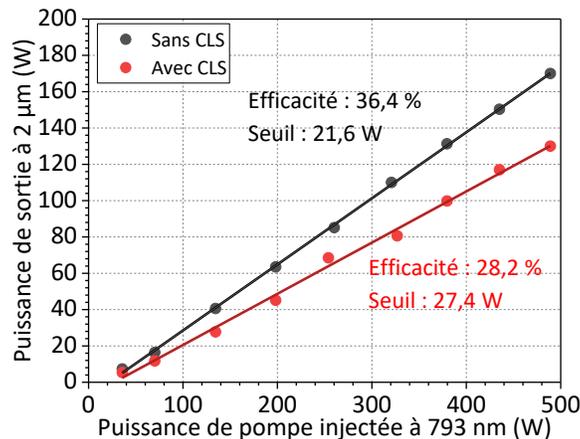
La [Figure 6.14](#) présente les spectres d'émission en sortie de l'OC de la source avant (a, b, c) et après (d, e, f) implémentation du CLS pour différentes puissances de pompe à 793 nm : 70 W (a, d), 260 W (b, e) et 435 W (c, f). Pour chaque mesure, le profil de faisceau et la puissance de sortie à 2  $\mu\text{m}$  associés sont indiqués en insert. Les spectres mesurés en sortie de la source sans CLS sont particulièrement bruités et leur comportement instable est similaire à ceux de la source semi monolithique présentée dans ce chapitre. On peut supposer que cette instabilité s'explique par les soudures non optimisées qui entraînent une fuite de signal importante dans la gaine des fibres passives, à l'instar de la réinjection en espace libre. A contrario, les mesures spectrales sont bien plus stables et les spectres moins bruités ([Figure 6.14](#)) quand le CLS est implémenté pour jouer le rôle de filtrage de la lumière de la gaine incidente sur le FBG. Le CLS permet également d'atténuer la présence de speckle sur le profil de faisceau, dont on sait qu'il est issu de la propagation multimode dans la gaine (voir [section 5.4](#)).



**FIGURE 6.14** : Spectre d'émission normalisé en sortie de l'OC de la source monolithique non optimisée avant implémentation du CLS du côté du FBG (a, b, c) et après implémentation (d, e, f) à différents niveaux de puissance de pompe à 793 nm : 70 W (a, d), 260 W (b, e), 435 W (c, f). En insert : les profils du faisceau et les puissances de sortie à 2  $\mu\text{m}$  correspondants.

Le CLS semble donc efficace pour la stabilité des spectres de sortie de la source, mais l'on sait que son implémentation a pour conséquence une perte de puissance dépendant du niveau de puissance présent dans la gaine. La [Figure 6.15](#) présente la puissance de

sortie de l'OC de cette source monolithique à  $2\ \mu\text{m}$  avant implémentation du CLS en amont du FBG (a) et après (b). On note une diminution de la puissance à  $2\ \mu\text{m}$  en sortie de l'OC de 23 % (170 W à 130 W) et une diminution du rendement différentiel passant de 36,4 % à 28,2 %. Pour rappel, la diminution de puissance constatée par le filtrage modal en sortie de la cavité dans la [section 5.4](#) était de 33 %. La part de puissance qui se propage dans la gaine des fibres est complètement variable et dépendante de la qualité des soudures ou de la réinjection en espace libre, qui sont les deux principales causes de cette présence hors du cœur.



**FIGURE 6.15 :** Puissance à  $2\ \mu\text{m}$  en sortie de l'OC de la source monolithique non optimisée mesurée en fonction de la puissance de pompe à 793 nm injectée dans la fibre active pour deux configurations du laser : sans CLS (points noirs) ; avec CLS côté FBG (points rouges).

Dans le cas d'une source monolithique, l'optimisation parfaite des soudures ne suffit cependant pas à réduire totalement la part de puissance se propageant dans la gaine étant donné la différence d'ON entre les fibres actives et passives qui composent la source. Le recours à la fibre passive à piédestal parfaitement adaptée en géométrie avec sa fibre active associée ([section 5.5](#)) est sans doute le meilleur moyen de réduire considérablement les instabilités attribuées à la propagation multimode dans la fibre.

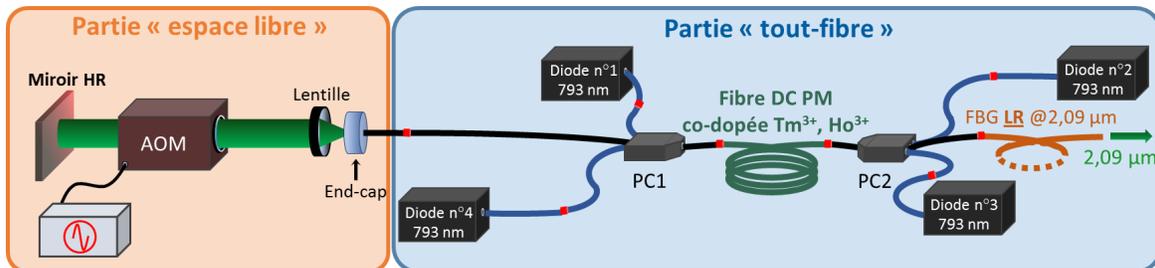
Néanmoins, cette fibre ne pourra contrer le transfert d'énergie dans la gaine à la réinjection en espace libre. La forte amélioration de la stabilité par l'ajout d'un CLS avant le FBG dans le cas d'une source monolithique reste donc encourageante quant à l'utilisation d'un CLS du côté du FBG au sein de l'architecture semi monolithique afin d'en améliorer la stabilité générale. Il serait également intéressant d'ajouter un second CLS du côté de l'OC afin d'améliorer également le nettoyage des modes d'ordre élevés dans la gaine, se répercutant sur le speckle du faisceau de sortie et la stabilité du spectre, comme cela avait été montré dans la [section 5.4](#). Des travaux sur l'amélioration de l'injection en espace libre pourraient également être menés pour réduire la part de puissance injectée dans la gaine et donc la perte qui serait engendrée par l'implémentation de CLS côté FBG pour le filtrage spectral et si nécessaire côté OC pour le filtrage

modal. Il s'agirait notamment de concevoir un nouveau système d'injection permettant de réduire les aberrations apportées par la lentille de très courte focale actuellement utilisée.

### 6.5.2 Repositionnement de l'AOM du côté du miroir haute réflectivité

Concernant les instabilités temporelles observées, une solution à étudier serait de repositionner l'AOM de l'autre côté de la cavité, c'est-à-dire du côté du miroir HR au lieu du côté de l'OC. En effet, la quasi-totalité des oscillateurs uniques déclenchés faisant partie de l'état de l'art présenté dans le [Chapitre 2](#) disposent d'un déclenchement des pertes du côté de leur miroir de cavité HR. Il est vrai qu'il semble toujours plus intéressant de bloquer la cavité en empêchant la réflexion de la lumière sur le miroir HR d'une réflectivité proche de 100 %, que sur un OC dont la réflectivité est généralement inférieure à 20 %, afin de limiter le plus possible le retour d'ASE susceptible de s'amplifier dans le milieu actif. L'unique étude incluse dans l'état de l'art du [Chapitre 2](#), reposant sur un oscillateur dont le déclenchement est provoqué du côté de l'OC par un AOM, mentionne l'apparition de multipics temporels dès 4 W de puissance moyenne en sortie à 2  $\mu\text{m}$  en raison d'une importante présence d'ASE côté OC [153].

Cependant, dans notre cas, pour ne conserver qu'une petite partie du montage expérimental en espace libre, il faut pouvoir remplacer l'OC actuel du laser par son équivalent fibré, à savoir un FBG LR. Dans ce cas, le FBG HR actuel pourrait être remplacé par un miroir HR solide devant lequel serait placé l'AOM, comme représenté sur la [Figure 6.16](#). Or, au moment de cette étude, je ne disposais pas d'un FBG LR compatible avec la fibre active utilisée. Cette solution n'a donc pas pu être mise en œuvre pour des raisons de temps d'approvisionnement de ce composant. Il est très plausible que ce changement puisse permettre une montée à des puissances supérieures à la limite observée dans ces travaux autour de 38 W de façon stable de la source laser.



**FIGURE 6.16 :** Représentation schématique du montage expérimental de la source laser impulsionnelle semi monolithique à fibre dopée  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  en architecture d'oscillateur unique pour un déclenchement de la cavité côté miroir HR. Les soudures optiques sont représentées par des points rouges.

## 6.6 Conclusion du sixième chapitre

Nous avons vu dans ce chapitre qu'un comportement instable au niveau spectral et spatial de la source laser, déjà en fonctionnement continu, était engendré par le passage de l'architecture entièrement fibrée vers une architecture semi monolithique comprenant une partie en espace libre afin d'implémenter un AOM solide pour la mise en fonctionnement impulsionnel. Causée par l'architecture hybride, la réinjection du signal réfléchi sur l'OC dans le cœur de la fibre passive du PC2 comporte des pertes d'insertion vers la gaine hautement multimode de la fibre du PC2 qui pourraient être probablement à l'origine des instabilités observées. La mise en place d'un filtrage modal de la gaine par l'implémentation d'un CLS du côté du FBG, qui a déjà montré son efficacité vis-à-vis d'instabilités spectrales rencontrées sur la source monolithique (voir [Figure 6.14](#)), est une solution intéressante à entreprendre. En outre, des travaux d'optimisation de l'injection seraient également à mener pour diminuer les pertes qui seraient engendrées par l'implémentation d'un CLS.

En régime déclenché un comportement instable des impulsions lors de la montée en puissance a également été observé. Pour un alignement de la cavité sur l'ordre zéro de l'AOM, la puissance moyenne maximale à  $2\ \mu\text{m}$  obtenue pour environ la moitié de la puissance de pompe totale disponible (260 W) était de 66 W pour une énergie par impulsion de  $700\ \mu\text{J}$  et une puissance crête de 9 kW à une fréquence de répétition de 100 kHz. Un alignement de la cavité sur l'ordre un de l'AOM a permis de diminuer les instabilités temporelles rencontrées, mais sans pour autant les éliminer complètement. Par nature, l'utilisation de l'ordre un entraîne par ailleurs une diminution importante de la puissance moyenne de sortie. Ce résultat est néanmoins intéressant, car il indique que l'ASE est en partie responsable de l'instabilité de fonctionnement impulsionnel de la source, et que par conséquent un repositionnement de l'AOM du côté du miroir HR de la cavité pourrait favoriser un comportement impulsionnel plus stable du laser.

Ces solutions consistant à recourir à un filtrage modal de la lumière à  $2\ \mu\text{m}$  de la gaine d'une part et à repositionner l'AOM du côté HR d'autre part devront être vérifiées expérimentalement, l'une après l'autre puis conjointement dans l'objectif de résoudre le comportement instable de la source impulsionnelle semi monolithique.

Par ailleurs selon le niveau de puissance en fonctionnement impulsionnel stable qui serait atteint avec cet oscillateur, d'autres solutions basées sur un ou plusieurs étages d'amplification fibrée pourraient être envisagées pour atteindre le niveau de puissance moyenne souhaité ( $> 100\ \text{W}$ ). Cela sera abordé dans les perspectives de cette thèse.

---

# Conclusion générale et perspectives

---

## Conclusion générale

Les travaux exposés dans cette thèse avaient pour objectif de concevoir et d'étudier une nouvelle source laser à fibre de forte puissance compacte et robuste pouvant émettre autour de  $2,1\ \mu\text{m}$  en régimes de fonctionnement continu et impulsionnel nanoseconde, de sorte à en comprendre les propriétés physiques et à en améliorer tant les performances optiques (puissance, qualité de faisceau, efficacité, largeur spectrale, etc.) que les caractéristiques de compacité et de robustesse vis-à-vis de son environnement extérieur.

Conduite sur les bases théoriques du premier chapitre, l'étude bibliographique du second chapitre a permis de déterminer les différents choix technologiques compte tenu des caractéristiques souhaitées. L'adoption d'une architecture du laser à fibre en oscillateur unique a été motivée par la volonté de développer un dispositif de structure simple et compacte. Le co-dopage aux ions thulium et holmium a quant à lui été préféré, de manière à émettre efficacement à une longueur d'onde de  $2,09\ \mu\text{m}$ , à la fois bien transmise dans l'atmosphère et adaptée au pompage d'OPO. La solution retenue pour la source en régime continu a été une architecture entièrement fibrée, jusqu'à lors jamais réalisée dans la littérature sur la base d'un co-dopage thulium et holmium. Il a enfin été décidé d'atteindre le régime impulsionnel à travers une architecture semi monolithique, du fait d'une limitation en tenue au flux d'un modulateur acousto-optique fibré à ces niveaux de puissance. Un modulateur acousto-optique « solide » a donc été utilisé pour la génération d'impulsions nanosecondes en le plaçant dans une partie espace libre de la cavité.

La première réalisation d'une source laser monolithique à  $2,09\ \mu\text{m}$  en régime continu d'une puissance maximale de  $163\ \text{W}$  pour un rendement différentiel de  $34\%$  et sa caractérisation, présentées dans le troisième chapitre, ont permis de relever les besoins spécifiques liés à l'architecture « tout fibre », comme l'amélioration des procédures de préparation des fibres et le paramétrage adapté des soudures entre fibres. Une autre particularité, plus problématique, car engendrant la présence d'une composante mul-

timode dans le faisceau de sortie du laser, est l'utilisation de différentes fibres actives et passives dont les géométries ne sont pas parfaitement identiques en raison de la présence d'un piédestal autour du cœur de la fibre active.

Nous avons vu dans le quatrième chapitre la mise en place d'une nouvelle méthode d'analyse des soudures entre les fibres optiques par l'utilisation d'une source externe d'ASE pendant le processus de soudure permettant une meilleure estimation de la qualité des soudures. L'application de cette méthode pour l'optimisation des paramètres de soudures entre les fibres active et passive du laser a permis l'amélioration de la robustesse des soudures intracavité et des performances de la source en termes de puissance de sortie à  $2,09\ \mu\text{m}$  (de 163 W à 195 W) et de rendement différentiel (de 34 % à 45 %). Ces résultats constituant, à ma connaissance, un record pour une source laser monolithique co-dopée thulium-holmium en oscillateur unique, ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Optics Express* en 2021 [178].

Une étude approfondie sur les comportements spectraux et spatiaux de la source laser monolithique exposée dans le cinquième chapitre a permis de mettre en lumière les mécanismes physiques responsables de certaines problématiques non dépendantes de la qualité des soudures intracavité du laser. Une analyse complète, en réflexion et en transmission du comportement du FBG a démontré la présence d'une cavité parasite oscillante créée entre le coupleur de sortie utilisé pour la cavité principale, et les 4 % de réflexion de Fresnel provenant de l'extrémité de la fibre du FBG clivée à  $0^\circ$ . Une clive à un angle de  $8^\circ$  a permis de supprimer cette cavité secondaire, qui était à l'origine d'une évolution légèrement non linéaire de la puissance de sortie du laser et de l'apparition de pics spectraux secondaires.

Une étude expérimentale de la génération de speckle dans les systèmes laser fibrés a également permis de proposer diverses solutions pour défaire le profil spatial transverse du faisceau de toutes ses composantes multimodes. En particulier, la validation expérimentale d'une solution basée sur l'utilisation de fibres passives innovantes conçues avec un piédestal, de sorte à faire correspondre parfaitement les caractéristiques opto-géométriques entre fibres passive et active, a montré avec succès une réduction significative de la présence de speckle sur le faisceau et donc une amélioration globale de son profil spatial.

Enfin, l'adaptation de la source monolithique en régime continu étudiée au cours de cette thèse a mené aux premières caractérisations d'une source semi monolithique pouvant fonctionner en régime impulsionnel. Elles ont permis de démontrer 66 W de puissance moyenne à  $2,09\ \mu\text{m}$  pour une énergie par impulsion de  $700\ \mu\text{J}$  et une puissance crête de 9 kW à une cadence de 100 kHz, obtenues à mi-puissance de pompe. Néanmoins, même si ce résultat constitue un record de puissance moyenne émise par un oscillateur unique à fibre impulsionnel autour de  $2\ \mu\text{m}$ , un comportement globalement instable de la source tant au niveau spectral que spatial et impulsionnel a été constaté. L'origine des instabilités spectrale et spatiale a été attribuée à des pertes de réinjection en espace libre du signal dans la gaine de la fibre, induites par l'architecture hybride. L'alignement de la cavité sur l'ordre un de diffraction du modulateur acousto-optique (AOM) a montré une nette réduction des instabilités impulsionnelles (au prix d'une diminution

de la puissance moyenne de sortie de 24 %), ce qui semble indiquer que l'ASE est en partie responsable de ces instabilités. Celles-ci pourraient donc être exaltées, en plus du comportement spectralement et spatialement chaotique, par le positionnement de l'AOM du côté du coupleur de sortie qui induit physiquement un niveau d'ASE plus important.

La source laser à 2  $\mu\text{m}$  en régime continu développée dans ce travail répond aux exigences de qualité de faisceau, de compacité et de robustesse requises pour les applications visées ; il conviendrait de continuer à étudier la faisabilité de la montée en puissance de ce type de source entièrement fibré afin d'atteindre des puissances au niveau du kilowatt que nécessite l'arme laser. Cette montée en puissance peut se faire à travers différentes approches : montée en puissance de l'oscillateur unique, ajout d'étages d'amplification, architectures MOPA basées sur un *seed* faible puissance, combinaison de sources. Il est à noter que la limite en puissance de l'oscillateur unique entièrement fibré en fonctionnement continu n'a pas été atteinte dans ces travaux, car nous étions limités par le budget de puissance de pompe totale disponible. Une montée en puissance de cette source est tout à fait envisageable par l'utilisation d'un plus grand nombre de diodes de pompe avec des combineurs de pompe disposant de plus de bras. Les facteurs limitants qui pourraient advenir à plus haute puissance sont principalement liés aux difficultés technologiques de tenue au flux de composants ou à l'apparition d'effets non linéaires au sein du cœur de la fibre active.

Concernant le fonctionnement impulsionnel de la source semi monolithique, les performances n'arrivent pas au niveau de puissance visé. En particulier, les impulsions deviennent instables pour des puissances moyennes supérieures à 38 W (cavité alignée sur l'ordre un de l'AOM). Ainsi, malgré une forte puissance moyenne (66 W) et une forte puissance crête (9 kW) démontrées, l'ensemble des instabilités spectrales, spatiales et temporelles ne permettent pas d'envisager une application en l'état de cette source pour le pompage d'un OPO. Il s'agit d'améliorer cette source avant de pouvoir poursuivre plus loin l'application au pompage d'OPO et à la montée en puissance pour viser des puissances moyennes supérieures à 195 W.

## Perspectives

Ce travail a permis d'ouvrir des perspectives multiples d'amélioration de la source laser à fibre à 2  $\mu\text{m}$ , tant en régime continu qu'impulsionnel, sur un certain nombre de problématiques telles que le speckle sur le faisceau de sortie, la stabilité spectrale et spatiale ou encore les limitations architecturales liées à la montée en puissance de ces sources.

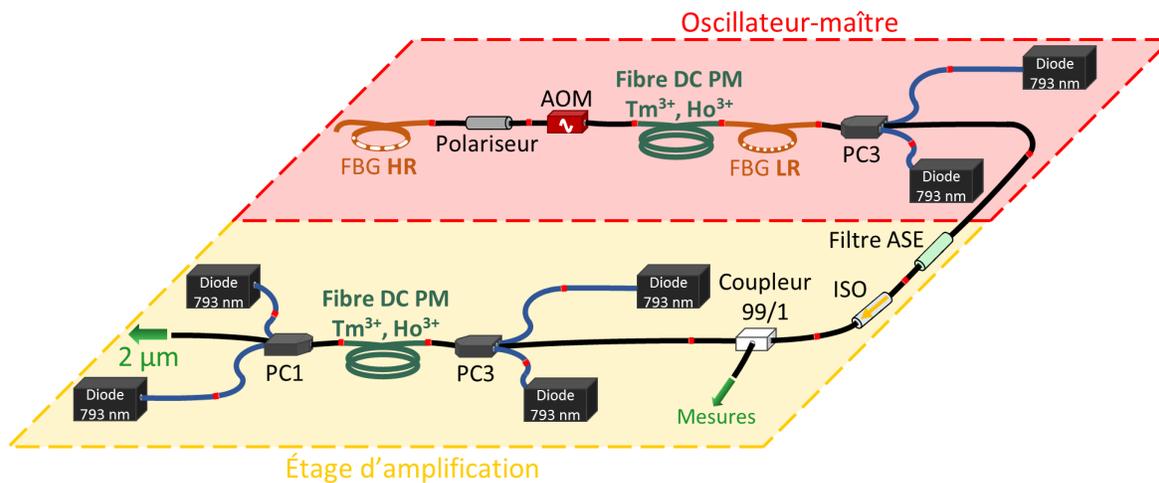
La validation expérimentale de l'absence de speckle sur le profil du faisceau de sortie d'une fibre passive avec piédestal soudée à la fibre active d'une source d'ASE suggère que l'utilisation de combineurs de pompe et d'un FBG fabriqués à partir d'une fibre passive à piédestal est une solution viable pour contourner la problématique du speckle, propre aux systèmes monolithiques fibrés. La première réalisation d'un couple actif-passif adapté a été confrontée à des difficultés techniques, résultant en la déformation elliptique des cœurs et piédestaux des deux fibres. Cette solution toutefois prometteuse sera mise en œuvre, dans un futur à court terme, sur un système laser complet dont le profil de faisceau sera nécessairement impacté par l'allure elliptique du cœur des fibres.

En ce qui concerne la source à fibre à 2  $\mu\text{m}$  impulsionnelle démontrée dans une architecture semi monolithique avec une partie en espace libre, la fibre passive à piédestal pourrait certes empêcher la fuite de signal dans la gaine au niveau des soudures active-passive mais pas les pertes de réinjection dans la gaine de la fibre du combineur. Un recours à un filtrage spatial par l'implémentation de CLS de part et d'autre du milieu actif afin d'extraire toutes composantes multimodes de la gaine incidentes au FBG et en sortie de fibre vers la partie en espace libre, pourrait significativement améliorer les instabilités spectrales, spatiales et impulsionnelles rencontrées dans cette architecture hybride. Afin de minimiser les pertes en puissance qui seraient engendrées lors de l'implémentation de CLS, des travaux d'amélioration de l'injection en espace libre pourraient également être menés.

Enfin, afin de permettre un fonctionnement impulsionnel plus stable de cet oscillateur unique impulsionnel, un repositionnement de l'AOM, et par conséquent de toute la partie en espace libre, du côté du miroir HR de la cavité (voir [Figure 6.16](#)), diminuera assurément le niveau d'ASE et devrait permettre de repousser la limite de stabilité à des puissances supérieures. Il requiert le remplacement des extrémités de la cavité : le FBG HR et le coupleur de sortie solide seraient ainsi remplacés par un FBG LR pour jouer le rôle de coupleur de sortie et un miroir HR solide.

Dans le cas où les différentes perspectives d'amélioration précédemment exposées ne suffiraient pas à permettre la montée en puissance de la source fibrée impulsionnelle en architecture d'oscillateur unique semi monolithique vers le niveau de puissance moyenne visée supérieure à 100 W, une solution intéressante, peu étudiée dans la littérature, consisterait à développer un oscillateur-maître activement déclenché, entièrement fibré, de forte puissance à 2  $\mu\text{m}$  (environ 10 W), suivi d'un seul étage d'amplification. Cette architecture entièrement fibrée, représentée sur la [Figure C.1](#), est constituée d'un oscillateur-maître semblable à la source à 2  $\mu\text{m}$  monolithique développée et étudiée dans

cette thèse, fonctionnant à plus faible puissance afin de pouvoir y implémenter un AOM fibré commercial dont la limite de tenue au flux est, à ce jour, de l'ordre d'une dizaine de watts à  $2\ \mu\text{m}$ . Avec un niveau de puissance proche de 10 W en sortie de l'oscillateur-maître, un seul étage d'amplification en aval serait suffisant pour atteindre la centaine de watts de puissance moyenne à  $2\ \mu\text{m}$  en sortie de source. Cette solution a donc pour ambition de tirer avantage des deux architectures principales des lasers à fibre, que sont le MOPA et l'oscillateur unique, avec un système puissant et entièrement fibré mais à la fois moins complexe et moins volumineux que les sources MOPA impulsionnelles de forte puissance, qui sont le plus souvent composées de trois étages d'amplification et plus.



**FIGURE C.1 :** Représentation schématique du dispositif expérimental d'une solution d'oscillateur-maître puissant amplifié par un étage d'amplification pour une émission impulsionnelle à  $2\ \mu\text{m}$  de forte puissance moyenne. Les points rouges sur les figures représentent les soudures entre les composants.



---

# Bibliographie

---

- [1] U. S. Navy, “Plot of Earth atmosphere transmittance in the infrared region of the electromagnetic spectrum,” 2012.
- [2] T. Ehrenreich, R. Leveille, I. Majid, and K. Tankala, “1-kW, All-Glass Tm :fiber Laser,” in *SPIE Photonics West 2010 : LASE*, San Francisco, 2010.
- [3] C. Gaida, M. Gebhardt, T. Heuermann, F. Stutzki, C. Jauregui, and J. Limpert, “Ultrafast thulium fiber laser system emitting more than 1 kW of average power,” *Optics Letters*, vol. 43, no. 23, p. 5853, 2018.
- [4] K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng, and J. Lægsgaard, “Theoretical analysis of mode instability in high-power fiber amplifiers,” *Optics Express*, vol. 21, no. 2, p. 1944, 2013.
- [5] J. M. Dudley and J. R. Taylor, *Supercontinuum Generation in Optical Fibers*. Royaume-Uni : Cambridge University Press, 2010.
- [6] H. Hashizume, K. Hamanaka, A. C. Graham III, and X. F. Zhu, “Future of gradient index optics,” in *Future of gradient index optics*, T. J. Suleski, Ed., San Diego, CA, 2001, pp. 26–39.
- [7] W. K. H. Panofsky and M. Phillips, *Classical electricity and magnetism*, 2nd ed. USA : Dover Publications Inc., 2005.
- [8] A. Malvache, “Optique non-linéaire à haute intensité : Compression d’impulsions laser Interaction laser-plasma,” Thèse de doctorat, École Polytechnique X, 2011.
- [9] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*. USA : Wiley-Interscience, 2007.
- [10] J. Crisp, *Introduction to Fiber Optics*, 3rd ed. USA : Elsevier, 2005.
- [11] C. Louot, “Sources de supercontinuum pour la microspectroscopie Raman cohérente large-bande,” Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2018.
- [12] N. G. R. Broderick, H. L. Offerhaus, D. J. Richardson, R. A. Sammut, J. Caplen, and L. Dong, “Large Mode Area Fibers for High Power Applications,” *Optical Fiber Technology*, vol. 5, no. 2, pp. 185–196, 1999.
- [13] R. Paschotta, *Field Guide to Optical Fiber Technology*. USA : SPIE, 2010.
- [14] I. W. Schie, T. Weeks, G. P. Mc Nerney, S. Fore, J. K. Sampson, S. Wachsmann-Hogiu, J. C. Rutledge, and T. Huser, “Simultaneous forward and epi-CARS mi-

- crosscopy with a single detector by time-correlated single photon counting,” *Optics Express*, vol. 16, no. 3, pp. 2168–2175, 2008.
- [15] N. Barnes and B. Walsh, “Amplified spontaneous emission-application to Nd :YAG lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 1, pp. 101–109, 1999.
- [16] I. Pavlov, E. Dülgergil, E. Ilbey, and F. O. Ilday, “Diffraction-limited, 10-W, 5-ns, 100-kHz, all-fiber laser at 1.55  $\mu\text{m}$ ,” *Optics Letters*, vol. 39, no. 9, pp. 2695–2698, 2014.
- [17] O. Svelto, *Principles of Lasers*. USA : Springer US, 2010.
- [18] D. Nicolas, “étude d’agrégats d’oxydes de terres rares,” Thèse de doctorat, Université Claude Bernard, Lyon I, 2001.
- [19] S. D. Jackson, “Cross relaxation and energy transfer upconversion processes relevant to the functioning of 2  $\mu\text{m}$  Tm $^{3+}$ -doped silica fibre lasers,” *Optics Communications*, vol. 230, no. 1-3, pp. 197–203, Jan. 2004.
- [20] J. Wang, N. Bae, S. B. Lee, and K. Lee, “Effects of ion clustering and excited state absorption on the performance of Ho-doped fiber lasers,” *Optics Express*, vol. 27, no. 10, pp. 14 283–14 297, 2019.
- [21] P. Koška, P. Peterka, J. Aubrecht, O. Podrazký, F. Todorov, M. Becker, Y. Baravets, P. Honzátko, and I. Kašík, “Enhanced pump absorption efficiency in coiled and twisted double-clad thulium-doped fibers,” *Optics Express*, vol. 24, no. 1, pp. 102–107, 2016.
- [22] A. S. Kurkov, E. M. Sholokhov, A. V. Marakulin, and L. A. Minashina, “Effect of active-ion concentration on holmium fibre laser efficiency,” *Quantum Electronics*, vol. 40, no. 5, pp. 386–388, 2010.
- [23] P. F. Moulton, G. A. Rines, E. V. Slobodtchikov, K. F. Wall, G. Frith, B. Samson, and A. L. G. Carter, “Tm-Doped Fiber Lasers : Fundamentals and Power Scaling,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 15, no. 1, pp. 85–92, 2009.
- [24] K. K. Pukhov, F. Pelle, and J. Heber, “Multiphonon relaxation of excited rare-earth ions in ionic matrices,” *Molecular Physics*, vol. 101, no. 7, pp. 1001–1006, 2003.
- [25] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 5th ed. USA : Academic Press, 2013.
- [26] S. Jackson and T. King, “Theoretical modeling of Tm-doped silica fiber lasers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 5, pp. 948–956, 1999.
- [27] S. D. Agger and J. H. Povlsen, “Emission and absorption cross section of thulium doped silica fibers,” *Optics Express*, vol. 14, no. 1, pp. 50–57, 2006.
- [28] M. J. Barber, P. C. Shardlow, P. Barua, J. K. Sahu, and W. A. Clarkson, “Nested-ring doping for highly efficient 1907 nm short-wavelength cladding-pumped thulium fiber lasers,” *Optics Letters*, vol. 45, no. 19, pp. 5542–5545, 2020.
- [29] M. D. Burns, P. C. Shardlow, P. Barua, T. L. Jefferson-Brain, J. K. Sahu, and W. A. Clarkson, “47 W continuous-wave 1726 nm thulium fiber laser core-pumped by an erbium fiber laser,” *Optics Letters*, vol. 44, no. 21, p. 5230, 2019.
- [30] M. Jossent, “Développement de fibres optiques à dispersion contrôlée pour l’élabo-

- ration de lasers ultrarapides à 2  $\mu\text{m}$ ,” Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2017.
- [31] S. Jackson, “The spectroscopic and energy transfer characteristics of rare earth ions used for silicate glass fibre lasers operating in the shortwave infrared,” *Laser & Photonics Reviews*, vol. 3, pp. 466–482, 2009.
- [32] J. B. Gruber, M. E. Hills, M. D. Seltzer, S. B. Stevens, C. A. Morrison, G. A. Turner, and M. R. Kokta, “Energy levels and crystal quantum states of trivalent holmium in yttrium aluminum garnet,” *Journal of Applied Physics*, vol. 69, no. 12, pp. 8183–8204, 1991.
- [33] P. Peterka, B. Faure, W. Blanc, M. Karásek, and B. Dussardier, “Theoretical modelling of S-band thulium-doped silica fibre amplifiers,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 36, no. 1-3, pp. 201–212, 2004.
- [34] H. Gebavi, D. Milanese, R. Balda, S. Chaussedent, M. Ferrari, J. Fernandez, and M. Ferraris, “Spectroscopy and optical characterization of thulium doped TZN glasses,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 43, no. 13, p. 135104, 2010.
- [35] S. Jackson, A. Sabella, A. Hemming, S. Bennetts, and D. Lancaster, “High-Power 83 W Holmium-Doped Silica Fiber Laser Operating with High Beam Quality,” *Optics letters*, vol. 32, pp. 241–3, 2007.
- [36] S. D. Jackson, F. Bugge, and G. Erbert, “Directly diode-pumped holmium fiber lasers,” *Optics Letters*, vol. 32, no. 17, pp. 2496–2498, 2007.
- [37] S. Jackson, “Midinfrared holmium fiber lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 42, no. 2, pp. 187–191, 2006.
- [38] A. Hemming, S. Bennetts, N. Simakov, A. Davidson, J. Haub, and A. Carter, “High power operation of cladding pumped holmium-doped silica fibre lasers,” *Optics Express*, vol. 21, no. 4, pp. 4560–4566, 2013.
- [39] N. Simakov, A. Hemming, W. A. Clarkson, J. Haub, and A. Carter, “A cladding-pumped, tunable holmium doped fiber laser,” *Optics Express*, vol. 21, no. 23, pp. 28 415–28 422, 2013.
- [40] K. A. Boccuzzi, G. A. Newburgh, and J. R. Marciante, “Tm/Ho-doped fiber laser systems using coaxial fiber,” *Optics Express*, vol. 27, no. 20, pp. 27 396–27 408, 2019.
- [41] K. A. Boccuzzi, G. A. Newburgh, and J. R. Marciante, “Cavity requirements for realizing high-efficiency, Tm/Ho-doped, coaxial fiber laser systems,” *Optics Express*, vol. 28, no. 19, p. 27715, 2020.
- [42] K. Oh, T. F. Morse, A. Kilian, L. Reinhart, and P. M. Weber, “Continuous-wave oscillation of thulium-sensitized holmium-doped silica fiber laser,” *Optics Letters*, vol. 19, no. 4, pp. 278–280, 1994.
- [43] Y. Kalisky, S. Rotman, G. Boulon, C. Pedrini, and A. Brenier, “Spectroscopy, modelling and laser operation of holmium doped laser crystals,” *Journal de Physique IV Proceedings*, vol. 04, no. C4, pp. C4-573–C4-577, 1994.
- [44] N. J. Ramírez-Martínez, M. Núñez-Velázquez, and J. K. Sahu, “Study on the dopant concentration ratio in thulium-holmium doped silica fibers for lasing at 2.1  $\mu\text{m}$ ,” *Optics Express*, vol. 28, no. 17, pp. 24 961–24 967, 2020.

- [45] N. Dalloz, T. Robin, B. Cadier, C. Kieleck, M. Eichhorn, and A. Hildenbrand-Dhollande, “55 W actively Q-switched single oscillator Tm<sup>3+</sup>, Ho<sup>3+</sup>-codoped silica polarization maintaining 2.09  $\mu\text{m}$  fiber laser,” *Optics Express*, vol. 27, no. 6, pp. 8387–8394, 2019.
- [46] P. Forster, C. Romano, C. Kieleck, and M. Eichhorn, “Advances in two-micron lasers for nonlinear conversion into the mid-IR,” in *Micro-Structured and Specialty Optical Fibres VI*. Online : SPIE, 2020, p. 10.
- [47] K. O. Hill, B. S. Kawasaki, and D. C. Johnson, “Low-threshold cw Raman laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 29, no. 3, pp. 181–183, 1976.
- [48] D. Gruppi, “étude de sources laser impulsives haute cadence pour l’infra-rouge utilisant la conversion Raman dans les fibres optiques,” Thèse de doctorat, Université de Strasbourg 1, 2008.
- [49] E. M. Dianov, I. A. Bufetov, V. M. Mashinsky, V. B. Neustruev, O. I. Medvedkov, A. V. Shubin, M. A. Mel’kumov, A. N. Gur’yanov, V. F. Khopin, and M. V. Yashkov, “Raman fibre lasers emitting at a wavelength above 2  $\mu\text{m}$ ,” *Quantum Electronics*, vol. 34, no. 8, pp. 695–697, 2004.
- [50] W. Kim, S. Bayya, B. Shaw, J. Myers, S. N. Qadri, R. Thapa, D. Gibson, C. McClain, F. Kung, J. Kolis, B. Stadelman, and J. Sanghera, “Hydrothermally clad-ded crystalline fibers for laser applications [Invited],” *Optical Materials Express*, vol. 9, no. 6, pp. 2716–2728, 2019.
- [51] A. Goldstein and A. Krell, “Transparent Ceramics at 50 : Progress Made and Further Prospects,” *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 99, no. 10, pp. 3173–3197, 2016.
- [52] I. Kasik, P. Peterka, J. Mrazek, and P. Honzátko, “Silica Optical Fibers Doped with Nanoparticles for Fiber Lasers and Broadband Sources,” *Current Nanoscience*, vol. 12, no. 3, pp. 277–290, 2016.
- [53] M. Kamrádek, I. Kašík, J. Aubrecht, J. Mrázek, O. Podrazký, J. Cajzl, P. Vařák, V. Kubeček, P. Peterka, and P. Honzátko, “Nanoparticle and Solution Doping for Efficient Holmium Fiber Lasers,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 11, no. 5, pp. 1–10, 2019.
- [54] S. D. Jackson, “Towards high-power mid-infrared emission from a fibre laser,” *Nature Photonics*, vol. 6, no. 7, pp. 423–431, 2012.
- [55] P. Peterka, I. Kasik, A. Dhar, B. Dussardier, and W. Blanc, “Theoretical modeling of fiber laser at 810 nm based on thulium-doped silica fibers with enhanced <sup>3</sup>H<sub>4</sub> level lifetime,” *Optics Express*, vol. 19, no. 3, p. 2773, 2011.
- [56] 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 Technology*, vol. 4, no. 7, pp. 870–876, 1986.
- [57] K. C. Kao and G. A. Hockham, “Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies,” *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 113, no. 7, pp. 1151–1158, 1966.
- [58] J. E. Townsend, S. B. Poole, and D. N. Payne, “Solution-doping technique for fabrication of rare-earth-doped optical fibres,” *Electronics Letters*, vol. 23, no. 7,

- pp. 329–331, 1987.
- [59] V. Matějec, I. Kasik, and M. Pospisilová, “Preparation and optical properties of silica optical fibres with an Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-doped core,” *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 192-193, pp. 195–198, 1995.
- [60] J. J. Koponen, L. C. Petit, T. Kokki, V. Aallos, J. Paul, and H. Ihalainen, “Progress in direct nanoparticle deposition for the development of the next generation fiber lasers,” *Optical Engineering*, vol. 50, no. 11, p. 111605, 2011.
- [61] C. Hong, D. S. Kim, and M. Choi, “Jet-Assisted Aerosol CVD for Multicomponent Particle Deposition,” *Chemical Vapor Deposition*, vol. 12, no. 10, pp. 627–630, 2006.
- [62] O. Podrazky, I. Kasik, M. Pospisilova, and V. Matejec, “Use of alumina nanoparticles for preparation of erbium-doped fibers,” in *LEOS 2007 - IEEE Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting Conference Proceedings*, vol. 21-25, Orlando, USA, 2007, pp. 246–247.
- [63] I. Kasik, J. Mrazek, O. Podrazky, J. Probstova, J. Cajzl, J. Aubrecht, P. Peterka, P. Honzatko, and A. Dhar, “Erbium and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanocrystals-doped silica optical fibers,” *Bulletin of the Polish Academy of Sciences : Technical Sciences*, vol. 62, no. 4, pp. 641–646, 2014.
- [64] O. Podrazky, I. Kasik, M. Pospisilova, and V. Matejec, “Use of nanoparticles for preparation of rare-earth doped silica fibers,” *Physica Status Solidi C*, vol. 6, no. 10, pp. 2228–2230, 2009.
- [65] I. Kasik, “Glass Materials for optical fibers,” *Ceramics - Silikaty*, vol. 64, pp. 1–9, 2019.
- [66] P. Honzatko, I. Kasik, J. Mrazek, J. Aubrecht, P. Peterka, M. Kamradek, J. Cajzl, and O. Podrazky, “Thulium-doped optical fibers for fiber lasers operating at around 2 μm,” *Bulletin of the Polish Academy of Sciences : Technical Sciences*, no. 5, pp. 981–986, 2019.
- [67] D. A. Gaponov, R. Dauliat, D. Darwich, T. Mansuryan, R. Jamier, S. Grimm, K. Schuster, and P. Roy, “High-power passively mode-locked dissipative soliton fiber laser featuring cladding-pumped non-CVD thulium-doped fiber,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 32, no. 8, pp. 1656–1659, 2015.
- [68] 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 Technologies*, vol. 3, no. 4, pp. 447–468, 2014.
- [69] D. Darwich, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoit, 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,” *Optics Letters*, vol. 41, no. 2, pp. 384–387, 2016.
- [70] P. Peterka, I. Kašík, V. Matějec, V. Kubeček, and P. Dvořáček, “Experimental demonstration of novel end-pumping method for double-clad fiber devices,” *Optics Letters*, vol. 31, no. 22, pp. 3240–3242, 2006.
- [71] H.-R. Müller, J. Kirchhof, V. Reichel, and S. Unger, “Fibers for high-power lasers

- and amplifiers,” *Comptes Rendus Physique*, vol. 7, no. 2, pp. 154–162, 2006.
- [72] S. Sujecki, L. Sojka, A. B. Seddon, T. M. Benson, E. Barney, M. C. Falconi, F. Prudenzano, M. Marciniak, H. Baghdasaryan, P. Peterka, and S. Taccheo, “Comparative Modeling of Infrared Fiber Lasers,” *Photonics*, vol. 5, no. 4, p. 48, 2018.
- [73] W. Li, M. Lu, Z. Yang, H. Guo, P. Wang, and B. Peng, “Fabrication and characterization of Yb<sup>3+</sup>-doped gain-guided index-antiguided fiber with D-shaped inner cladding,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 28, no. 6, pp. 1498–1501, 2011.
- [74] S. Revathi, S. Balachander, S. Srivastava, and E. Kumarajeeva, “Design and Optimization of Spiral Cladding Photonic Crystal Fiber Based Sensor for Gas Sensing Applications,” in *2018 International Conference on Design Innovations for 3Cs Compute Communicate Control (ICDI3C)*, Bangalore, India, 2018, pp. 1–7.
- [75] M. Javadimanesh, S. Ghavami Sabouri, and A. Khorsandi, “The effect of cladding geometry on the absorption efficiency of double-clad fiber lasers,” *Optica Applicata*, vol. 46, no. 2, pp. 277–279, 2016.
- [76] P. Peterka, P. Koška, A. A. Jasim, N. Kanagaraj, J. Aubrecht, M. Kamrádek, O. Podrazký, F. Todorov, I. Kašík, and P. Honzátko, “Enhanced Pump Absorption Efficiency in Coiled and Twisted Double-Clad Fibers for Fiber Lasers,” in *2019 21st International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, Angers, France, 2019, pp. 1–4.
- [77] K. Tankala, B. Samson, A. Carter, J. Farroni, D. Machewirth, N. Jacobson, U. Manyam, A. Sanchez, M.-Y. Chen, A. Galvanauskas, W. Torruellas, and Y. Chen, “New developments in high power eye-safe LMA fibers,” in *Fiber Lasers III : Technology, Systems, and Applications*, vol. 6102. SPIE, 2006, pp. 27–35.
- [78] S. 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,” *Applied optics*, vol. 42, pp. 2702–7, 2003.
- [79] F. Z. Tang, P. McNamara, and G. Barton, “Enhanced Al Incorporation in Solution-Doped Optical Fibre Fabrication,” in *2006 European Conference on Optical Communications*, Cannes, France, 2006, pp. 1–2.
- [80] N. Simakov, A. V. Hemming, A. Carter, K. Farley, A. Davidson, N. Carmody, M. Hughes, J. M. O. Daniel, L. Corena, D. Stepanov, and J. Haub, “Design and experimental demonstration of a large pedestal thulium-doped fibre,” *Optics Express*, vol. 23, no. 3, pp. 3126–3133, 2015.
- [81] J. Nilsson, “High power fiber sources : more than kilowatts,” in *2007 Asia Optical Fiber Communication and Optoelectronics Conference*. Shanghai, China : IEEE, 2007, pp. 364–366.
- [82] L. Zeng, Z. Pan, X. Xi, H. Yang, Y. Ye, L. Huang, H. Zhang, X. Wang, Z. Wang, P. Zhou, X. Xu, and J. Chen, “5 kW monolithic fiber amplifier employing homemade spindle-shaped ytterbium-doped fiber,” *Optics Letters*, vol. 46, no. 6, p. 1393, 2021.

- 
- [83] J. Zhang, Q. Sheng, S. Sun, C. Shi, S. Fu, W. Shi, and J. Yao, "1.7- $\mu\text{m}$  thulium fiber laser with all-fiber ring cavity," *Optics Communications*, vol. 457, p. 124627, 2019.
- [84] A. E. Siegman, *Lasers*. USA : University Science Books, 1986.
- [85] K. Hill and G. Meltz, "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1263–1276, 1997.
- [86] C. Buckley, "Conception et réalisation d'un endomicroscope polarimétrique de Mueller à fibre en vue d'une application à l'aide au diagnostic médical in vivo," Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2020.
- [87] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1277–1294, 1997.
- [88] W. Yao, C. Shen, Z. Shao, J. Wang, F. Wang, Y. Zhao, and D. Shen, "790 W incoherent beam combination of a Tm-doped fiber laser at 1941 nm using a  $3 \times 1$  signal combiner," *Applied Optics*, vol. 57, no. 20, p. 5574, 2018.
- [89] T. McComb, "Power Scaling Of Large Mode Area Thulium Fiber Lasers In Various Spectral And Temporal Regimes," Thèse de doctorat, University of Central Florida, 2009.
- [90] J. Swiderski and M. Michalska, "Generation of self-mode-locked resembling pulses in a fast gain-switched thulium-doped fiber laser," *Optics Letters*, vol. 38, no. 10, pp. 1624–1626, 2013.
- [91] M. Jiang and P. Tayebati, "Stable 10 ns, kilowatt peak-power pulse generation from a gain-switched Tm-doped fiber laser," *Optics Letters*, vol. 32, no. 13, pp. 1797–1799, 2007.
- [92] P. S. Teh, H.-Y. Chan, R. J. Lewis, D. P. Shepherd, S.-u. Alam, and D. J. Richardson, "200W Gain-Switched-Diode-Seeded, Single-Polarization, Narrow-Linewidth, All-Fiber, Picosecond MOPA," in *2013 Conference on Lasers and Electro-Optics*. Optical Society of America, 2013, p. CW3M.2.
- [93] R. C. Botha, "Development of diode end-pumped Nd:YLF lasers at 1314 nm for high power operation," Thèse de doctorat, University of Stellenbosch, 2016.
- [94] A. Tarasov and H. Chu, "Generation of pulses with sub-nanosecond duration and sub-joule energy in gain-switched Ti : Sapphire lasers," *Optics Express*, vol. 27, no. 3, p. 3574, 2019.
- [95] Y. Tang, X. Li, and Q. J. Wang, "High-power passively Q-switched thulium fiber laser with distributed stimulated Brillouin scattering," *Optics Letters*, vol. 38, no. 24, pp. 5474–5477, 2013.
- [96] Y. Tang and J. Xu, "High-power pulsed thulium fiber oscillator modulated by stimulated Brillouin scattering," *Applied Physics Letters*, vol. 104, no. 1, p. 011103, 2014.
- [97] Y. Tang and J. Xu, "High-power pulsed thulium fiber oscillator modulated by stimulated Brillouin scattering," *Applied Physics Letters*, vol. 104, 2013.
- [98] X. He, A. Luo, W. Lin, Q. Yang, T. Yang, X. Yuan, S. Xu, W. Xu, Z.-C. Luo, and Z. Yang, "A stable 2  $\mu\text{m}$  passively Q-switched fiber laser based on nonlinear polarization evolution," *Laser Physics*, vol. 24, p. 085102, 2014.

- [99] P. C. Debnath and D.-I. Yeom, “Ultrafast Fiber Lasers with Low-Dimensional Saturable Absorbers : Status and Prospects,” *Sensors*, vol. 21, no. 11, p. 3676, 2021.
- [100] D. Ristau, *Laser-Induced Damage in Optical Materials*. USA : CRC Press, 2014.
- [101] iXblue Photonics, “Commercial LiNbO3 intensity modulators : datasheet,” 2022.
- [102] M. Eichhorn, *Laser Physics : From Principles to Practical Work in the Lab*, ser. Graduate Texts in Physics. Allemagne : Springer International Publishing, 2014.
- [103] F. Gutty, A. Grisard, A. Joly, C. Larat, D. Papillon-Ruggeri, and E. Lallier, “Multi-kW peak power acousto-optically tunable thulium-doped fiber laser system,” *Optics Express*, vol. 23, no. 5, p. 6754, 2015.
- [104] D. Lorenz, C. Romano, M. Eichhorn, and C. Kieleck, “Nanosecond pulsed single-frequency two-stage holmium-doped fiber MOPA at 2054 nm and 2090 nm,” *Applied Optics*, vol. 60, no. 22, pp. F27–F32, 2021.
- [105] N. J. Ramírez-Martínez, M. Núñez-Velázquez, A. A. Umnikov, and J. K. Sahu, “Highly efficient thulium-doped high-power laser fibers fabricated by MCVD,” *Optics Express*, vol. 27, no. 1, p. 196, 2019.
- [106] A. Hemming, N. Simakov, A. Davidson, S. Bennetts, M. Hughes, N. Carmody, P. Davies, L. Corena, D. Stepanov, J. Haub, R. Swain, and A. Carter, “A monolithic cladding pumped holmium-doped fibre laser,” in *2013 Conference on Lasers and Electro-Optics*. San Jose, California : OSA, 2013, p. CW1M.1.
- [107] A. Hemming, N. Simakov, A. Davidson, M. Oermann, L. Corena, D. Stepanov, N. Carmody, J. Haub, R. Swain, and A. Carter, “Development of high-power holmium-doped fibre amplifiers,” in *Fiber Lasers XI : Technology, Systems, and Applications*, ser. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 8961, Mar. 2014, p. 89611A.
- [108] M. Meleshkevich, N. Platonov, D. Gapontsev, A. Drozhzhin, V. Sergeev, and V. Gapontsev, “415 W Single-Mode CW Thulium Fiber Laser in all-fiber format,” in *2007 European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference*. Munich, Germany : IEEE, 2007, pp. 1–1.
- [109] Y. Tang, C. Huang, S. Wang, H. Li, and J. Xu, “High-power narrow-bandwidth thulium fiber laser with an all-fiber cavity,” *Optics Express*, vol. 20, no. 16, p. 17539, 2012.
- [110] X. Wang, P. Zhou, X. Wang, H. Xiao, and L. Si, “102 W monolithic single frequency Tm-doped fiber MOPA,” *Optics Express*, vol. 21, no. 26, p. 32386, 2013.
- [111] J. Liu, H. Shi, K. Liu, Y. Hou, and P. Wang, “210 W single-frequency, single-polarization, thulium-doped all-fiber MOPA,” *Optics Express*, vol. 22, no. 11, pp. 13 572–13 578, 2014.
- [112] X. Wang, X. Jin, P. Zhou, X. Wang, H. Xiao, and Z. Liu, “High power, widely tunable, narrowband superfluorescent source at 2  $\mu\text{m}$  based on a monolithic Tm-doped fiber amplifier,” *Optics Express*, vol. 23, no. 3, p. 3382, 2015.
- [113] K. Yin, R. Zhu, B. Zhang, G. Liu, P. Zhou, and J. Hou, “300 W-level, wavelength-widely-tunable, all-fiber integrated thulium-doped fiber laser,” *Optics Express*, vol. 24, no. 10, p. 11085, 2016.

- 
- [114] T. Walbaum, M. Heinzig, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, "Monolithic thulium fiber laser with 567 W output power at 1970 nm," *Optics Letters*, vol. 41, no. 11, pp. 2632–2635, 2016.
- [115] Y. Liu, H. Li, L. Yang, N. Dai, J. Li, C. Cao, Y. Xing, L. Liao, R. Cao, F. Zhang, Y. Chen, Y. Wang, and J. Peng, "406 W Narrow-Linewidth All-Fiber Amplifier With Tm-Doped Fiber Fabricated by MCVD," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 31, no. 22, pp. 1779–1782, 2019.
- [116] Y.-Z. Liu, Y.-B. Xing, L. Liao, Y.-B. Wang, J.-G. Peng, H.-Q. Li, N.-L. Dai, and J.-Y. Li, "530 W all-fiber continuous-wave Tm-doped fiber laser," *Acta Physica Sinica*, vol. 69, no. 18, p. 184209, 2020.
- [117] J. S. Shin, Y.-H. Cha, B. J. Chun, D.-Y. Jeong, and H. Park, "200-W Continuous-wave Thulium-doped All-fiber Laser at 2050 nm," *Current Optics and Photonics*, vol. 5, no. 3, pp. 306–310, 2021.
- [118] A. Hemming, S. Bennetts, A. Davidson, N. Carmody, and D. G. Lancaster, "A 226W high power Tm fibre laser," in *OECC/ACOFT 2008 - Joint Conference of the Opto-Electronics and Communications Conference and the Australian Conference on Optical Fibre Technology*. Sydney, Australia : IEEE, 2008, pp. 1–2.
- [119] G. D. Goodno, L. D. Book, and J. E. Rothenberg, "Low-phase-noise, single-frequency, single-mode 608 W thulium fiber amplifier," *Optics Letters*, vol. 34, no. 8, p. 1204, 2009.
- [120] L. Shah, R. A. Sims, P. Kadwani, C. C. Willis, J. B. Bradford, A. Sincore, and M. Richardson, "High-power spectral beam combining of linearly polarized Tm :fiber lasers," *Applied Optics*, vol. 54, no. 4, p. 757, 2015.
- [121] Y. Tang, X. Li, Z. Yan, X. yu, Y. Zhang, and Q. Wang, "50-W 2- $\mu$ m Nanosecond All-Fiber-Based Thulium-Doped Fiber Amplifier," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, pp. 1–7, 2014.
- [122] X. Wang, X. Jin, P. Zhou, X. Wang, H. Xiao, and Z. Liu, "105 W ultranarrowband nanosecond pulsed laser at 2  $\mu$ m based on monolithic Tm-doped fiber MOPA," *Optics Express*, vol. 23, no. 4, pp. 4233–4241, 2015.
- [123] D.-Q. Ouyang, J.-Q. Zhao, Z.-J. Zheng, S.-C. Ruan, C.-Y. Guo, P.-G. Yan, and W.-X. Xie, "110 W All Fiber Actively Q-Switched Thulium-Doped Fiber Laser," *IEEE Photonics Journal*, vol. 7, no. 1, pp. 1–6, 2015.
- [124] J. Zhao, Z. Zheng, D. Ouyang, M. Liu, X. Ren, S. Ruan, and W. Xie, "70-W Graphene-Oxide Passively Q-Switched Thulium-Doped Double-Clad Fiber Laser," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 23, no. 1, pp. 13–19, 2017.
- [125] F. Stutzki, C. Gaida, M. Gebhardt, F. Jansen, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Tm-based fiber-laser system with more than 200 MW peak power," *Optics Letters*, vol. 40, no. 1, pp. 9–12, 2015.
- [126] X. Wang, X. Jin, P. Zhou, X. Wang, H. Xiao, and Z. Liu, "All-Fiber-Integrated Narrowband Nanosecond Pulsed Tm-Doped Fiber MOPA," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, no. 14, pp. 1473–1476, 2015.
- [127] S. Liang, L. Xu, Q. Fu, Y. Jung, D. Shepherd, D. Richardson, and S.-U. Alam,

- “295-kW peak power picosecond pulses from a thulium-doped-fiber MOPA and the generation of watt-level  $>25$ -octave supercontinuum extending up to  $5\ \mu\text{m}$ ,” *Optics Express*, vol. 26, p. 6490, 2018.
- [128] J. Yang, Y. Wang, G. Zhang, Y. Tang, and J. Xu, “High-Power Highly Linear-Polarized Nanosecond All-Fiber MOPA at 2040 nm,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, no. 9, pp. 986–989, 2015.
- [129] W. Yao, C. Shen, Z. Shao, Q. Liu, H. Wang, Y. Zhao, and D. Shen, “High-power nanosecond pulse generation from an integrated Tm-Ho fiber MOPA over  $2.1\ \mu\text{m}$ ,” *Optics Express*, vol. 26, no. 7, pp. 8841–8848, 2018.
- [130] E. Lucas, L. Lombard, Y. Jaouën, S. Bordais, and G. Canat, “1 kW peak power, 110 ns single-frequency thulium doped fiber amplifier at 2050 nm,” *Applied Optics*, vol. 53, no. 20, p. 4413, 2014.
- [131] X. Wang, X. Jin, P. Zhou, X. Wang, H. Xiao, and Z. Liu, “All-fiber high-average power nanosecond-pulsed master-oscillator power amplifier at  $2\ \mu\text{m}$  with mJ-level pulse energy,” *Applied Optics*, vol. 55, no. 8, pp. 1941–1945, 2016.
- [132] N. Simakov, A. Hemming, S. Bennetts, and J. Haub, “Efficient, polarised, gain-switched operation of a Tm-doped fibre laser,” *Optics Express*, vol. 19, no. 16, pp. 14949–14954, 2011.
- [133] S. Hollitt, N. Simakov, A. Hemming, J. Haub, and A. Carter, “A linearly polarised, pulsed Ho-doped fiber laser,” *Optics Express*, vol. 20, no. 15, pp. 16285–16290, 2012.
- [134] Ke Yin, Weiqiang Yang, Bin Zhang, Ying Li, and Jing Hou, “Microsecond gain-switched master oscillator power amplifier (1958 nm) with high pulse energy,” *Quantum Electronics*, vol. 44, no. 2, pp. 163–166, 2014.
- [135] S. D. Chowdhury, A. Pal, D. Pal, S. Chatterjee, M. C. Paul, R. Sen, and M. Pal, “High repetition rate gain-switched  $1.94\ \mu\text{m}$  fiber laser pumped by  $1.56\ \mu\text{m}$  dissipative soliton resonance fiber laser,” *Optics Letters*, vol. 42, no. 13, pp. 2471–2474, 2017.
- [136] J. Geng, Q. Wang, T. Luo, B. Case, S. Jiang, F. Amzajerjian, and J. Yu, “Single-frequency gain-switched Ho-doped fiber laser,” *Optics Letters*, vol. 37, no. 18, p. 3795, 2012.
- [137] H. Luo, F. Liu, J. Li, and Y. Liu, “High repetition rate gain-switched Ho-doped fiber laser at  $2.103\ \mu\text{m}$  pumped by h-shaped mode-locked Tm-doped fiber laser at  $1.985\ \mu\text{m}$ ,” *Optics Express*, vol. 26, no. 20, p. 26485, 2018.
- [138] Y. Tang, L. Xu, Y. Yang, and J. Xu, “High-power gain-switched Tm<sup>3+</sup>-doped fiber laser,” *Optics Express*, vol. 18, no. 22, pp. 22964–22972, 2010.
- [139] Y. J. Zhang, B.-Q. Yao, Y.-L. Ju, and Y.-Z. Wang, “Gain-switched Tm<sup>3+</sup>-doped double-clad silica fiber laser,” *Optics Express*, vol. 13, no. 4, p. 1085, 2005.
- [140] S. D. Jackson, “Passively Q-switched Tm<sup>3+</sup>-doped silica fiber lasers,” *Applied Optics*, vol. 46, no. 16, p. 3311, 2007.
- [141] R. Kadel and B. R. Washburn, “All-fiber passively mode-locked thulium/holmium laser with two center wavelengths,” *Applied Optics*, vol. 51, no. 27, p. 6465, 2012.
- [142] X. He, S. Xu, C. Li, C. Yang, Q. Yang, S. Mo, D. Chen, and Z. Yang, “ $1.95\ \mu\text{m}$

- kHz-linewidth single-frequency fiber laser using self-developed heavily Tm<sup>3+</sup>-doped germanate glass fiber,” *Optics Express*, vol. 21, no. 18, p. 20800, 2013.
- [143] X. Wang, P. Zhou, Y. Miao, H. Zhang, H. Xiao, X. Wang, and Z. Liu, “High power, compact, passively Q-switched Ho-doped fiber laser tandem pumped by a 1150 nm Raman fiber laser,” *Laser Physics Letters*, vol. 11, p. 095101, 2014.
- [144] M. Chernysheva, C. Mou, R. Arif, M. AlAraini, M. Rümeli, S. Turitsyn, and A. Rozhin, “High Power Q-Switched Thulium Doped Fibre Laser using Carbon Nanotube Polymer Composite Saturable Absorber,” *Scientific Reports*, vol. 6, no. 1, p. 24220, 2016.
- [145] S. Kivistö, R. Koskinen, J. Paaajaste, S. D. Jackson, M. Guina, and O. G. Okhotnikov, “Passively Q-switched Tm<sup>3+</sup>, Ho<sup>3+</sup>-doped silica fiber laser using a highly nonlinear saturable absorber and dynamic gain pulse compression,” *Optics Express*, vol. 16, no. 26, p. 22058, 2008.
- [146] J. Long, D. Shen, Y. Wang, W. Zhao, Y. An, and W. Zhou, “Stable passively Q-switched operation of Tm<sup>3+</sup> doped silica fiber laser by anti-resonant Fabry-Perot saturable absorber,” *Laser Physics*, vol. 22, 2012.
- [147] Y. Tang, X. Yu, X. Li, Z. Yan, and Q. J. Wang, “High-power thulium fiber laser Q switched with single-layer graphene,” *Optics Letters*, vol. 39, no. 3, pp. 614–617, 2014.
- [148] M. Eichhorn and S. D. Jackson, “High-pulse-energy, actively Q-switched Tm<sup>3+</sup>, Ho<sup>3+</sup>-codoped silica 2 μm fiber laser,” *Optics Letters*, vol. 33, no. 10, p. 1044, 2008.
- [149] M. Eichhorn and S. D. Jackson, “High-pulse-energy actively Q-switched Tm<sup>3+</sup>-doped silica 2 μm fiber laser pumped at 792 nm,” *Optics Letters*, vol. 32, no. 19, pp. 2780–2782, 2007.
- [150] C. Kieleck, A. Berrou, B. Donelan, B. Cadier, T. Robin, and M. Eichhorn, “6.5 W ZnGeP<sub>2</sub> OPO directly pumped by a Q-switched Tm<sup>3+</sup>-doped single-oscillator fiber laser,” *Optics letters*, vol. 40, pp. 1101–1104, 2015.
- [151] P. Forster, C. Romano, M. Eichhorn, and C. Kieleck, “Recent advances in high-power 2 μm fiber lasers for frequency conversion into the mid-IR,” in *Nonlinear Frequency Generation and Conversion : Materials and Devices XIX*. San Francisco, United States : SPIE, 2020, p. 16.
- [152] P. Forster, C. Romano, M. Eichhorn, and C. Kieleck, “High-pulse-energy high-brightness Q-switched Tm<sup>3+</sup> :Ho<sup>3+</sup>-codoped triple-clad polarizationmaintaining fiber laser,” *OSA Continuum*, vol. 4, no. 7, pp. 1907–1915, 2021.
- [153] F. Li, H. Zhu, and Y. Zhang, “High-power widely tunable Q-switched thulium fiber lasers,” vol. 12, no. 9, p. 095102, 2015.
- [154] M. Jung and J. Han Lee, “Actively Q-switched, thulium–holmium-codoped fiber laser incorporating a silicon-based, variable-optical-attenuator-based Q switch,” *Applied Optics*, vol. 52, no. 12, p. 2706, 2013.
- [155] S. Fu, Q. Sheng, W. Shi, X. Tian, Q. Fang, and J. Yao, “2 μm actively Q-switched all fiber laser based on stress-induced birefringence and commercial Tm-doped silica fiber,” *Optics & Laser Technology*, vol. 70, pp. 26–29, 2015.

- [156] N. Wetter, "Spectral Narrowing and Brightness Increase in High Power Laser Diode Arrays," in *Semiconductor Laser Diode Technology and Applications*. Londres, Royaume-Uni : IntechOpen, 2012.
- [157] *Optique et photonique — Lasers et équipements associés aux lasers — Méthodes d'essai de distribution de la densité de puissance (d'énergie) du faisceau laser*, Std. ISO 13 694 :2018, 2018.
- [158] D. Noordegraaf, "Fused combiners for photonic crystal bers," Thèse de doctorat, Technical University of Denmark, 2012.
- [159] F. Gonthier, L. Martineau, N. Azami, M. Faucher, F. Seguin, D. Stryckman, and A. Villeneuve, "High-power All-Fiber components : the missing link for high-power fiber lasers," in *Fiber Lasers : Technology, Systems, and Applications*, vol. 5335. SPIE, 2004, pp. 266–276.
- [160] D. Di Giovanni and A. Stentz, "Tapered fiber bundles for coupling light into and out of cladding-pumped fiber devices," US Patent US5 864 644A, 1997.
- [161] A. Kosterin, V. Temyanko, M. Fallahi, and M. Mansuripur, "Tapered fiber bundles for high power applications," in *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference*, vol. 2, 2005, p. OTuF6.
- [162] A. Kosterin, V. Temyanko, M. Fallahi, and M. Mansuripur, "Tapered fiber bundles for combining high-power diode lasers," *Applied Optics*, vol. 43, no. 19, pp. 3893–3900, 2004.
- [163] F. Séguin, A. Wetter, L. Martineau, M. Faucher, C. Delisle, and S. Caplette, "Tapered fused bundle coupler package for reliable high optical power dissipation," in *Fiber Lasers III : Technology, Systems, and Applications*, vol. 6102. SPIE, 2006, pp. 381–390.
- [164] T. Theeg, H. Sayinc, J. Neumann, L. Overmeyer, and D. Kracht, "Pump and signal combiner for bi-directional pumping of all-fiber lasers and amplifiers," *Optics Express*, vol. 20, no. 27, pp. 28 125–28 141, 2012.
- [165] E. Hecht, *Optics*, 5th ed. USA : Pearson, 2016.
- [166] R. Guan, F. Zhu, Z. Gan, D. Huang, and S. Liu, "Stress birefringence analysis of polarization maintaining optical fibers," *Optical Fiber Technology*, vol. 11, no. 3, pp. 240–254, 2005.
- [167] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Optics Letters*, vol. 14, no. 15, pp. 823–825, 1989.
- [168] G. Rajan, M. Ramakrishnan, Y. Semenova, E. Ambikairajah, G. Farrell, and G.-D. Peng, "Experimental Study and Analysis of a Polymer Fiber Bragg Grating Embedded in a Composite Material," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 32, pp. 1726–1733, 2014.
- [169] X. Zhang, J.-J. Max, X. Jiang, L. Yu, and H. Kassı, "Experimental investigation on optical spectral deformation of embedded FBG sensors," *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, vol. 6478, 2007.
- [170] A. Rajabzadeh, R. Heusdens, R. Hendriks, and R. Groves, "Calculation of the

- Mean Strain of Smooth Non-uniform Strain Fields Using Conventional FBG Sensors,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 36, no. 17, pp. 3716–3725, 2018.
- [171] V. Mishra, M. Lohar, and A. Amphawan, “Improvement in temperature sensitivity of FBG by coating of different materials,” *Optik*, vol. 127, no. 2, pp. 825–828, 2016.
- [172] K. Peters, P. Pattis, J. Botsis, and P. Giaccari, “Experimental verification of response of embedded optical fiber Bragg grating sensors in non-homogeneous strain fields,” *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 33, no. 2, pp. 107–119, 2000.
- [173] *Lasers et équipements associés aux lasers — Méthodes d’essai des largeurs du faisceau, angles de divergence et facteurs de limite de diffraction — Partie 1 : Faisceaux stigmatiques et astigmatiques simples*, Std. ISO 11 146-1 :2021, 2021.
- [174] A. E. Siegman, “How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality,” in *DPSS (Diode Pumped Solid State) Lasers : Applications and Issues*, vol. 17. Optical Society of America, 1998, p. MQ1.
- [175] M. Wyszomolek, C. Ottenhues, T. Pulzer, T. Theeg, H. Sayinc, M. Steinke, U. Morgner, J. Neumann, and D. Kracht, “Microstructured fiber cladding light stripper for kilowatt-class laser systems,” *Applied Optics*, vol. 57, no. 23, pp. 6640–6644, 2018.
- [176] A. D. Yablon, *Optical Fiber Fusion Splicing*. Allemagne : Springer Science & Business Media, 2005.
- [177] M. J. Saunders, “Torsion effects on fractured fiber ends,” *Applied Optics*, vol. 18, no. 10, pp. 1480–1481, 1979.
- [178] A. Motard, C. Louot, T. Robin, B. Cadier, I. Manek-Hönninger, N. Dalloz, and A. Hildenbrand-Dhollande, “Diffraction limited 195-W continuous wave laser emission at 2.09  $\mu\text{m}$  from a  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ -codoped single-oscillator monolithic fiber laser,” *Optics Express*, vol. 29, no. 5, pp. 6599–6607, 2021.
- [179] Q. Tan, T. Ge, X. Zhang, and Z. Wang, “Cascaded combiners for a high power CW fiber laser,” *Laser Physics*, vol. 26, no. 2, p. 025102, 2015.
- [180] A. Babazadeh, R. Rezaei-Nasirabad, A. Norouzey, K. Hejaz, R. Poozesh, A. Heidariazar, A. Golshan, A. Roohforouz, S. Jafari, and M. Lafouti, “Robust cladding light stripper for high-power fiber lasers using soft metals,” *Applied optics*, vol. 53, pp. 2611–2615, 2014.
- [181] A. Wetter, M. Faucher, and B. Sévigny, “High power cladding light strippers,” in *Fiber Lasers V : Technology, Systems, and Applications*, vol. 6873, International Society for Optics and Photonics. SPIE, 2008, pp. 473 – 480.
- [182] P. Yan, J. Sun, Y. Huang, D. Li, X. Wang, Q. Xiao, and M. Gong, “Kilowatt-level cladding light stripper for high-power fiber laser,” *Applied Optics*, vol. 56, no. 7, pp. 1935–1939, 2017.
- [183] R. Poozesh, A. Norouzy, A. H. Golshan, A. Roohforouz, A. Babazadeh, R. R. Nasirabad, N. T. Jafari, A. Heidariazar, K. Hejaz, A. Alavian, and A. Amidian, “A Novel Method for Stripping Cladding Lights in High Power Fiber Lasers and Amplifiers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, no. 20, pp. 3199–3202,

- 2012.
- [184] A. Klinner, K.-C. Hou, M. Plötner, C. Hupel, T. Stelzner, T. Schreiber, R. Eberhardt, A. Tünnermann, and A. Tünnermann, “Fabrication and evaluation of a 500 W cladding-light stripper,” in *2013 Advanced Solid-State Lasers Congress*. Optical Society of America, 2013, p. AM2A.3.
  - [185] S. Boehme, K. Hirte, S. Fabian, C. Hupel, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “CO<sub>2</sub>-laser-based coating process for high-power fiber applications,” vol. 8968, pp. 168 – 175, 2014.

# Annexes



## A. Fiche de spécification technique de la fibre Tm<sup>3+</sup>, Ho<sup>3+</sup>



**Industrial confidentiality**

### PRODUCT SPECIFICATION

Product code: IXF-2CF-TmHo-PM-20-300

	Parameter	Specification	Units
1	Core diameter	20 ±1	µm
2	Clad diameter	300 ±10	µm
3	Coating diameter	460 ± 20	µm
4	Core NA	0.09 ±0.02	
5	Cladding NA	≥0.46	
6	Clad absorption @789nm*	>3.3	dB/m
7	Clad absorption @1180nm	>0.6	dB/m
8	Multimode background losses	<50	dB/km
9	Birefringence	>5.10 <sup>-5</sup>	
10	Core-clad offset	<2.0	µm
11	Proof test level	100	kpsi

\*: Calculated from 1180 nm absorption value

Comments
Panda PM design Round cladding shape HeNe multimode tested

Effective date of this document: 05/06/2019

Edition: B

Document reference: IXF-2CF-TmHo-PM-20-300\_edB.pdf

*Specifications are subject to change without notice*

PSD-L-Q-E-086-I



iXblue S.A.S.  
iXblue Photonics – Specialty Fibers Division  
Rue Paul Sabatier, 22300 Lannion, France

T. : +33 1 30 08 94 50  
www.photonics.ixblue.com

Société par Actions Simplifiée au capital de 11 442 897 €  
R.C.S. Versailles 433 185 121 - SIRET 433 185 121 00061  
Code APE 2651B - N° TVA Intra. FR 09 433 185 121



## B. Fiche de spécification technique de la fibre passive



**Industrial confidentiality**

### PRODUCT SPECIFICATION

Product code: IXF-2CF-PAS-PM-20-300-0.08

	Parameter	Specification	Units
1	Core diameter	20 ±1	µm
2	Clad diameter	300 ±10	µm
3	Coating diameter	460 ± 20	µm
4	Core NA	0.085 ±0.005	
5	Cladding NA	≥0.46	
6	Birefringence	>5.10 <sup>-5</sup>	
7	Multimode background losses	<50	dB/km
8	Core-clad offset	<2.0	µm
9	Proof test level	100	kpsi

Comments
Panda PM design Circular cladding shape HeNe multimode tested

Effective date of this document: 11/01/2018

Edition: A

Document reference: IXF-2CF-PAS-PM-20-300-0.08\_edA.pdf

*Specifications are subject to change without notice*

PSD-L-Q-E-086-I



ixblue S.A.S.  
ixblue Photonics – Specialty Fibers Division  
Rue Paul Sabatier, 22300 Lannion, France

T. : +33 1 30 08 94 50  
www.photonics.ixblue.com

Société par Actions Simplifiée au capital de 11 442 897 €  
R.C.S. Versailles 433 185 121 - SIRET 433 185 121 00061  
Code APE 2651B - N° TVA Intra. FR 09 433 185 121



---

# Production scientifique

---

## Publication dans des revues internationales à comité de lecture

- Arnaud Motard, Christophe Louot, Thierry Robin, Benoit Cadier, Inka Manek-Hönninger, Nicolas Dalloz, and Anne Hildenbrand-Dhollande, "Diffraction limited 195-W continuous wave laser emission at 2.09  $\mu\text{m}$  from a  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ -codoped single-oscillator monolithic fiber laser," *Optics Express* **29**, 6599-6607 (2021).

## Communication à des congrès internationaux à comité de lecture

- A. Motard, C. Louot, T. Robin, B. Cadier, N. Dalloz, A. Hildenbrand-Dhollande, and I. Manek-Hönninger, "Free-running and imposed-wavelength cavities for high power continuous-wave  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  codoped single-oscillator fiber laser," in *2021 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference*. OSA Technical Digest, 2021, paper CJ.9.5 (2021).
- A. Motard, C. Louot, I. Manek-Hönninger, N. Dalloz, and A. Hildenbrand-Dhollande, "Continuous Wave and Pulsed Modes of Operation of a High Power 2.09  $\mu\text{m}$  Monolithic Single Oscillator  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ -Codoped Fiber Laser", in *2021 Advanced Solid-State Lasers Congress (ASSL)*. Optical Society of America, 2021, paper JM3A.13.
- C. Louot, A. Motard, T. Robin, B. Cadier, I. Manek-Hönninger, A. Hildenbrand-Dhollande, and N. Dalloz, "195-W Continuous Wave Laser Emission at 2.09  $\mu\text{m}$

from a Tm<sup>3+</sup>,Ho<sup>3+</sup>-Codoped Single-Oscillator Monolithic Fiber Laser," in *Laser Congress 2020 (ASSL, LAC)*. OSA Technical Digest, 2020, paper JTh2A.11.

- A. Motard, N. Dalloz, C. Louot, T. Robin, B. Cadier, I. Manek-Hönninger, and A. Dhollande-Hildenbrand, "150-W continuous wave laser emission at 2.09  $\mu\text{m}$  from a Tm<sup>3+</sup>,Ho<sup>3+</sup>-codoped single-oscillator monolithic fiber laser," in *9<sup>th</sup> EPS-QEOD Europhoton Virtual Conference*, 2020.

## Communications à des congrès nationaux à comité de lecture

- Arnaud Motard, Christophe Louot, Thierry Robin, Benoit Cadier, Nicolas Dalloz, Inka Manek-Hönninger, Anne Hildenbrand-Dhollande, « Source laser monolithique à fibre codopée thulium-holmium en oscillateur unique émettant 195 W à 2090 nm en régime continu », *41<sup>mes</sup> Journées Nationales d'Optique Guidée, OPTIQUE DIJON*. Société Française d'Optique, 2021.

## Autres communications (workshops, symposiums et séminaires invités)

- Arnaud Motard, Christophe Louot, Inka Manek-Hönninger, Nicolas Dalloz, and Anne Hildenbrand-Dhollande, "Continuous wave and pulsed modes of operation of a high-power all-fibered 2- $\mu\text{m}$  laser source", *10<sup>th</sup> Budding Science Colloquium*. ISL, Saint-Louis, 2021.
- Arnaud Motard, Nicolas Dalloz, Anne Hildenbrand-Dhollande, and Inka Manek-Hönninger, "Continuous wave and pulsed modes of operation of a high-power all-fibered 2- $\mu\text{m}$  laser source", *Séminaire SLAM*. CELIA, Bordeaux, 2021.
- Arnaud Motard, Nicolas Dalloz, Christophe Louot, Inka Manek-Hönninger, and Anne Hildenbrand-Dhollande, "High power all-fibered 2  $\mu\text{m}$  laser source", *9<sup>th</sup> Budding Science Colloquium*. ISL, Saint-Louis, 2020.
- Arnaud Motard, Inka Manek-Hönninger, Nicolas Dalloz, and Anne Hildenbrand-Dhollande, "Power scaling of 2  $\mu\text{m}$  fiber lasers", *8<sup>th</sup> Budding Science Colloquium*, ISL, Saint-Louis, 2019.



