



HAL
open science

Développement de sources laser à fibres dopées ytterbium haute puissance, monofréquence et à bas bruit d'intensité

Germain Guiraud

► **To cite this version:**

Germain Guiraud. Développement de sources laser à fibres dopées ytterbium haute puissance, monofréquence et à bas bruit d'intensité. Autre. Université de Bordeaux, 2017. Français. NNT : 2017BORD0648 . tel-03767518

HAL Id: tel-03767518

<https://theses.hal.science/tel-03767518v1>

Submitted on 2 Sep 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 PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE

**DOCTEUR DE
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX**

ÉCOLE DOCTORALE

SPÉCIALITÉ

Laser, Matière et Nanosciences

Par Germain GUIRAUD

**DÉVELOPPEMENT DE SOURCES LASER À FIBRES
DOPÉES YTTERBIUM HAUTE PUISSANCE,
MONOFRÉQUENCE ET À BAS BRUIT D'INTENSITÉ**

Sous la direction de : Philippe BOUYER (LP2N)
(Co-directeurs: Giorgio SANTARELLI (LP2N) et Nicholas TRAYNOR (Azur Light
Systems))

Soutenue le 21 Juillet 2017

Membres du jury :

M. BECHOU, Laurent	Professeur, Université de Bordeaux	Président
M. BONDU, François	Directeur de recherche, Université de Rennes	rapporteur
M. GEORGES, Patrick	Directeur de recherche Institut d'Optique Graduate School	rapporteur
M. BOUYER, Philippe	Directeur de recherche, Institut d'Optique Graduate School	Examineur
M. LLOPIS, Olivier	Directeur de recherche LAAS-CNRS	Examineur
M. SANTARELLI, Giorgio	Ingénieur de recherche, Institut d'Optique Graduate School	Examineur
M. TRAYNOR, Nicholas	Président Directeur Général Azur Light Systems	Examineur
M. BOULLET, Johan	Ingénieur de recherche, ALPhANOV	Invité

Titre : DÉVELOPPEMENT DE SOURCES LASER À FIBRES DOPÉES YTTERBIUM HAUTE PUISSANCE, MONOFRÉQUENCE ET À BAS BRUIT D'INTENSITÉ

Résumé : « Les sources laser à fibre, haute puissance et de faible largeur spectrale sont de plus en plus utiles pour des applications à la fois industrielle et scientifique. Cependant, le développement de ces sources est limité par les seuils d'apparition d'effets non-linéaires tels que la Diffusion Brillouin Stimulée (DBS) du fait d'un fort confinement de la lumière dans le cœur de la fibre. Un premier amplificateur en régime monofréquence de puissance moyenne égale à 50W a été développé à partir d'une diode laser signal de 50 mW. L'étude du bruit d'intensité sur cet amplificateur a montré que l'utilisation de fibres standards (diamètre de cœur < à 20 μ m) jusqu'à 50W est limitée par l'apparition du phénomène de DBS se traduisant par une dégradation du bruit d'intensité. Pour s'affranchir de ces effets non-linéaires, une solution réside sur l'utilisation de fibres à large aire modale (LMA) dont les diamètres des cœurs est égale à plusieurs dizaines de microns. Les fibres LMA présentent un recouvrement [cœur dopé / onde de pompe] optimisé conduisant à une réduction de la longueur du milieu à gain. Par cette stratégie de la diminution du confinement spatial du faisceau avec une diminution de la longueur d'interaction, le seuil d'apparition des effets non-linéaires est repoussé. Mais paradoxalement, cette stratégie va induire une nouvelle limitation non-linéaire, non plus en termes de puissance crête mais de puissance moyenne. En effet, les cœurs multimodaux des fibres LMA, couplés à une charge thermique par unité de longueur forte (pour une puissance de moyenne de sortie équivalente) vont induire l'apparition d'effets non-linéaires en puissance moyenne : les Instabilités Modales (IM) et la Dégradation Modale de la Fibre (DMF). Ce sont donc les stratégies usuelles utilisées pour repousser les effets non-linéaires qui ont conduit à l'avènement de ces nouveaux effets délétères. Un système d'asservissement du bruit d'intensité efficace (suppression > 30 dB) sur une bande passante d'1MHz permet de supprimer le bruit en excès des diodes de pompe.

Mots clés : [Laser à fibres, Amplificateur laser, Haute puissance, Bas bruit d'intensité]

Title : DEVELOPMENT OF HIGH POWER LOW INTENSITY NOISE SINGLEFREQUENCY YTTERBIUM DOPED FIBER LASERS

Abstract : High power, narrow linewidth fiber lasers are useful for both industrial and scientific applications. Nevertheless, nonlinear effects like Stimulated Brillouin Scattering (SBS) are main limitations of these laser sources due to high power in fiber core. A first amplifier in single-frequency operation with 50W of output power from a laser diode seeder of 50 mW was developed. Study of intensity noise on this amplifier developed with standard fiber (core diameter less than 20 μm) showed that SBS leads to a degradation of noise properties of the laser. The use of large mode area (LMA) fibers is a solution for suppressing nonlinear effects with core diameters bigger than several tens of microns. LMA fibers show an overlap between doped core and pump wave optimized leading to a reduction of gain medium length. This strategy permits to increase nonlinear effect threshold. Second step of high power amplifiers with LMA fibers allows to obtain 100W in single-frequency regime without DBS. LMA fiber used have a core diameter equals to 40 μm . Power scaling from 100W to 200W highlights a new limiting non-linear effect: Fiber Modal Degradation (FMD). Indeed, multimodal cores of these fibers, coupled to high thermal load lead to non-linear effects like Modal Instabilities (IM) and FMD. FMD effect, first described by Ward et al in 2016, is a thermo-optic effect characterized by a beam quality degradation with power transfer from fundamental mode to high order modes. Furthermore, a decrease of output power, synonym of guidance loss of fundamental mode in gain medium is observed. Unlike well-known effect IM, this phenomenon doesn't act like a threshold phenomenon. In fact, transitory regime in association with FMD is longer than IM caused by photodarkening dynamic. In our study, beam quality at the output of the fiber was degraded after several tens of hours at 200W. For understanding this effect, a photodarkening effect study both in continuous wave (CW) and pulsed regime was carried out. This study shows that for the first time a photodarkening and photobleaching equilibrium on high power amplifiers in pulsed regime. These thermo-induced effects threshold depends on thermal load and are different for both regimes: 120W for CW and 150W for pulsed regime. Finally, a study and a reduction of intensity noise based from a servo-loop were carried out on 100W amplifier. A 1MHz bandwidth with a 30 dB decrease of noise were demonstrated. These results allow to develop high power and low intensity noise lasers at industrial level"

Keywords : Fiber lasers, Laser amplifier, high power, low intensity noise

Unité de recherche

[Laboratoire LP2N, UMR5298, Institut d'Optique d'Aquitaine Rue François Mitterrand, 33400 TALENCE]

REMERCIEMENTS

Un des avantages de la Thèse CIFRE, permettant de travailler à la fois dans un laboratoire de recherche et à la fois dans une entreprise, permet à l'étudiant en thèse de rencontrer deux fois plus de personnes compétentes et passionnées tout au long de son parcours. Sans toutes ces personnes, ce travail de thèse n'aurait jamais vu le jour.

Je tiens en premier lieu à remercier Philippe Bouyer et Nicholas Traynor, mes directeurs de thèse côté LP2N et Azur Light Systems. Merci pour votre accueil dans vos structures respectives ainsi que pour votre confiance durant ces trois années de travail.

Merci également à Messieurs François Bondu et Patrick Georges pour avoir accepté d'être dans mon jury de thèse en tant que rapporteur.

Je remercie également du fond du cœur, Giorgio Santarelli, qui en plus d'être un excellent co-directeur de thèse sur le plan scientifique, a joué le rôle d'un second père par sa générosité et sa bienveillance. Même si au début de ce travail de thèse, nous ne parlions pas la même langue scientifique, tu auras réussi à m'amener sur ton chemin et à me faire apprécier la métrologie laser. Je te remercie également de privilégier la convivialité et le partage partout où tu passes, à l'image des tonnes de cannelés que nous avons pu déguster le vendredi midi.

Je tiens à dire merci également à Johan Boulet, désormais responsable de la section Laser d'ALPhANOV, pour m'avoir initié puis encadré sur la thématique des sources laser haute puissance. Cette thèse a été entremêlée d'amitié et de camaraderie, dont nos (fous) rires qui résonnent encore dans tout Bordeaux en sont la parfaite illustration.

Je n'oublie pas non plus l'excellente équipe rencontrée chez Azur Light Systems dont notamment les pionniers et ex-pionniers Romain, Emilie, Simon L, Christophe, Gil, Thomas et Yannick puis les nouveaux venus Steve, Franck, David, Justyna, Emelyne, Didier-Luc, Simon S, et Quentin.

Côté LP2N, mes remerciements vont à toutes les personnes travaillant au laboratoire ainsi que celles qui ont participé à cette thèse de près ou de loin : Alexis, Margaux, Pierre-Alain, Pierre, Sergio, Benoit, Jian, Laura, Mathieu, Florian, Jean-Hugues, Jérémy, Philippe, Stéphanie, Martin et Clément.

Un avant-dernier merci à l'équipe Laser d'ALPhANOV avec qui j'ai apprécié le travail dont notamment Christophe, Cyril, Alain, Loïc, Anne-Sophie et Mickaël.

Puis un tout dernier merci, aux gens qui m'ont connu et supporté depuis ma plus tendre enfance à savoir mes parents et ma sœur mais aussi mes amis de toujours, sans oublier Mélanie, qui a été à mes petits soins en parsemant de la joie et du bonheur durant toute la fin de cette thèse.

Table des matières

INTRODUCTION.....	1
1. CONTEXTE ET MOTIVATIONS.....	5
1.1. Motivations	5
1.2. Applications	5
1.2.1. Simulation quantique à partir d'atomes ultra-froids	6
1.2.2. Détection d'ondes gravitationnelles.....	7
1.3. Cahier des charges du laser à développer.....	10
1.4. Bruit d'intensité dans les lasers	11
1.4.1. Introduction	11
1.4.2. Définition du Bruit d'Intensité Relatif.....	11
1.4.3. Mesure du RIN.....	14
1.4.4. Limitation de la mesure du RIN.....	15
1.5. Sources de bruit dans les lasers.....	19
1.5.1. Bruits fondamentaux.....	22
1.5.2. Bruits techniques.....	27
1.6. Etat de l'art des technologies bas bruit monofréquence	28
1.6.1. NPRO: Non Planar Ring Oscillator.....	29
1.6.2. Laser à fibre	30
1.6.3. Diode laser à cavité étendue.....	30
1.6.4. Laser DFB et DBR.....	31
1.6.5. Comparaison	32
1.7. Etat de l'art des technologies amplificatrices.....	33
1.7.1. Défi technologique	33
1.7.2. Laser à cristaux massifs.....	37
1.7.3. Laser à disque mince	40
1.7.4. Laser slab.....	42
1.7.5. Laser à fibre	44
1.7.6. Comparaison	47
1.8. Conclusion générale du chapitre 1	49
2. DÉVELOPPEMENT D'UNE ARCHITECTURE AMPLIFICATRICE À FIBRES DOPÉES YTTERBIUM JUSQU'À 100W.....	51

2.1.	Système de détection laser dédié à la métrologie.....	51
2.1.1.	Cahier des charges du système de détection	51
2.1.2.	Le système de détection.....	52
2.1.3.	Conseils pour développer un système de détection bas bruit.....	53
2.2.	Fonction de transfert et dynamique de bruit dans les amplificateurs optiques	55
2.1.4.	Résumé du modèle analytique	55
2.1.5.	Modèle analytique complet	59
2.1.6.	Stratégie pour faire un amplificateur bas bruit	69
2.3.	Choix de la diode signal.....	70
2.1.7.	Comparaison des différentes technologies.....	70
2.1.8.	Caractérisation de la diode laser à cavité étendue (ECDL).....	72
2.4.	Préamplificateur [0-1W].....	74
2.1.9.	Introduction générale.....	74
2.1.10.	Préamplificateur à partir d'une fibre de 6,5µm de MFD.....	76
2.1.11.	Préamplificateur à partir d'une fibre de 11 µm de MFD.....	78
2.5.	Amplificateur [1-50W]	83
2.1.12.	Montage expérimental	84
2.1.13.	Montée en puissance à partir d'une fibre de 15 µm de MFD.....	84
2.1.14.	Mise en lumière des effets non-linéaires par la mesure de bruit d'intensité	86
2.1.15.	Synthèse	91
2.6.	Montée en puissance supérieure à 50W.....	94
2.1.16.	Liste des fibres LMA candidates à la montée en puissance	95
2.1.17.	La fibre AirClad DC 200/40-YDF de NKT Photonics.....	96
2.1.18.	Préparation de la fibre DC 200/40-YDF.....	97
2.1.19.	Montée en puissance jusqu'à 100W.....	98
2.7.	Conclusion du Chapitre 2	104
3.	LIMITATIONS PHYSIQUES DES FIBRES DOPÉES YTTERBIUM EN RÉGIME MONOFRÉQUENCE.....	107
3.1.	Montée en puissance et effets physiques limitants	107
3.2.	Principaux effets limitant la puissance moyenne.....	109
3.2.1.	Les instabilités modales (IM).....	109
3.2.2.	Le phénomène de dégradation modale de la fibre (DMF)	111

3.2.3.	Comparaisons entre IM et DMF.....	114
3.3.	Termes sources de chaleur dans une fibre.....	115
3.3.1.	Défaut quantique.....	115
3.3.2.	Photo-noircissement	116
3.3.3.	Photo-blanchiment	118
3.3.4.	Equilibre photo-noircissement et photo-blanchiment	120
3.4.	Mise en évidence du phénomène de DMF dans une fibre LMA microstructurée ...	122
3.4.1.	Dispositif expérimental.....	122
3.4.2.	Résultats obtenus à 200W en régime continu monofréquence	123
3.4.3.	Mise en évidence du phénomène de DMF.....	125
3.5.	Mise en évidence d'une dépendance du régime d'équilibre du photo-noircissement avec le régime d'opération.....	127
3.5.1.	Dispositif expérimental.....	127
3.5.2.	Etude de la dynamique du photo-noircissement en fonction du régime d'opération	128
3.5.3.	Dépendance du seuil de DMF en fonction du régime d'opération	133
3.5.4.	Conclusion.....	135
3.6.	Solutions pour contourner le phénomène de DMF à partir d'une fibre effilée.....	136
3.6.1.	Etat de l'art et avantages des fibres effilées.....	136
3.6.2.	Dispositif expérimental.....	138
3.6.3.	Montée en puissance.....	140
3.7.	Conclusion du chapitre 3	141
4.	ÉTUDE ET RÉDUCTION DU BRUIT D'INTENSITÉ SUR DES AMPLIFICATEURS HAUTE PUISSANCE EN RÉGIME MONOFRÉQUENCE.....	144
4.1.	Introduction générale.....	144
4.2.	Mesure des fonctions de transfert de l'amplificateur	148
4.1.1.	Méthode de mesure et calibration.....	149
4.1.2.	Modulation de la diode laser de pompe.....	153
4.1.3.	Modulation de la diode laser source.....	153
4.1.4.	Conclusion.....	156
4.3.	Réduction du bruit d'intensité par système de rétroaction.....	157
4.1.5.	Présentation du système.....	157
4.1.6.	Asservissement basse puissance avec la diode laser source.....	158

4.1.7.	Asservissement basse puissance avec la diode laser de pompe.....	159
4.1.8.	Asservissement haute puissance.....	162
4.1.9.	Conclusion.....	171
4.4.	Conclusion générale du chapitre 4	172
CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....		174
BIBLIOGRAPHIE.....		177

LISTE DES FIGURES

Figure 1: Formation d'un condensat de Bose-Einstein à partir d'atomes de Rubidium. En dessous d'une température critique T_c , les atomes se rassemblent tous dans un seul état quantique, comme l'indiquent le pic [issu des travaux de Cornell et al - Prix Nobel 2001] 1

Figure 2: Article publié dans la revue "Physical Review Letters" par Abbott et al annonçant la détection d'ondes gravitationnelles le 14 Septembre 2015..... 2

Figure 3: Schéma d'un réseau optique créé à partir de six lasers contra-propageant focalisés sur un gaz d'atomes ultra-froids..... 6

Figure 4: Schéma d'un interféromètre laser permettant de détecter les ondes gravitationnelles (à gauche). Photographie aérienne d'un des détecteurs de LIGO avec des bras de 4km de long (à droite)..... 8

Figure 5: Photographie du laser utilisé pour LIGO pour la détection d'ondes gravitationnelles. La partie optique est visible sur la droite (source : LZH)..... 9

Figure 6: Puissance de sortie idéale d'un laser (à gauche). Puissance réelle en sortie d'une source laser présentant un certain bruit d'intensité (à droite). 12

Figure 7 : Illustration d'une mesure de bruit à partir d'un filtre de faible bande passante. Comme la densité spectrale de bruit est symétrique en fonction de la fréquence ($S_{\delta P}(-\omega) = S_{\delta P}(\omega)$) on peut replier le spectre par le centre et définir une densité spectrale d'un seul côté (celui des fréquences positives) [Issu de []] 14

Figure 8: Schéma expérimental pour mesurer le bruit d'intensité d'une source laser à partir d'un prélèvement d'une partie de la puissance, d'une photodiode et d'un analyseur de spectre 14

Figure 9: Niveaux de bruit de grenaille du courant (en bleu) et de la lumière (en rouge) pour des puissances optiques incidentes de 10 et 16 mW correspondant à des courants générés par la photodiode de 5 et 8 mA. 17

Figure 10: Schéma expérimental pour mesurer le bruit d'intensité d'une source laser avec les différentes limitations en bruit de chaque partie de la détection (photodiode, amplificateur, analyseur) pour une puissance laser reçue par la photodiode de 10 mW..... 18

Figure 11: Plancher de bruit en fonction du courant généré par la photodiode pour le bruit de détection, l'analyseur, le bruit de grenaille du courant et celui de la lumière..... 19

Figure 12: Dispositif expérimental issu de [13] permettant de mesurer jusqu'à -180 dBc/Hz utilisant notamment une enceinte sous vide ainsi que deux paires de quatre photodiodes. Le dépointé du faisceau est supprimé par l'intermédiaire d'une réinjection dans une fibre à large aire modale (PCF). Une cavité en anneau (MC) permet de supprimer les modes d'ordre supérieur du faisceau, éliminant tout problème de mixage modal. 21

Figure 13: Schéma illustrant le bruit d'intensité et de phase d'une source laser dû à l'émission spontanée issue de [] 22

Figure 14: Illustration du phénomène d'Emission Spontanée, d'Emission Stimulée, et d'Emission Spontanée Amplifiée sur deux niveaux énergétiques E_1 et E_2 en fonction du temps. 23

<i>Figure 15 : profil d'intensité des modes du mode TEM₀₀ jusqu'au mode TEM₃₃. Chaque nombre indique l'ordre du mode radial et l'ordre du mode longitudinal. Issu du logiciel de simulation RP Photonics.....</i>	<i>24</i>
<i>Figure 16: Seuil Brillouin en fonction de la distance dans le cas d'une fibre monomode d'aire effective 75µm² et des pertes linéiques de 0,2 dB/m (à gauche). Influence de la largeur spectrale de la pompe sur le seuil Brillouin dans le cadre de deux faisceaux Gaussien (à droite) Graphiques issus de [23].....</i>	<i>26</i>
<i>Figure 17: Mise en évidence du seuil d'apparition du DBS sur un laser tout fibré pouvant émettre plusieurs centaines de Watts. Graphique issu des travaux de Theeg et al [56].</i>	<i>26</i>
<i>Figure 18: Identification des sources de bruit d'intensité sur la mesure de RIN d'une source laser à titre d'exemple.....</i>	<i>28</i>
<i>Figure 19 : schéma de principe d'un cristal de Nd:YAG en géométrie NPRO (à gauche). Photographie du cristal à échelle macroscopique (à droite).....</i>	<i>29</i>
<i>Figure 20: Schéma de principe d'un laser DFB à fibre pouvant émettre une onde monofréquence (à gauche). Produit industriel basé sur cette technologie : produit Koheras Adjustik de NKT Photonics (à droite).....</i>	<i>30</i>
<i>Figure 21 : Schéma des différentes configurations de diode laser pouvant émettre une onde monofréquence (Littrow et Littman-Metcalf) (à gauche). Description plus poussée de la configuration Littman-Metcalf (à droite).</i>	<i>31</i>
<i>Figure 22: Schéma d'une diode DFB (à gauche) et d'une diode DBR (à droite).....</i>	<i>32</i>
<i>Figure 23: Photographie de dispositifs de diodes lasers à empilement horizontaux (à gauche, DILAS). Photographie de plusieurs dispositifs de barrettes de diodes laser variant de gauche à droite d'une barrette à dix barrettes (à droite, Cutting Edge Optronics).</i>	<i>34</i>
<i>Figure 24: Simulations numériques des sections efficaces d'absorption (en bleu) et d'émission (pointillés rouges) d'une fibre en silice dopée aux ions Yb³⁺. Deux maximums sont visibles, le premier à 976nm et le second à 915nm. En insert : Niveaux d'énergie de ces ions Yb³⁺ dans la silice. Issu de [].</i>	<i>34</i>
<i>Figure 25 : Schéma d'un laser basé sur les cristaux massifs [Source : RP Photonics]</i>	<i>38</i>
<i>Figure 26: Schéma du laser haute puissance monofréquence à base de quatre cristaux Nd:YAG permettant d'atteindre 200W de puissance totale, d'après les travaux du LZH [34].</i>	<i>40</i>
<i>Figure 27: Schéma d'un système disque mince [source : RP Photonics].....</i>	<i>41</i>
<i>Figure 28: Schéma de principe d'amplificateur slab à double réflexion (à gauche) et à multiples réflexions (à droite).</i>	<i>43</i>
<i>Figure 29 : Schéma expérimental du laser générant 83W en régime monofréquence à partir d'un amplificateur innoslab, d'après [47].</i>	<i>44</i>
<i>Figure 30: Spectre d'émission des ions terres rares utilisés pour les fibres dopées.</i>	<i>44</i>
<i>Figure 31: Vue générale (à gauche) et schéma optique du laser à fibre 100 kW (à droite) issu de [53].....</i>	<i>45</i>
<i>Figure 32: Etat de l'art actuel des amplificateurs à base de fibres dopées à l'Ytterbium en configuration espace libre ou tout fibré.....</i>	<i>46</i>

Figure 33: Schéma expérimental de l'amplificateur à fibre pouvant générer 811W en régime monofréquence, record mondial de puissance actuel (à gauche). Schéma simplifié des zones de gains ajustés de la fibre LMA à cristaux photoniques utilisée (à droite). Issu de [60].	47
Figure 34: Comparaison de la puissance de sortie maximale en régime continu monofréquence selon la technologie (cristaux massifs, disque mince, Innoslab et Fibre).....	49
Figure 35: Schéma électronique du système de détection utilisé pour les mesures bas bruit d'intensité.....	53
Figure 36: Bruit du signal en fonction du courant généré par la photodiode (à gauche). Mesure du bruit de détection entre 10Hz et 10 MHz (à droite).....	54
Figure 37: Fonction de transfert en amplitude (a) et en phase (b) pour une modulation de l'onde de pompe. Fonction de transfert en amplitude (c) et en phase (c) pour une modulation de l'onde de signal sur un amplificateur à fibres dopées Ytterbium jusqu'à 4,5W.....	59
Figure 38: Schéma des niveaux électroniques et des transitions associées au signal et à la pompe permettant de comprendre les équations d'état.....	60
Figure 39 : Résumé des caractéristiques de la diode signal ECDL utilisée. a) Bruit d'intensité de l'ECDL avec une alimentation standard et une alimentation bas bruit. b) Spectre de l'ECDL c) Décalage de la fréquence d'émission de l'ECDL sur plusieurs heures	71
Figure 40: Comparaison des différents RIN de chaque technologie étudiée (Laser à fibre, NPRO, DBR et ECDL) pour une puissance de 10mW à 1064nm.	72
Figure 41: Schéma expérimental d'une mesure de bruit de fréquence (méthode hétérodyne) à partir du battement entre deux ondes laser signal. Le premier est notre diode laser signal à tester (en haut) et le second est notre référence (en bas).....	73
Figure 42 : Densité spectrale de puissance (DSP) du bruit de fréquence du battement entre la diode ECDL et le laser à fibre (à gauche). Visualisation du battement à l'analyseur de spectre et détermination de sa largeur spectrale à l'aide de filtres de 300, 100 et 30 kHz (à droite).....	74
Figure 43: Deux sens de pompage optique dans les fibres amplificatrices : sens copropagatif (à gauche) et sens contrapropagatif (à droite).....	75
Figure 44: Deux types de pompage optique dans les fibres amplificatrices : pompage cœur (en haut) et pompage gaine (à droite).....	75
Figure 45: Synoptique du préamplificateur #1 en configuration pompage cœur par une diode monomode dans une fibre de 6,5 μ m de MFD (Fibre 1).....	76
Figure 46: Synoptique du préamplificateur #1 en configuration pompage gaine par deux diodes monomodes dans une fibre de 6,5 μ m de MFD (Fibre 1).....	77
Figure 47: Comparaison des RINs en pompage cœur et pompage gaine d'un préamplificateur de 250mW de puissance de sortie à partir d'une diode signal et d'une diode pompe bas bruit.	78
Figure 48: Synoptique du préamplificateur #1 en configuration pompage gaine par une diode multimode dans une fibre de 6,5 μ m de MFD (Fibre 1) et dans une fibre de 11 μ m de MFD (Fibre 2)	79

<i>Figure 49: Comparaison du RIN en pompage gaine pour des fibres dopées Ytterbium de 6,5μm (en bleu) et 11μm (en rouge) de MFD entre 1kHz et 10MHz avec le RIN de la diode signal (en gris).....</i>	<i>80</i>
<i>Figure 50: Sections efficaces d'émission et d'absorption pour une fibre aluminosilicate et pour une fibre phosphosilicate selon Zervas et al [76].....</i>	<i>82</i>
<i>Figure 51: Synoptique du l'amplificateur pouvant émettre 50W à partir de la fibre 3 de 15μm de MFD.....</i>	<i>84</i>
<i>Figure 52 : Puissance de sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance de pompe injectée jusqu'à 50W (à gauche). Profil intensimétrique du faisceau en sortie du laser pris à 50W (à droite).....</i>	<i>85</i>
<i>Figure 53: Spectre optique pris à 50W entre 1000 et 1080 nm.....</i>	<i>85</i>
<i>Figure 54 : Mise en évidence de la réduction du RIN d'une pompe multimode 60W opérée entre 1,5A et 6A (sur 12A) pris entre 1kHz et 50kHz.....</i>	<i>86</i>
<i>Figure 55: RIN à 25, 35, 40 et 50W à partir d'une fibre de 15μm dont la longueur a été rallongée (4m)</i>	<i>87</i>
<i>Figure 56 : Mise en évidence de la signature du DBS sur le bruit d'intensité à l'aide d'une photodiode large bande et d'un analyseur de spectre (à gauche) et comparaison avec les travaux de Horowitz [78] (à droite).....</i>	<i>88</i>
<i>Figure 57: Evolution du RIN en fonction de la puissance de signal d'entrée sur la fibre de 15μm.....</i>	<i>88</i>
<i>Figure 58: Effet de la réduction de la longueur de 3m à 2,5m sur le RIN d'une fibre de 15μm à une puissance de 50W.....</i>	<i>89</i>
<i>Figure 59: Effet de la puissance de signal sur une fibre de 15μm entre 25W et 50W pour une longueur de 2,5m.....</i>	<i>90</i>
<i>Figure 60: Spectre optique (à gauche) et RIN (à droite) pris sur l'amplificateur à une puissance de 50W à partir de la fibre de 15μm de MFD.....</i>	<i>91</i>
<i>Figure 61: Puissance d'apparition du DBS en fonction du MFD de fibres dopées Ytterbium pour une longueur de 3m</i>	<i>91</i>
<i>Figure 62: Illustration de la technique d'assemblage/étirage pour la fabrication d'une fibre microstructurée : (a) assemblage de capillaires millimétriques, (b) formation du motif périodique, (c) un tube manchon permet de contenir cet assemblage, (d) une fois tiré en fibre, seuls les trous correspondant à l'intérieur des capillaires sont maintenus ouverts.</i>	<i>92</i>
<i>Figure 63: Schéma d'une fibre double gaine (à gauche) et d'une fibre Air-Clad microstructurée (à droite).....</i>	<i>93</i>
<i>Figure 64 : vue en coupe de la fibre DC 200/40-YDF.....</i>	<i>96</i>
<i>Figure 65 : Etude de la transmission pour deux axes de polarisation. La structure polarisante de la fibre génère une forte atténuation pour la polarisation en y pour des longueurs d'onde inférieures à 1200nm tandis que la polarisation en x est bien guidé jusqu'à 1200nm.....</i>	<i>97</i>
<i>Figure 66 : Dispositif expérimental d'un MOPA avec injection en espace libre du signal et de la pompe dans une fibre PCF de MFD=29μm (issu des travaux de Karow et al [87])</i>	<i>98</i>

<i>Figure 67 : Synopsis du laser tout fibré permettant d'obtenir 100W de puissance en régime continu monofréquence.</i>	99
<i>Figure 68 : Montée en puissance jusqu'à 100W dans une fibre microstructurée avec une efficacité de 80% (à gauche). Spectre optique mesuré à 100W de puissance de sortie pris entre 1010 et 1110 nm avec une résolution de 0,5nm (à droite).</i>	100
<i>Figure 69: Profil intensimétrique pris à 1,5m de la sortie de la fibre à l'aide d'une caméra CCD aux puissances de sortie égales à 30, 80 et 100W.</i>	101
<i>Figure 70: Endurance en sortie de fibre DC-200/40-Yb-Pz sur une durée de 600h, soit 25jours à 105W.</i>	102
<i>Figure 71: Stabilité de puissance du système 100W sur 25 jours visualisée entre 101 et 106W (agrandissement de la Figure 69).</i>	102
<i>Figure 72: Comparaison du RIN de l'amplificateur 50W (en bleu) et celui de l'amplificateur 100W (en noir) entre 1kHz et 10 MHz.</i>	103
<i>Figure 73: Contenu modal mesuré à l'aide d'une cavité en anneau de trois miroirs à balayage issu de [87] pour une puissance de sortie de 246W dans un amplificateur à fibre non tout fibré.</i>	104
<i>Figure 74 : En a) schéma de principe pour la montée en puissance dans les fibres amplificatrices avec l'augmentation de l'aire modale et la réduction de la longueur du milieu à gain. En b), graphique représentant les deux limitations majeures pour la montée en puissance de la technologie fibre : les effets non-linéaires (en orange) et les effets thermo-induits (en rouge) en fonction de la puissance de sortie du laser et du diamètre du mode fondamental dans le cœur de la fibre.</i>	108
<i>Figure 75: Schéma de principe des IM dans une fibre LMA, avec mise en lumière d'un effet de seuil (issu de []).</i>	109
<i>Figure 76: Deux exemples pour repousser le seuil d'apparition des IM. A gauche, schéma du cœur de la fibre utilisée par Robin et al [94] permettant un gain sélectif du mode fondamental et à droite, image au MEB de la fibre multi-cœurs utilisée par Otto et al [97] où chaque cœur est numéroté et surligné d'un rond vert.</i>	110
<i>Figure 77: Schéma pour expliquer le déphasage de π entre le motif d'interférence du signal issu du battement modal entre le mode LP_{01} et le mode d'ordre supérieur LP_{11} et le motif d'intensité du photo-noircissement qui s'inscrit dans le cœur de la fibre (issu de [88]).</i>	112
<i>Figure 78: Schéma pour expliquer le déplacement du motif d'intensité longitudinal vers le début de la fibre engendrant un déphasage avec le réseau d'intensité du photo-noircissement (issu de [88])</i>	113
<i>Figure 79: Schéma pour expliquer l'apparition d'un motif périodique de température créant une modification des paramètres géométriques de la fibre à savoir une augmentation de l'ouverture numérique du cœur permettant de coupler le mode LP_{11} dans la zone de gain (issu de [88])</i>	114
<i>Figure 80: Seuil d'apparition théorique normalisé des IM en fonction de la longueur d'onde du signal (issu de [102]).</i>	115

<i>Figure 81: Mise en évidence de l'augmentation de l'absorption dans le visible et le proche infrarouge du cœur d'une fibre après photo-noircissement [issu de 107].....</i>	<i>116</i>
<i>Figure 82 : Spectres optiques issus de [126] : En a), spectre d'absorption d'une fibre dopée vierge, jamais irradiée. En b) mise en évidence de l'augmentation de l'absorption de la fibre entre 400 et 1120nm au fur et à mesure du photo-noircissement par un pompage optique à 976nm. En c) spectre d'absorption de cette fibre après photo-blanchiment par une onde UV à 355nm impulsionnelle.</i>	<i>119</i>
<i>Figure 83: Transmission d'un échantillon d'AS : Yb en fonction de la longueur d'onde avant irradiation et après irradiation (en gras). Transmission optique après chauffage de la fibre de 250 à 500°C.....</i>	<i>120</i>
<i>Figure 84 : Evolution de la puissance du laser en fonction des conditions d'opération (pompe seule, pompe et bleu, bleu seul) d'après les travaux de Piccoli et al [130].....</i>	<i>121</i>
<i>Figure 85 : Dispositif expérimental mis en place sur l'amplificateur de puissance supérieure à 100W permettant de monitorer l'apparition du phénomène de DMF.</i>	<i>123</i>
<i>Figure 86 : Montée en puissance dans de la fibre dopée DC 200/40-YDF jusqu'à 215W en régime monofréquence. La régression linéaire affiche une pente de 80%, ce qui correspond ici à l'efficacité de conversion pompe vers signal du laser (à gauche). Photographie de la puissance prise après un miroir wedge (pertes par réflexion de 8%) à une puissance de 215W (à droite).....</i>	<i>123</i>
<i>Figure 87 : Spectre optique du laser haute puissance (200W) à différentes puissances de sortie pris avec un span de 100nm centré à 1064nm et une résolution de 0,07m.</i>	<i>124</i>
<i>Figure 88: Profils intensimétrique prélevés en sortie du laser pendant la montée en puissance (30, 80, 130, 180 et 215W)</i>	<i>124</i>
<i>Figure 89: RIN du laser tout fibré utilisant la fibre DC-200/40-Yb-Pz pris à 200W de puissance optique</i>	<i>125</i>
<i>Figure 90: Mise en évidence du photo-noircissement de la fibre DC-200/40-Yb-Pz à 200W sur 40h avec mesure de qualité modale à l'aide d'une caméra CCD à t=0, t=17h et t=40h</i>	<i>126</i>
<i>Figure 91: Comparaison de l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe sur l'amplificateur LMA avant (en noir) et après (en rouge) photo-noircissement. Profil intensimétrique en sortie de fibre pris à 130 et 175W démontrant un transfert de puissance du cœur vers la gaine à plus forte puissance de sortie.....</i>	<i>126</i>
<i>Figure 92 : Dispositif expérimental mis en place sur l'amplificateur de puissance supérieure à 100W permettant de comparer les dynamiques de photo-noircissement en régime impulsionnel et en régime continu monofréquence.....</i>	<i>128</i>
<i>Figure 93 : Photo-noircissement en régime impulsionnel pour une puissance de 114W. Profil intensimétrique du faisceau à t=0 et t=90 (en insert)</i>	<i>129</i>
<i>Figure 94: Photo-noircissement en régime continu monofréquence pour une puissance de 110W. Profil intensimétrique du faisceau à t=87 et t=190h (en insert).....</i>	<i>130</i>
<i>Figure 95: Photo-noircissement en régime impulsionnel puis en régime continu monofréquence</i>	<i>130</i>

<i>Figure 96: Mise en évidence du photo-blanchiment à l'aide d'un oscillateur picoseconde sur une fibre PCF à large cœur et profils intensimétrique associés (en insert).....</i>	<i>131</i>
<i>Figure 97: Comparaison entre notre étude sur la dynamique du photo-noircissement en fonction du régime d'opération (à gauche) et l'étude issue des travaux de Piccoli [130] sur le photo-blanchiment par de la lumière bleue.</i>	<i>132</i>
<i>Figure 98: Protocole expérimental afin de déterminer le seuil d'apparition du phénomène de DMF en régime impulsif et en régime continu monofréquence.....</i>	<i>133</i>
<i>Figure 99: Pour les étapes #1 à #6, de bas à haut : température, puissance laser et rapport cœur/gaine en fonction du temps.....</i>	<i>134</i>
<i>Figure 100: Schéma d'une fibre taper avec augmentation adiabatique du diamètre du cœur et de la gaine.....</i>	<i>137</i>
<i>Figure 101: Schéma expérimental issu de [141] permettant de générer 260W en régime monofréquence à partir d'une fibre effilée (20/237 vers 47/580μm).</i>	<i>138</i>
<i>Figure 102: Diamètre externe de la fibre en fonction de la longueur et vue en coupe de la face de la fibre taper (à gauche). Pertes en fonction de la longueur d'onde de cette fibre (à droite).....</i>	<i>138</i>
<i>Figure 103: Dispositif expérimental de la fibre effilée permettant de générer 120W en régime continu monofréquence</i>	<i>139</i>
<i>Figure 104 : En haut à gauche : efficacité de conversion pompe vers signal, en haut à droite : spectre en sortie du laser, en bas à gauche : qualité modale à 120W et en bas à droite : RIN pris à 110W de l'amplificateur à base de la fibre effilée.</i>	<i>140</i>
<i>Figure 105: Issu de [166] : Schéma expérimental de la source laser et de son dispositif de réduction de bruit d'intensité à l'aide d'un SOA et d'une rétroaction électronique (à gauche). RINs obtenus avec et sans la réduction du bruit jusqu'à 50MHz.</i>	<i>147</i>
<i>Figure 106: Système conçu pour LIGO avec la partie laser à gauche jusqu'à 160W utile sur 200W total et la partie asservissement à droite avec le nettoyeur de faisceau et les dispositifs d'asservissement électronique (d'après [143])......</i>	<i>147</i>
<i>Figure 107: Dispositif expérimental permettant de mesurer les fonctions de transfert de la diode laser source (identique pour la diode laser de pompe)</i>	<i>150</i>
<i>Figure 108: Efficacité de diffraction de l'AOM en fonction de la tension de modulation (à gauche). Fonction de transfert en amplitude et en phase de l'AOM (à droite).....</i>	<i>151</i>
<i>Figure 109: RIN avec et sans AOM pour une puissance de 2,5W sur le préamplificateur..</i>	<i>152</i>
<i>Figure 110: Efficacité de conversion de la photodiode (à gauche). Efficacité de conversion en fonction du positionnement du faisceau sur le capteur (à droite)</i>	<i>152</i>
<i>Figure 111: Fonctions de transfert en amplitude (à gauche) et en phase (à droite) de la modulation de la diode laser de pompe sur le préamplificateur à l'aide de l'AOM jusqu'à 4,5W.....</i>	<i>153</i>
<i>Figure 112: Fonction de transfert en amplitude et en phase de la modulation en puissance de la diode laser source jusqu'à 4,5W à travers le préamplificateur.....</i>	<i>154</i>
<i>Figure 113: Fréquence de coupure et fréquence du pôle zéro de la fonction de transfert de la diode laser source pour des puissances de 27 et 130 mW sur le préamplificateur (à gauche).</i>	

<i>Rapport entre la fréquence de coupure et la fréquence du pôle zéro pour des puissances de signal de 27 et 130 mW sur le préamplificateur (à droite).....</i>	<i>155</i>
<i>Figure 114: Régression d'un filtre passe-haut amorti sur les mesures de fonctions de transfert expérimentales prise avec la modulation de la diode laser source avec l'AOM en amplitude (à gauche) et en phase (à droite) pour des puissance de sortie de 0,4W, 1,8W et 4,5W.....</i>	<i>156</i>
<i>Figure 115: Système d'asservissement développé afin de réduire le bruit d'intensité du laser à partir d'une rétroaction sur la diode laser signal à l'aide d'un AOM.....</i>	<i>158</i>
<i>Figure 116: Résultats de l'asservissement basse puissance (puissance de sortie = 2,5W à partir de la modulation de la diode laser signal via un AOM.....</i>	<i>159</i>
<i>Figure 117: Fonction de transfert de la diode laser monomode en amplitude (rouge) et en phase (bleue).....</i>	<i>160</i>
<i>Figure 118: Résultats de l'asservissement basse puissance (puissance de sortie = 2W) à partir de la modulation de la diode laser de pompe monomode via l'AOM.....</i>	<i>160</i>
<i>Figure 119: Comparaison des résultats de l'asservissement basse puissance (puissance de sortie = 2,5W) à partir de la modulation de la diode laser de signal et de la diode laser de pompe monomode.....</i>	<i>161</i>
<i>Figure 120: Système d'asservissement développé afin de réduire le bruit d'intensité du laser à partir d'une rétroaction sur la diode laser de pompe monomode et sur la diode laser de pompe multimodes.....</i>	<i>163</i>
<i>Figure 121: Résultats de l'asservissement moyenne puissance (puissance de sortie = 10W) à partir de la modulation de la diode laser de pompe monomodes (en haut) et à partir de la modulation de la diode laser de pompe multimodes (en bas).....</i>	<i>164</i>
<i>Figure 122: Résultats de l'asservissement moyenne puissance (puissance de sortie = 10W) à partir du travail simultané de la diode laser de pompe monomode et multimode.....</i>	<i>165</i>
<i>Figure 123: Comparaison des fréquences de coupure entre une fibre de MFD=15µm et une fibre de MFD=31µm de 5 à 50W d'après le modèle analytique.</i>	<i>166</i>
<i>Figure 124: Système d'asservissement développé afin de réduire le bruit d'intensité du laser à partir d'une rétroaction sur la diode laser de pompe monomode et sur la diode laser de pompe multimode.</i>	<i>167</i>
<i>Figure 125: Fonction de transfert de la diode laser multimode 60W en amplitude (rouge) et en phase (bleue).....</i>	<i>168</i>
<i>Figure 126: Comparaison des résultats de l'asservissement haute puissance (puissance de sortie = 50W) à partir de la modulation de la diode laser de pompe monomode et de la diode laser de pompe multimode.....</i>	<i>169</i>
<i>Figure 127: Résultats de l'asservissement haute puissance (puissance de sortie = 50W) à partir de la modulation de la diode laser de pompe multimodes.</i>	<i>170</i>
<i>Figure 128: Résultats de l'asservissement haute puissance (puissance de sortie = 100W) à partir de la modulation de la diode laser de pompe multimode.....</i>	<i>171</i>

LISTE DES TABLEAUX

<i>Tableau 1-1: Cahier des charges de la source laser à développer en fonction de l'application visée</i>	10
<i>Tableau 1-2: Comparaison des différentes technologies monofréquence en termes de puissance de sortie, largeur spectrale, RIN, saut de modes, prix et intégrabilité</i>	32
<i>Tableau 1-3: Notes et classement pour chaque technologie monofréquence en fonction des paramètres du Tableau 1-2.</i>	33
<i>Tableau 1-4: Comparaison du rapport surface/volume en cm^{-1} pour la technologie amplificatrice Slab, Disque Mince et Fibre.</i>	36
<i>Tableau 1-5: Comparaison de la densité de puissance en kW/cm^2 pour des amplificateurs laser à base de cristaux massifs ou de fibres optiques pour une puissance de sortie de 10W.</i>	36
<i>Tableau 1-6: Comparaison des principales caractéristiques à prendre en compte pour un développement de sources lasers de haute puissance entre la technologie Fibre et la technologie Cristaux Massifs.</i>	37
<i>Tableau 2-1: Décalage en longueur d'onde à partir de la température et du courant pour la diode laser ECDL utilisée</i>	72
<i>Tableau 2-2: Propriétés de la fibre 1 de $6,5 \mu m$ de MFD</i>	76
<i>Tableau 2-3: Propriétés de la fibre 2 de $11 \mu m$ de MFD</i>	79
<i>Tableau 2-4: Comparaison entre la fréquence de coupure théorique et la fréquence de coupure expérimentale (en kHz) pour la fibre 1 et la fibre 2 à une puissance de sortie de 1W</i>	83
<i>Tableau 2-5: Propriétés de la fibre 3 de $15 \mu m$ de MFD</i>	84
<i>Tableau 2-6: Comparaison en terme de diamètre de cœur, diamètre de gaine ainsi que d'ouverture numérique pour une fibre double gaine et une fibre air-clad.</i>	93
<i>Tableau 2-7: Etude comparative de trois fibres commerciales de large aire modale pour le développement de l'amplificateur de puissance $> 50W$.</i>	95
<i>Tableau 2-8: Liste des avantages et des inconvénients de la fibre DC-200/40-YDF utilisée pour le développement d'un laser de puissance supérieure à 50W</i>	97
<i>Tableau 2-9: Rapport de test sur les pertes signal et les pertes pompe jusqu'à une puissance de pompe injectée de 300W en sortie du MFA développé.</i>	98
<i>Tableau 2-10: Propriétés de la fibre 4 permettant d'effectuer une montée en puissance supérieure à 50W.</i>	99
<i>Tableau 3-1: Comparaison du phénomène d'IM et du phénomène de DMF au niveau de la cause, de l'origine, de la signature ainsi que de la dynamique au seuil</i>	114
<i>Tableau 3-2: Propriétés de l'oscillateur impulsionnel utilisé.</i>	128
<i>Tableau 3-3: Propriétés optique et spectrales de l'amplificateur laser développé à partir d'une fibre effilée</i>	140
<i>Tableau 4-1: Avantages et inconvénients entre la modulation directe et la modulation externe d'une diode laser signal.</i>	148

LISTE DES ACRONYMES

- AOM** : Acousto-optic modulator / Modulateur acousto-optique
- AOP** : Amplificateur Opérationnel
- CEM** : Compatibilité Electromagnétique
- DBR** : Distributed Bragg reflector / Réflecteur de Bragg distribué
- DFB** : Distributed feedback / Laser à rétroaction répartie
- DMF** : Dégradation Modale de la Fibre
- ECDL** : External-cavity Diode Lasers / Diode laser à cavité étendue
- EOM** : Electro-optic modulator / Modulateur électro-optique
- ES** : Emission Spontanée
- ESA** : Emission Spontanée Amplifiée
- FBG** : Fiber Bragg grating / Réseau de Bragg fibré
- IM** : Instabilités Modales
- ISL** : Intervalle Spectral Libre
- LMA** : Large Mode Area / Large aire modale
- MFA** : Mode Field Adapter / Adaptateur de champ de mode
- MFD** : Mode Field Diameter / Diamètre du champ du mode
- MOPA** : Master Oscillator Power Amplifier / Oscillateur maître-amplificateur de puissance
- NPRO** : Non Planar Ring Oscillator / Oscillateur à anneaux non planaire
- OCA** : Observatoire de la Côte d'Azur
- PCF** : Photonic Crystal Fiber / Fibres à cristaux photoniques
- PER** : Polarization Extinction Ratio / Ratio d'extinction de polarisation
- PLL** : Phase Locked Loop / Boucle à verrouillage de phase
- RF** : Radiofréquence
- RIN** : Relatif Intensity Noise / Bruit d'intensité relative
- SF** : Singlefrequency / Monofréquence
- SOA** : Semiconductor Optical Amplifiers / Amplificateurs optique à semi-conducteur
- TEM** : Transverse Electromagnetic Mode / Mode transverse électromagnétique
- VCO** : Voltage-Controlled Oscillator / Oscillateur commandé en tension
- VSA** : Vector Signal Analyzer / Analyseur de Signaux Vectoriels
- WDM** : Wavelength-Division Multiplexing / Multiplexage en longueur d'onde

INTRODUCTION

Depuis sa création il y a un peu plus de 50 ans par Theodore Maiman, le laser n'a cessé de révolutionner notre monde. Le laser, qui était une « solution en attente de problème » est devenu indispensable dans nos vies quotidiennes : industrie, divertissement, défense, médical. Ses applications se déploient même au-dessus de nos frontières terrestres avec historiquement, la mesure de la distance terre-lune suite aux missions *Appolo* 11,14 et 15 et *Lunakhod* 1 et 2 dans les années 70.

De nos jours, en addition des nombreuses applications du quotidien, les performances des lasers permettent également d'aider à confirmer de nombreuses théories développées au siècle dernier, notamment celles d'Albert Einstein telles que le condensat de Bose-Einstein (prédite en 1925) et les ondes gravitationnelles dans l'univers (prédite en 1916).

Du côté de l'infiniment petit, un condensat de Bose-Einstein est un état de la matière permis uniquement à très basse température (proche du zéro absolu) qui se caractérise par des atomes occupant un unique état quantique. Pour atteindre cette température, le ralentissement d'un atome par un faisceau laser est basé sur une multitude de cycles d'absorption et d'émission de photons par l'atome en question. A partir de cette technique, la vitesse des atomes passe de quelques m/s à quelques cm/s. Cette première phase de ralentissement permet d'atteindre des températures de l'ordre du microkelvin (μK). Pour atteindre une température proche du zéro absolu, une seconde phase de refroidissement est réalisée par des pièges magnéto-optiques. Cette prouesse technique a débouché sur un prix Nobel de Physique en 1997 obtenu par Claude Cohen-Tannoudji avec Steven Chu et William Philips. Cette découverte permet de créer par exemple, des lasers à atomes en créant une fuite dans le condensat : les atomes quittent le piège et tombent sous l'effet de la gravité tout en gardant les propriétés qu'ils avaient dans le condensat.

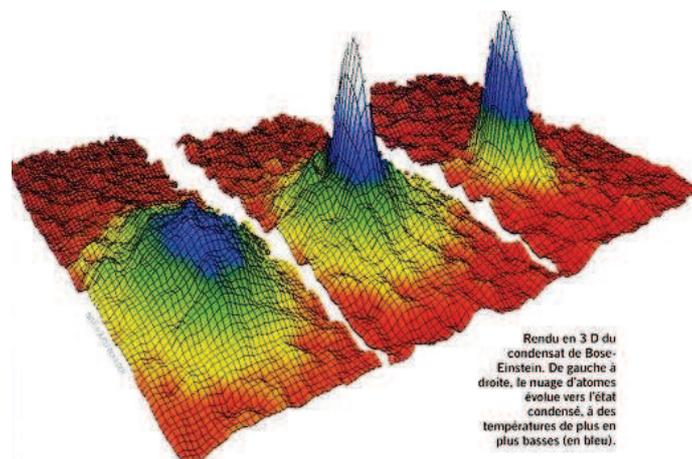


Figure 1: Formation d'un condensat de Bose-Einstein à partir d'atomes de Rubidium. En dessous d'une température critique T_c , les atomes se rassemblent tous dans un seul état quantique, comme l'indiquent le pic [issu des travaux de Cornell et al - Prix Nobel 2001]

Du côté de l'infiniment grand, une onde gravitationnelle est une onde causée par le rapprochement de deux trous noirs à très grande vitesse causant la déformation de l'espace-

temps de l'univers. La toute première détection d'ondes gravitationnelles aux Etats-Unis par le projet LIGO date de Septembre 2015. Pour arriver à cette prouesse, les interféromètres de Michelson utilisés sont équipés d'une source laser infrarouge, de haute puissance ($>100W$) et à très bas bruit d'intensité et de phase. La détection et l'analyse de ces ondes gravitationnelles permettent aux physiciens d'initier une nouvelle forme d'astronomie, avec cette nouvelle fenêtre sur l'univers. C'est également un nouveau moyen d'observer les phénomènes les plus extrêmes et de mieux comprendre la force de gravitation, force la plus faible des forces fondamentales mais qui gouverne les grandes structures de l'univers.

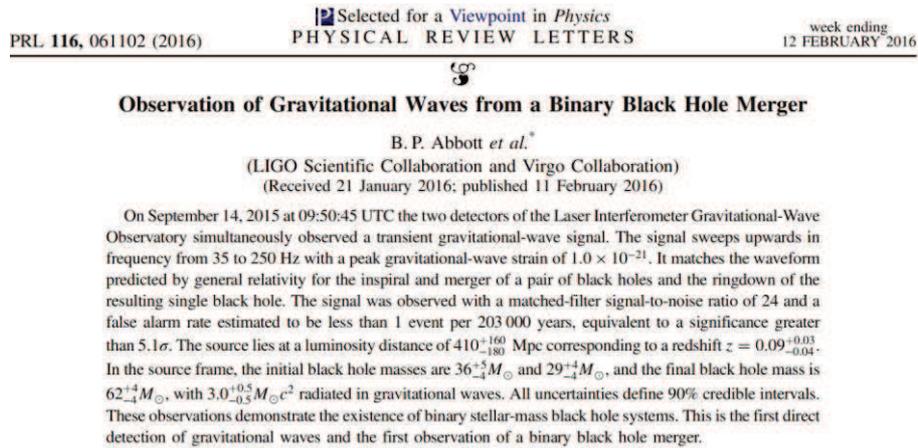


Figure 2: Article publié dans la revue "Physical Review Letters" par Abbott et al annonçant la détection d'ondes gravitationnelles le 14 Septembre 2015

Par conséquent, dans un domaine à la pointe, que ce soit académique ou industriel, le besoin de source laser de haute puissance et à bas bruit d'intensité est de plus en plus important. Le développement de ces sources est le point d'ancrage du travail de cette thèse CIFRE.

Ces sources répondent à un cahier des charges précis à savoir :

- Longueur de cohérence élevée
- Faisceau en limite de diffraction
- Puissance de sortie élevée
- Bruit d'intensité faible

Pour atteindre ces niveaux de performance, le développement de sources continues en régime monofréquence est un bon compromis. En effet, le temps de cohérence τ est inversement proportionnel à la largeur spectrale $\Delta\nu$ d'une source. La longueur de cohérence L_c est le produit de ce temps de cohérence avec la vitesse de l'onde en question (ici la vitesse de la lumière c).

De ce fait, l'utilisation de sources monofréquences, de quelques dizaines de kHz de largeur de raie prend tout son sens, comme le montre le calcul suivant :

$$L_c = \tau.c = \frac{1}{\Delta\nu}.c = \frac{1}{50.10^3}.3.10^8 = 6.10^3 m = 6km \quad (4.1)$$

De ce fait, ce projet de développement de sources continues en régime monofréquence à bas bruit d'intensité a été initié au début de l'année 2014 entre l'entreprise Azur Light Systems et le laboratoire LP2N (Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences).

Azur Light Systems développe des lasers à forte valeur ajoutée de manière industrielle à partir de fibre optique dopées aux ions terre rare. Le laboratoire LP2N, sous l'impulsion du groupe Métrologie, s'est construit une expertise dans la compréhension, la détection et la suppression des sources de bruit dans les systèmes complexes. En partant de ces deux entités, l'idée de créer un laboratoire commun, unique dans le domaine de la Photonique, a vu le jour au cours de cette thèse (LabCom Starlight+).

La principale ligne conductrice de ce travail, qui est explicitée dans ce manuscrit, sera donc l'obtention des quatre paramètres clés (longueur de cohérence, qualité de faisceau, puissance et bas bruit d'intensité) dans un système industriel à bas coût pouvant répondre le plus efficacement possible aux différentes applications visées. Pour y arriver, chaque composant optique majeur utilisé dans le système sera étudié et optimisé avec rigueur en termes de bruit d'intensité. C'est pour cette raison, que le manuscrit comporte plusieurs sections de tests et de comparaison. Ce travail de thèse se décompose en quatre parties bien distinctes.

La première partie reprend en détails le contexte et la motivation de ce projet, avec notamment une description plus poussée de la physique inhérente au refroidissement d'atomes et à la détection d'ondes gravitationnelles. Le but recherché est de définir avec précision un cahier des charges des sources laser à développer. Nous y verrons également l'état de l'art des différentes technologies (laser à fibre, diode laser, NPRO,...) capables d'émettre une onde monofréquence. Celles-ci seront détaillées et comparées afin de n'en sélectionner qu'une seule, qui sera la base du système laser. Comme ces sources monofréquences émettent en général quelques dizaines à centaines de mW, nous dresserons l'état de l'art des différentes méthodes d'amplification laser, qu'elles soient à base de cristaux massifs (Innoslab, disque mince,...) ou de fibres optiques dopées (amplificateur MOPA). La finalité de ce premier chapitre est de sélectionner une technologie monofréquence et une technologie amplificatrice permettant d'atteindre plusieurs dizaines de Watts.

Le chapitre 2, lui, exposera dans un premier temps le système de détection bas bruit permettant de mesurer le bruit d'intensité des sources laser jusqu'à -170 dBc/Hz. Dans un second temps, nous dévoilerons les comparaisons expérimentales de chacune des technologies monofréquences citées plus haut en termes de bruit d'intensité, de largeur spectrale, de stabilité en fréquence mais aussi de coût et d'intégrabilité dans un système industriel. Dans un troisième temps, nous verrons l'amplification du candidat sélectionné à partir d'amplificateurs à fibres dopées Ytterbium. L'étude du bruit d'intensité en fonction du diamètre de fibre utilisée, gouverné par les mécanismes de transfert du bruit de pompe et de signal vers la sortie permettra de développer un préamplificateur ainsi qu'un amplificateur bas bruit jusqu'à 50W. Ces mécanismes de transfert seront également développés en reprenant le modèle analytique complet, présenté par *Novak et al* sur des fibres dopées Erbium. Ce modèle permet de prévoir

et d'anticiper les bruits d'intensité d'un amplificateur à partir du bruit de pompe et du signal source. Pour finir ce chapitre, nous explorerons la montée en puissance supérieure à 50W, à partir de fibres à large cœur, dites LMA afin de repousser le seuil d'apparition d'un des effets non-linéaires majeurs, limitant la montée en puissance, que l'on appelle la diffusion Brillouin stimulée. Nous y verrons les différentes fibres LMA candidates à cette montée en puissance, puis la sélection d'une de ces fibres. Une montée en puissance jusqu'à 215W à partir d'un amplificateur tout fibré, en régime continu monofréquence ainsi que la mise en lumière d'un nouveau phénomène limitant, similaire à des instabilités modales et dégradant la qualité modale en sortie du laser, nous permettra d'introduire le chapitre 3.

Le chapitre 3, portera sur les limitations physiques à la montée en puissance dans les fibres optiques dopées Ytterbium. La montée en puissance dans les fibres optiques peut faire apparaître des instabilités modales, dégradant la qualité modale en sortie du laser. Dans un premier temps, un nouveau phénomène limitant qui a été observé dans le chapitre 2 est détaillé. Ce phénomène est causé par le photo-noircissement du milieu à gain et apparaît aux alentours de 120W. Nous y verrons donc le comportement du laser avant et après ce seuil d'apparition. Dans un second temps, nous chercherons des solutions pour contourner ce phénomène limitant à partir de la même fibre puis en utilisant une fibre effilée. Cette fibre, avec une résistance accrue au photo-noircissement, se positionne comme un excellent candidat pour contourner cet effet limitant. Cependant, l'injection de l'onde de pompe se faisant en espace libre, cette configuration est plus délicate pour obtenir un produit industriel robuste.

Le chapitre 4, étudie la réduction du bruit d'intensité sur les amplificateurs haute puissance en régime monofréquence. A partir des chapitres 2 et 3, où l'élimination des différentes sources de bruit dans les lasers a été investiguée, une réduction supplémentaire à l'aide d'un asservissement électronique est requis afin d'atteindre le niveau du cahier des charges du travail de thèse. L'obtention des fonctions de transfert est indispensable afin de développer un asservissement efficace. La première partie traitera donc sur les fonctions de transfert de la pompe et du signal source à travers l'amplificateur. La seconde partie présentera les résultats obtenus en termes de réduction de bruit à l'aide de boucle de rétroaction sur la diode de pompe et sur la diode source pour des basses puissances, inférieures à 5W. Ensuite, l'asservissement haute puissance à 50W puis à 100W sera présenté permettant d'atteindre les niveaux d'exigence du cahier des charges.

1. CONTEXTE ET MOTIVATIONS

1.1. Motivations

Les travaux effectués dans le cadre de cette thèse CIFRE ont pour objectif de tirer la pleine potentialité des technologies lasers à fibres de nouvelle génération développées et commercialisées par la société Azur Light Systems. Ces lasers à fibre continus s'appuyant sur une technologie laser brevetée ont été développés dans le cadre d'une précédente thèse CIFRE [1].

Ces lasers, émettant à des longueurs d'onde non conventionnelles (976nm notamment), aux meilleurs niveaux mondiaux de spécification en termes de puissance, de stabilité temporelle, ou de pureté spectrale, ont permis à Azur Light Systems d'adresser de nombreux marchés jusqu'alors inaccessibles via la technologie fibre. Ces sources ont prouvé leur intérêt pour l'imagerie et le diagnostic biomédical, l'instrumentation industrielle, la vélocimétrie, le pompage de laser femtoseconde Ti:Sapphire ou Ytterbium, l'interférométrie gravitationnelle, l'holographie ou encore la manipulation d'atomes par pinces optiques.

Une des motivations principales de cette thèse est le développement de sources lasers très fines spectralement, de haute puissance et à bas bruit d'intensité aux alentours de 1064nm pour pallier le manque de solutions du marché actuel dans cette gamme de produits.

Une analyse du marché montre qu'il existe peu de produits qui se situent en termes de spécifications entre les lasers non-stabilisés et les lasers très haut de gamme stabilisés sur des raies atomiques [2]. Le but étant de répondre aux cahiers des charges exigeants du plus grand nombre d'applications scientifiques et industrielles à des prix très concurrentiels.

Les besoins croissants en termes de puissance optique de sortie, mais aussi en termes de stabilité en fréquence et en bas bruit d'intensité ont porté ce projet tout au long de ces trois années de travail. Nous verrons dans ce manuscrit, la montée en puissance dans des amplificateurs optiques, ses limites physiques, mais aussi la détection et la suppression des sources de bruit de ces lasers haute puissance et à haute finesse spectrale.

1.2. Applications

Parmi les applications motrices de ce projet, nous pouvons citer entre autres, la détection d'ondes gravitationnelles et les réseaux optiques pour atomes ultra-froids. Afin de bien comprendre le cahier des charges de chaque application scientifique à la pointe de la technologie, il est utile d'explicitier ces dernières. Nous commencerons par les réseaux optiques pour atomes ultra-froids, une thématique majeure à l'Institut d'Optique d'Aquitaine puis nous finirons par la détection d'ondes gravitationnelles.

1.2.1. Simulation quantique à partir d'atomes ultra-froids

L'utilisation de ces faisceaux laser permet d'explorer les domaines de la physique atomique et de l'optique quantique. Pour étudier les diverses propriétés de la matière, les physiciens réalisent des simulations quantiques en utilisant des gaz d'atomes ultra-froids (au nK) confinés dans un réseau optique créé par des faisceaux laser. Le réseau optique est une des techniques clé pour la simulation quantique basée sur les gaz d'atomes ultra-froids. Un réseau optique est créé en appliquant des lasers contra-propageants sur le nuage d'atome ultra-froid.

La lumière laser à appliquer doit être désaccordée, c'est-à-dire hors de la bande d'absorption des atomes, car dans cette configuration, les atomes ultra-froids ne sont pas chauffés par absorption des photons. Les lasers contra-propageants forment par conséquent un réseau optique qui est défini par la création d'une onde stationnaire engendrant un puits de potentiel périodique avec les atomes confinés à l'intérieur. La création d'un potentiel périodique permet de piéger les atomes à l'intérieur des puits de potentiel du réseau optique. Le mouvement de ces derniers dans ce réseau est similaire à celui des électrons dans un cristal, ce qui en fait un outil important pour le programme de simulation quantique de phénomènes de la matière condensée à l'aide d'atomes ultra-froids.

Cette configuration peut être simplement réalisée à l'aide de deux faisceaux laser désaccordés, cohérents et se propageant en sens opposés. Ces lasers doivent être extrêmement stables à la fois en amplitude et en phase, afin que le réseau d'interférence ne subisse pas de mouvements dans les trois dimensions de l'espace.

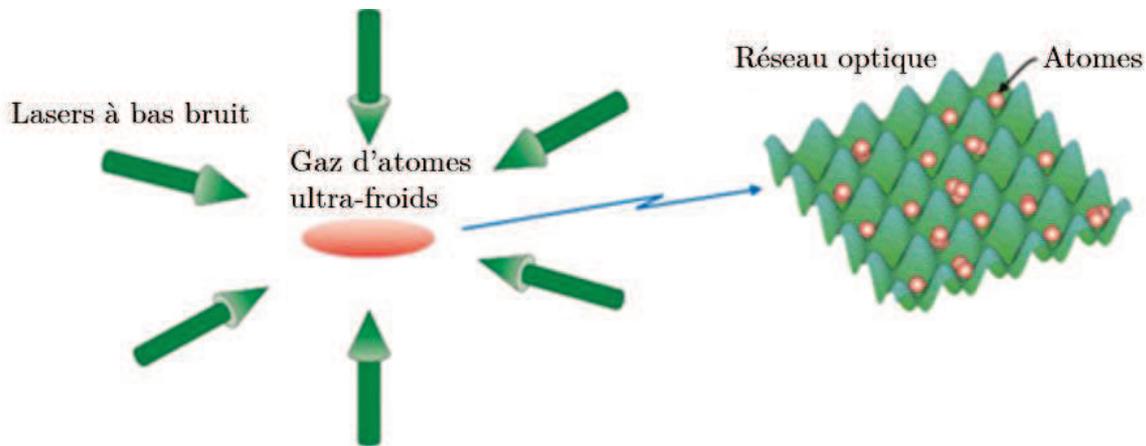


Figure 3: Schéma d'un réseau optique créé à partir de six lasers contra-propageant focalisés sur un gaz d'atomes ultra-froids.

Le laser utilisé doit émettre hors de la bande d'absorption des atomes refroidis, avec une puissance de plusieurs dizaines de Watts et une largeur de raie inférieure au MHz. Les spécifications en bruit d'intensité mais aussi en stabilité du pointé de faisceau sont importantes afin de minimiser les fluctuations et assurer par exemple une bonne stabilisation du condensat de Bose-Einstein étudié.

Pour faciliter la compréhension, prenons un cas particulier : le piège dipolaire d'un nuage d'atomes de Rubidium (Rb) qui a sa bande d'absorption à 780nm. La longueur d'onde 1064nm

est appropriée car elle est bien hors de la bande d'absorption. Le fait d'utiliser un faisceau gaussien monomode permet d'avoir un potentiel harmonique très propre. Le maintien de la polarisation doit être au moins égal à 20 dB afin de définir la forme du réseau car le faisceau interfère avec lui-même. La stabilité en puissance permet de s'affranchir d'un asservissement ou d'une modulation via un modulateur acousto-optique (AOM). Un faible dépointé du faisceau laser est requis car le piège dipolaire est de l'ordre du micron.

Un laser monofréquence, de haute puissance et bas bruit d'intensité est donc un outil précieux pour ce type d'applications. Définissons à présent une autre application de ce type de source laser : la détection d'onde gravitationnelle.

1.2.2. Détection d'ondes gravitationnelles

Les ondes gravitationnelles, générées par la collision de deux masses se mouvant à une vitesse proche de celle de la lumière (par exemple des trous noirs), ont été pour la première fois prédites et décrites par Albert Einstein en 1916 dans sa théorie de la Relativité Générale. Ces ondes sont à l'origine de la déformation de l'espace-temps. La démonstration expérimentale, à l'aide d'interféromètres spécifiques, peut ouvrir un nouveau spectre d'observation et donner aux astronomes et cosmologistes un nouvel outil pour faire la part des choses entre les différentes théories sur la nature de l'Univers.

Joseph Weber, au début des années 60 annonce avoir réussi, à tort, à détecter une onde gravitationnelle à l'aide d'un détecteur cylindrique de 3,5 tonnes en aluminium qui rentrerait en résonance au passage de l'onde gravitationnelle [3]. Cependant, en 1968, Rainer Weiss imagine une expérience de pensée pour expliquer les ondes gravitationnelles aux étudiants du MIT qui s'avère être la solution technique qui sera retenue : l'interférométrie laser.

La technique d'interférométrie laser a donc été adoptée afin de mettre en évidence cette déformation de l'espace-temps. Les interféromètres actuels, qu'ils soient actifs, en construction ou en projet, sont au nombre de cinq dans le monde entier. Les plus connus, LIGO (Etats Unis) et VIRGO (Europe-Italie), sont basés sur des interféromètres de Michelson couplés à des cavités Fabry-Pérot afin d'accroître la sensibilité du détecteur.

Ces instruments hors norme sont composés de deux bras de plusieurs km de long (4km pour LIGO et 3km pour VIRGO) dans lesquels se propage un laser de haute puissance très fin spectralement. On dit que l'interféromètre est volontairement désaccordé, c'est-à-dire qu'au point de rencontre des deux ondes préalablement séparées par une lame séparatrice, les ondes sont en désaccord de phase. Le but est d'accorder l'interféromètre lors du passage d'une onde gravitationnelle, générant ainsi un signal sur le photodétecteur. Le temps d'accord de phase est relié au temps de passage de l'onde recherchée.

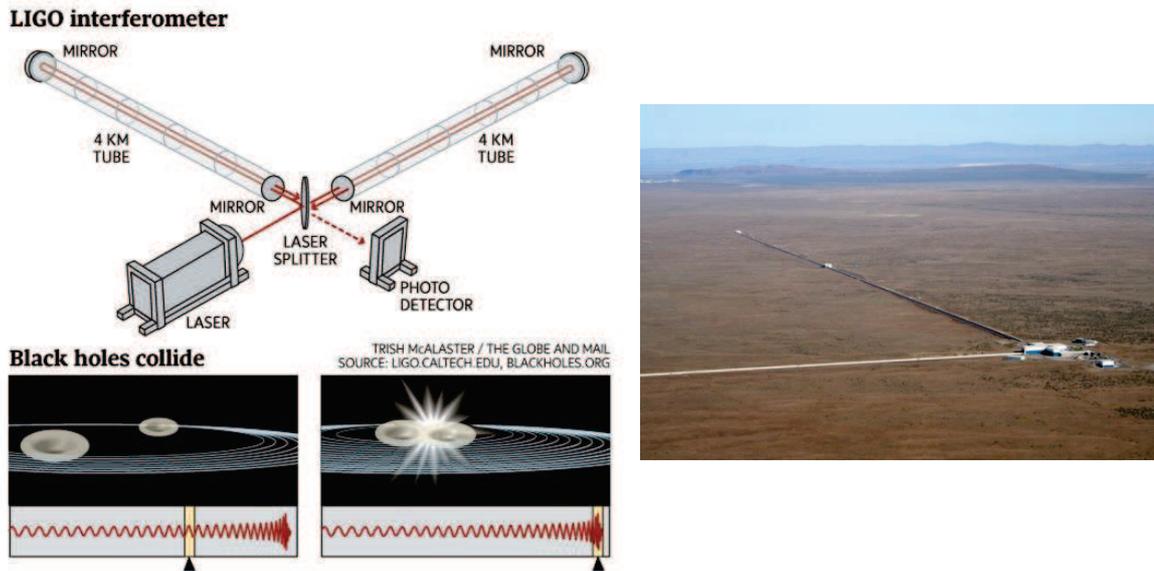


Figure 4: Schéma d'un interféromètre laser permettant de détecter les ondes gravitationnelles (à gauche). Photographie aérienne d'un des détecteurs de LIGO avec des bras de 4km de long (à droite)

L'interféromètre doit être capable de détecter des déformations relatives différentielles de l'ordre de $10^{-23}\sqrt{\text{Hz}}^{-1}$ ce qui nécessite l'utilisation de laser ultra-bas bruit.

En interférométrie, deux paramètres sont primordiaux : la sensibilité et la résolution. Avec un interféromètre de Michelson, l'augmentation de la longueur des bras permet d'augmenter la sensibilité aux vibrations tandis que l'augmentation de la puissance laser améliore la résolution. Plus il y a de photons qui se propagent dans chaque bras et qui interfèrent au niveau de la séparatrice, plus la figure d'interférence sera nette et plus il sera facile de reconnaître la signature d'une onde gravitationnelle.

De plus, pour arriver à accroître au maximum la sensibilité de ces détecteurs, une technique simple consiste à injecter le maximum de puissance laser dans l'interféromètre afin de faire reculer la limite du bruit quantique. L'utilisation de sources monofréquences bas bruit et haute puissance prend alors ici doublement tout son sens pour ce type d'applications. Le choix de la longueur d'onde du laser dans le proche infrarouge, ici 1064nm, a été adopté après des tests préliminaires dans le visible. Les pertes par diffusion sur les miroirs et les composants optiques étant plus élevées dans le visible que dans l'infrarouge, cela implique une perte de puissance non négligeable. L'attrait pour des sources infrarouges de haute puissance était donc inéluctable.

Pendant cette thèse, le 14 septembre 2015, la première onde gravitationnelle a été détectée par LIGO [4] avant même que VIRGO ne soit en fonctionnement. Lorsque VIRGO sera prêt, les données d'observations pourront être combinées avec celles de LIGO ce qui augmentera la résolution de cet observatoire gravitationnel, non seulement la résolution spatiale, mais aussi la résolution temporelle avec une détermination précise de l'histoire des trous noirs.

Le laser utilisé sur LIGO peut fournir 200W à la longueur d'onde de 1064nm. Ce laser est en fait un amplificateur optique à base de multiples cristaux massifs de Nd:YVO_4 dont le signal

source, de très faible largeur de raie (quelques kHz) est créé par un cristal de Nd:YAG en configuration NPRO (Non Planar Ring Oscillator). De nombreux dispositifs d'asservissement en fréquence et de réduction du bruit d'amplitude sont appliqués à ce laser afin de permettre une détection optimale.



Figure 5: Photographie du laser utilisé pour LIGO pour la détection d'ondes gravitationnelles. La partie optique est visible sur la droite (source : LZH)

Les sources choisies dans les différents projets de détection d'ondes gravitationnelles à savoir Advanced LIGO [5], KAGRA [6] et VIRGO [7] sont basées sur des lasers à cristaux massifs amplifié par un amplificateur optique de la même technologie. Pour le projet Advanced VIRGO, un virage technologique ambitieux est pris avec l'utilisation de combinaison cohérente d'amplificateurs à fibres afin d'atteindre la puissance optique requise (plus de 100W). Cependant, la puissance optique n'est pas la seule spécification du cahier des charges du laser car le bruit d'intensité, le bruit de fréquence et le bruit de pointé du faisceau sont aussi des paramètres cruciaux.

Pendant cette thèse, une étude approfondie a été menée à partir de sources laser d'Azur Light Systems au sein de l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA) à Nice afin de prouver l'adéquation de ces lasers pour la détection d'ondes gravitationnelles. Suite aux travaux de Wei-Wei et al [8], il a été démontré que les spécifications en termes de bruit d'intensité des sources d'Azur Light Systems étaient compatibles avec le cahier des charges de ce type d'application. Par combinaison cohérente, afin d'augmenter la puissance de sortie, une puissance supérieure à 65W a été obtenue à partir de deux amplificateurs émettant chacun 35W (efficacité de couplage : 95%). Après cette combinaison, les spécifications en termes de bruit ont été maintenues et répondent à nouveau au cahier des charges de l'application. Cependant, afin d'atteindre la sensibilité prévue pour Advanced VIRGO, une puissance d'au moins 175W est nécessaire du fait de la limite quantique standard [9]. Est alors né le besoin d'accroître la puissance des sources laser d'Azur Light Systems tout en gardant les spécifications de bruit nécessaires à la détection d'onde gravitationnelle.

La stratégie est ici double :

- Développer des sources lasers émettant une centaine de Watts chacune et les combiner afin d'atteindre 200W
- Développer une source émettant 200W afin d'éviter le processus de combinaison cohérente

Il est donc important de redoubler d'efforts pour fournir des sources monofréquences bas bruit et haute puissance à VIRGO afin de continuer cette exploration des ondes gravitationnelles. L'étude et la détection des ondes gravitationnelles ont un intérêt scientifique double : le premier est que l'existence des ondes gravitationnelles permet de vérifier une prédiction d'Albert Einstein sur la théorie de la Relativité Générale, le second est de montrer l'adéquation de cette théorie comme un modèle de l'espace-temps.

1.3. Cahier des charges du laser à développer

Que ce soit pour les ondes gravitationnelles ou pour le refroidissement d'atomes, les propriétés générales de la source laser doivent répondre au cahier des charges suivant :

	Ondes Gravitationnelles	Réseaux Optiques
Longueur d'onde (nm)	1064	
Puissance de sortie (W)	175 (ou +)	50 (ou +)
Largeur spectrale	Monofréquence (quelques kHz)	Monofréquence (<MHz)
Qualité modale	TEM ₀₀ M ² <1,2	
Bruit d'Intensité	Le plus bas possible surtout aux basses fréquences	-130 dBc/Hz au minimum
Temps d'utilisation par jour	24h/24 7j/7	8h/j
Taux de polarisation (PER (dB))	20	
Stabilité en pointé du faisceau de sortie	< 0,5 μrad	

Tableau 1-1: Cahier des charges de la source laser à développer en fonction de l'application visée

Ces lasers de haute puissance optique de sortie (50W<P<200W), émettant dans le proche infrarouge ($\lambda=1064\text{nm}$) avec des faisceaux monomodes de bonne qualité modale ($M^2<1,2$) à bas bruit d'intensité et de phase, robustes et fiables au niveau industriel (longue durée de vie, utilisation 24h/24, performances reproductibles,...) sont donc requis pour ce type d'application.

Sur le marché actuel, au début de cette thèse (début 2014), aucune solution complète réunissant la haute puissance couplée au bas bruit d'intensité en régime monofréquence n'était proposée. Le travail de cette thèse s'inscrit donc dans la logique de développer de telles sources à un

niveau industriel. Dans la suite de ce chapitre, nous expliciterons dans un premier temps, le bruit dans les lasers, et notamment le bruit d'intensité ainsi que les mécanismes de bruit pouvant altérer le bruit d'une source laser. Dans un second temps, nous nous pencherons sur l'état de l'art des technologies bas bruit en régime monofréquence ainsi que sur l'état de l'art des amplificateurs optiques afin d'atteindre des niveaux de puissances importantes.

1.4. Bruit d'intensité dans les lasers

1.4.1. Introduction

Les propriétés générales des lasers sont désormais bien connues et assimilées par l'ensemble des physiciens travaillant dans le domaine de la photonique. Ces propriétés sont :

- La puissance de sortie, que ce soit puissance moyenne (lasers continus) ou puissance crête (lasers impulsionnels),
- La qualité modale (via la mesure du M^2 et du S^2),
- La qualité spectrale (rapport signal sur ESA (Emission Spontanée Amplifiée), longueur d'onde d'émission, largeur de raie,...).
- Le taux de polarisation (à l'aide de la mesure du PER)

Cependant, une propriété qui est peu mentionnée mais qui est dans ce travail de thèse indispensable est le bruit d'intensité du laser. Cette propriété est peu étudiée en dehors d'un cercle des spécialistes travaillant sur la métrologie laser pour des applications de pointe.

De manière analogue aux dispositifs électroniques, le fonctionnement d'une source laser est perturbé par différents mécanismes de bruit venant de sources physiques variées. Le bruit originel est à chercher dans la nature discrète des processus d'absorption et d'émission de photons pour les sources lasers décrites dans cette thèse. Ces fluctuations d'intensité et/ou de phase de la lumière générée imposent une limite ultime aux performances du laser. On parle de bruit d'amplitude et de bruit de fréquence. Ces paramètres jouent un rôle clé dans toutes les applications de métrologie et de détection. Nous allons dans cette sous partie, détailler le bruit d'amplitude.

Le bruit d'amplitude, appelé aussi bruit d'intensité, fait référence à la fluctuation de puissance d'une source laser par rapport à sa puissance nominale. L'image directe de cette fluctuation est une valeur en pourcentage dans l'espace temporel (laser de 10W avec une stabilité en puissance de 1% par exemple).

1.4.2. Définition du Bruit d'Intensité Relatif

Dans une vision idéale, les sources laser sont caractérisées par une porteuse et une densité de photons constante. En réalité, des variations de puissance optique sont mesurées en sortie des lasers. Ces variations engendrent du bruit d'intensité. Le bruit d'intensité relatif (RIN pour Relatif Intensity Noise) est une mesure permettant de quantifier et de déterminer le niveau de bruit d'une source laser.

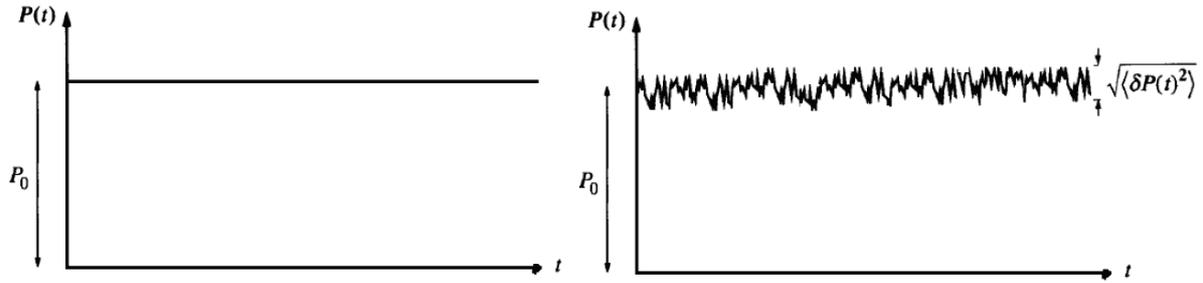


Figure 6: Puissance de sortie idéale d'un laser (à gauche). Puissance réelle en sortie d'une source laser présentant un certain bruit d'intensité (à droite).

La définition du RIN sous sa forme linéaire est présentée ci-dessous. Nous assumons que le RIN est un bruit blanc (constant pour toutes les fréquences). De plus, par commodité, le RIN est toujours normalisé sur une bande de 1 Hz afin de pouvoir plus facilement comparer les fluctuations d'intensité de différents lasers [10].

$$RIN_{Lin} = \frac{\langle \delta P(t)^2 \rangle}{P_0^2} \cdot \frac{1}{\Delta f} \quad [1/\text{Hz}] \quad (1.2)$$

Où $\delta P(t)$ représente les fluctuations d'intensité optique du laser, $\langle \rangle$ signifie la moyenne temporelle, P_0 est la puissance optique du laser et Δf est la bande passante du bruit, associée à la bande passante du système de détection.

La densité spectrale du bruit d'intensité normalisée par la puissance, plus connue sous le nom de RIN est l'outil essentiel qui caractérise au mieux les propriétés de bruit de notre source. Le RIN est par définition un outil statistique qui nous permet de qualifier le bruit d'une source laser mais aussi d'identifier les mécanismes de bruit. Cette identification s'effectue à l'aide des différentes composantes fréquentielles du RIN ce qui permet d'étudier ainsi que de mettre au point des méthodes de réduction de bruit.

Pour quantifier les fluctuations de puissance optique, et par conséquent le RIN, il est plus aisé de travailler dans le domaine fréquentiel en effectuant une transformée de Fourier :

$$\delta P(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta P(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (1.3)$$

$$\delta P(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta P(t) e^{-i\omega t} dt \quad (1.4)$$

Où $\delta P(\omega)$ est la fluctuation d'intensité optique, qui fluctue à la fréquence ω .

La mesure s'effectue à l'aide d'une photodiode rapide qui convertit les fluctuations d'intensité optique en fluctuations de courant. Ces fluctuations de courant sont à leur tour converties en fluctuations de tensions électriques à l'aide d'une résistance de mesure.

Le signal de sortie de la photodiode est analysé par un analyseur de spectre qui mesure la puissance électrique (le carré de la puissance optique) associée au bruit. Si l'analyseur de spectre

applique un filtre de bande passante $F(\omega)$ sur le signal, alors l'expression du carré de la moyenne des fluctuations d'intensité du laser est donnée par :

$$\langle \delta P(t)^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \delta P(\omega) \delta P(\omega')^* \rangle F(\omega) F(\omega')^* e^{i(\omega-\omega')t} d\omega d\omega' \quad (1.5)$$

Pour un bruit complètement aléatoire, l'amplitude à chaque fréquence est complètement décorrélée de l'amplitude de chacune des autres fréquences. Par conséquent, le produit des deux composantes fréquentielles est moyenné dans le temps, on obtient une corrélation définie par la densité spectrale $S_{\delta P}(\omega)$ de $\delta P(t)$ et nous pouvons écrire :

$$\langle \delta P(\omega) \delta P(\omega')^* \rangle = S_{\delta P}(\omega) \cdot 2\pi \delta(\omega - \omega') \quad (1.6)$$

Avec ce substitut, le carré de la moyenne des fluctuations d'intensité mesurées du laser est réduit à :

$$\langle \delta P(t)^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\delta P}(\omega) |F(\omega)|^2 d\omega \quad (1.7)$$

Si le filtre de mesure est centrée sur ω_0 et qu'il a une bande passante étroite comparée aux variations de la densité spectrale, alors avec $F(\omega_0) = 1$ on obtient :

$$\langle \delta P(t)^2 \rangle \approx S_{\delta P}(\omega_0) \int_{-\infty}^{+\infty} |F(\omega)|^2 d\omega = S_{\delta P}(\omega_0) \cdot 2\Delta f \quad (1.8)$$

Cette relation est illustrée dans le graphique ci-dessous pour un spectre de bruit arbitraire. Il est important de mentionner que la bande passante effective de mesure est $2\Delta f$ car nous devons inclure à la fois les fréquences positives et négatives. On peut également définir la densité spectrale d'un seul côté qui existe uniquement dans le domaine des fréquences positives (courbe en pointillé dans la Figure 7. Dans ce cas, la bande passante de mesure est Δf et le facteur 2 est transférée à la densité spectrale (augmentation de l'amplitude par deux). Dans la suite de cette thèse, les densités spectrales seront présentées dans ce cas simple d'un seul côté.

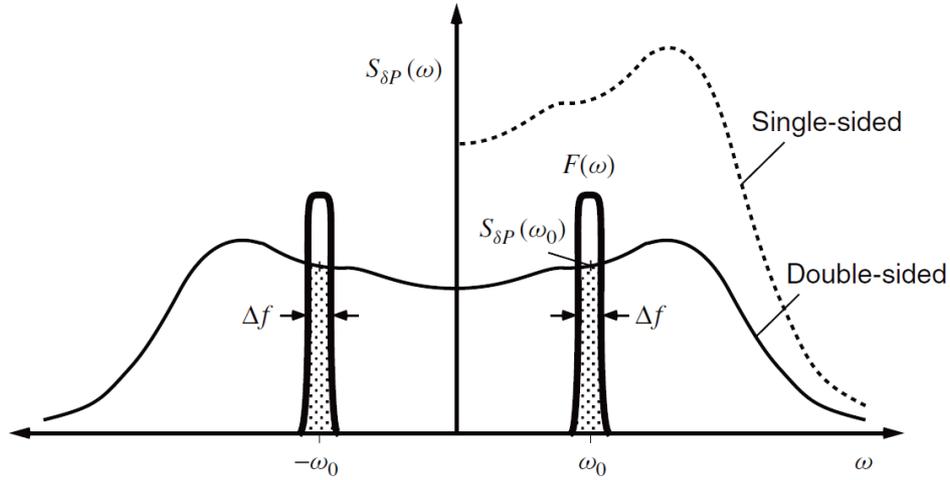


Figure 7 : Illustration d'une mesure de bruit à partir d'un filtre de faible bande passante. Comme la densité spectrale de bruit est symétrique en fonction de la fréquence ($S_{\delta P}(-\omega) = S_{\delta P}(\omega)$) on peut replier le spectre par le centre et définir une densité spectrale d'un seul côté (celui des fréquences positives) [Issu de [11]]

Le RIN s'écrit donc dans le domaine fréquentiel :

$$RIN = \frac{S_{\delta P}(\omega)}{P_0^2} \Delta f \quad (1.9)$$

Où Δf est la bande passante du filtre de la mesure. Comme Δf peut varier d'une application à une autre, il est commun de spécifier le RIN en dB/Hz ou le RIN en unité de bande passante. Le RIN total est alors mesuré en intégrant la densité spectrale sur la bande passante de détection du système.

1.4.3. Mesure du RIN

La mesure du RIN est en général effectuée dans le domaine électrique par une détection directe. Une photodiode est utilisée pour convertir le bruit de puissance optique en un signal électrique. Comme le courant en sortie des photodiodes est généralement faible, des amplificateurs sont nécessaires et sont placés après le détecteur. Cette amplification du signal électrique doit être assez grande pour être en adéquation avec la sensibilité de l'analyseur de spectre électrique [12].

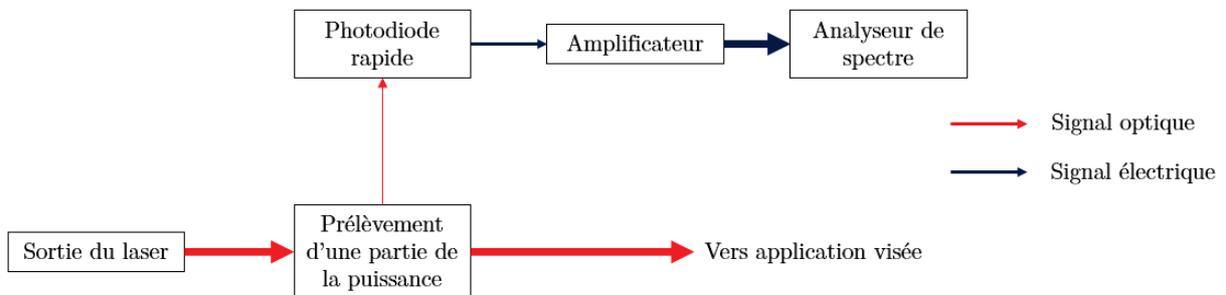


Figure 8 : Schéma expérimental pour mesurer le bruit d'intensité d'une source laser à partir d'un prélèvement d'une partie de la puissance, d'une photodiode et d'un analyseur de spectre

Le prélèvement d'une partie du faisceau de sortie du laser peut se faire à l'aide d'une lame séparatrice (99/1 par exemple), de miroir wedge (réflexion de 4% de la puissance) ou d'un système de contrôle de polarisation (lame d'onde et cube). Les densités neutres en absorption permettant d'atténuer le faisceau sont toutefois à éviter car elles induisent un excès de bruit jusqu'au kHz sur le bruit d'intensité par effet thermique.

Le signal prélevé est ensuite envoyé sur la zone active d'une photodiode rapide. Le signal lumineux est converti en signal électrique à la sortie de la photodiode à l'aide de la résistance de mesure. Après le photodétecteur, il est important de séparer les signaux AC et DC. Le signal AC doit être amplifié pour être détectable par l'analyseur de spectre tandis que le signal DC peut être monitoré par un multimètre afin de mesurer la puissance moyenne de la lumière détectée.

1.4.4. Limitation de la mesure du RIN

En pratique, des sources de bruit extérieures sont ajoutées au bruit d'intensité du laser. Ces sources de bruit proviennent des composants électriques qui sont utilisés. Le bruit de puissance total, N_{TOT} , détecté par l'analyseur de spectre est la somme des sources de bruit suivantes :

- Bruit thermique $N_{THERMIQUE}$
- Bruit de grenaille $N_{GRENAILLE}$
- Bruit du laser N_{LASER}

Son expression est donnée par l'équation ci-dessous :

$$N_{TOT}(f) = N_{LASER}(f) + N_{GRENAILLE}(f) + N_{THERMIQUE}(f) \quad (1.10)$$

Il faut donc prendre en compte chaque source de bruit dans la détection qui s'ajoute au bruit intrinsèque du laser à mesurer.

1.4.4.1. Bruit thermique (Bruit de Johnson) :

Un système de détection bas bruit est composé d'une photodiode, d'amplificateurs opérationnels (AOP), et de composants électroniques basiques tels que des résistances et/ou des capacités. Le bruit total propre au système peut venir de différentes sources telles que :

- Le bruit propre de l'AOP
- Le bruit de Johnson (ou bruit thermique) engendré par chaque résistance

Connaissant les sources de bruits pouvant perturber le système, il est aisé de le réduire en changeant le gain de l'amplification ou en réduisant les résistances qui le fixent. Le bruit de Johnson est le bruit causé par l'agitation thermique des porteurs de charges (les électrons dans le cas d'une résistance) et est indépendant de la tension appliquée aux bornes.

La densité spectrale du bruit de Johnson $S_{Johnson}(f)$ s'écrit de la manière suivante :

$$S_{Johnson}(f) = 4k_BRT \quad (1.11)$$

D'après (1.11), comme k_B est la constante de Boltzmann en J/K, et que T est la température absolue exprimée en Kelvin et R la résistance en Ohms.

Ce bruit thermique ne dépend pas de la puissance optique et est caractérisé par une valeur constante quelle que soit la fréquence.

1.4.4.2. Bruit de grenaille de la lumière

La limite fondamentale du bruit d'intensité optique est donnée par le bruit de grenaille de la lumière. Il s'agit d'un bruit blanc d'intensité, c'est-à-dire indépendant de la fréquence. Il est limité uniquement par la physique quantique. En effet, ce bruit est introduit par la nature discrète des photons et des électrons.

De manière analogue avec le RIN, on parle ici de densité spectrale de puissance que l'on compare à la puissance moyenne. Le calcul du bruit de grenaille de la lumière se résume par l'équation suivante qui dépend de la puissance lumineuse envoyée sur le photodétecteur P_d , de sa fréquence ν et de la constante de Planck h . Dans le cas d'un laser continu, l'expression du bruit de grenaille de la lumière est donnée par le rapport entre la densité spectrale de fluctuations de puissance $S_{\delta P}(f)$ et la puissance optique envoyée sur le photodétecteur au carré P_d^2 .

$$S_{\delta P}(f) = 2P_d h\nu \quad (1.12)$$

$$RIN_{\text{lumière}}(f) = \frac{S_{\delta P}(f)}{P_d^2} = \frac{2P_d h\nu}{P_d} = \frac{2h\nu}{P_d} \quad (1.13)$$

$$RIN_{\text{lumière}_{dB}}(f) = 10 \log_{10} \frac{2P_d h\nu}{P_d} = 10 \log_{10} \left(\frac{2h\nu}{P_d} \right) \quad (1.14)$$

Où $h\nu$ est l'énergie du photon à la fréquence optique du laser.

Par exemple, pour une source à 1064nm, avec 10 mW envoyés sur la photodiode, le bruit de grenaille optique sera de -164 dB. Si ce bruit de grenaille est le minimum de bruit qu'en théorie un laser peut émettre, faut-il encore avoir des outils de mesure capables d'atteindre ces niveaux.

1.4.4.3. Bruit de grenaille du courant

Le bruit de grenaille du courant est produit par la nature quantique des photons qui arrivent sur le photodétecteur et dont le signal lumineux est converti en courant. La densité spectrale du bruit de courant $S_{\delta I}(f)$ s'exprime par :

$$S_{\delta I}(f) = 2qI \quad (1.15)$$

q est la charge de l'électron et I le photocourant.

Le bruit de courant s'obtient donc avec la formule suivante :

$$RIN_{\text{courant}}(f) = \frac{S_{\delta I}(f)}{I^2} = \frac{2qI}{I^2} = \frac{2q}{I} \quad (1.16)$$

$$RIN_{\text{courant}_{dB}}(f) = 10 \log_{10} \left(\frac{2q}{I} \right) \quad (1.17)$$

Dans une vision idéale, le minimum de bruit qu'en théorie un laser peut émettre est déterminé par le bruit de grenaille de la lumière, à savoir -164 dB pour une puissance optique de 10 mW à la longueur d'onde de 1064nm.

En pratique, une mesure jusqu'à cette valeur est impossible par la limitation du bruit de grenaille de courant. Ce bruit est limité par le taux de conversion puissance optique/courant des photodiodes. Les valeurs habituelles à un micron sont d'environ 0,5/0,6 A/W, c'est-à-dire que pour 10mW de puissance optique incidente, 5mA sont générés dans la photodiode. Le bruit de grenaille du courant de 5 mA est donc d'après la formule (1.17) égal à -162 dB.

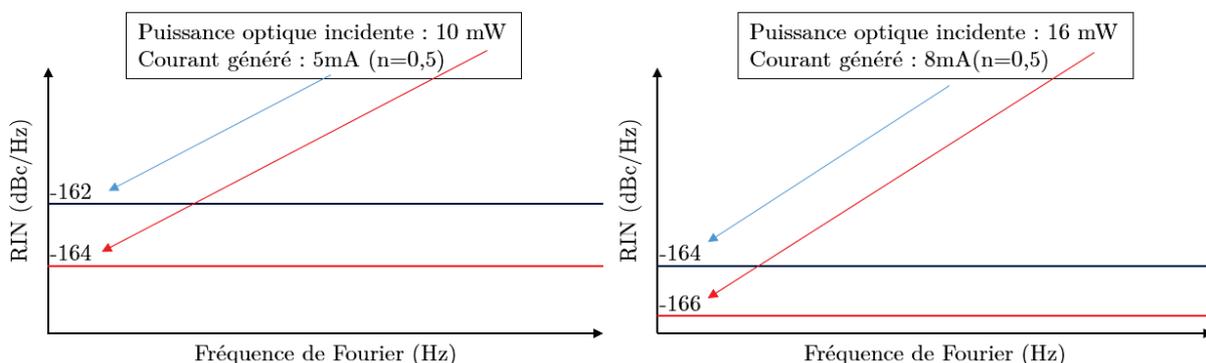


Figure 9: Niveaux de bruit de grenaille du courant (en bleu) et de la lumière (en rouge) pour des puissances optiques incidentes de 10 et 16 mW correspondant à des courants générés par la photodiode de 5 et 8 mA.

De ce fait, pour que le bruit de grenaille du courant soit équivalent au bruit de grenaille de la lumière donné, il faut augmenter la puissance incidente sur la photodiode. Par conséquent, en augmentant la puissance optique, le bruit de grenaille optique diminue encore. Le bruit de grenaille optique sera donc toujours masqué par ce plancher de bruit induit par le bruit de grenaille du courant.

De ce fait, pour atteindre des paliers de mesure les plus bas possible, la photodiode utilisée doit être capable de générer des courants de plusieurs dizaines de mA. Le choix de la photodiode prend alors tout son sens car la photodiode doit garder un comportement linéaire malgré les forts flux lumineux incidents. Avoir un palier de mesure, limité par le bruit de grenaille du courant, permet de détecter toutes éventuelles sources de bruit.

1.4.4.4. Bruit de détection

Le bruit de détection est défini par le bruit ajouté par la résistance de mesure et les amplificateurs (AOP). Les AOP qui amplifient le signal en sortie de la photodiode doivent avoir un bruit inférieur au signal généré par le bruit à caractériser afin de ne pas dégrader la mesure. En général, le bruit d'un AOP « bas bruit » est aux alentours de quelques nV/\sqrt{Hz} . La sélection des AOP doit donc respecter cette condition afin d'obtenir un système de détection à bas bruit mais aussi avoir une bande passante compatible avec l'étendue spectrale que l'on souhaite étudier [10 Hz / 10 MHz].

Le palier de détection à une puissance optique donnée, est le rapport entre le bruit ramené à l'entrée de l'AOP et de la résistance de mesure B_{det} du système avec le signal d'entrée (produit de la résistance de mesure R avec le courant généré par la photodiode I) comme l'indique les formules suivantes :

$$RIN_{\text{detection}} = 20 \log_{10} \left(\frac{B_{\text{det}}}{R * I} \right) \quad (1.18)$$

1.4.4.5. Bruit de l'analyseur

L'analyseur de signaux utilisé dans cette thèse (Vector Signal Analyzer (VSA) HP 89410A) présente également une limitation dans la mesure du bruit d'intensité. Le bruit du VSA utilisé B_{VSA} est égal à $8nV/\sqrt{Hz}$. Le signal électrique à envoyer sur le détecteur doit donc être amplifié afin que le rapport signal à bruit ne soit pas limitant pour la mesure. Par l'intermédiaire des étages amplificateurs positionnés après la photodiode, le signal électrique est amplifié d'un facteur G sur notre système. Le rapport signal à bruit de l'analyseur de spectre est donc égal à :

$$RIN_{\text{VSA}} = 20 \log_{10} \left(\frac{B_{\text{VSA}}}{G * R * I} \right) \quad (1.19)$$

1.4.4.6. Vue d'ensemble

Pour se rendre à l'évidence des limitations de la mesure du RIN d'une source laser, le schéma ci-dessous résume chacune des étapes. Les niveaux de bruits de grenaille et de détection sont pris pour une puissance optique de 10mW sur la photodiode. La résistance de mesure de la photodiode est de 50 Ohms, et l'amplificateur permet de multiplier le signal par 10.

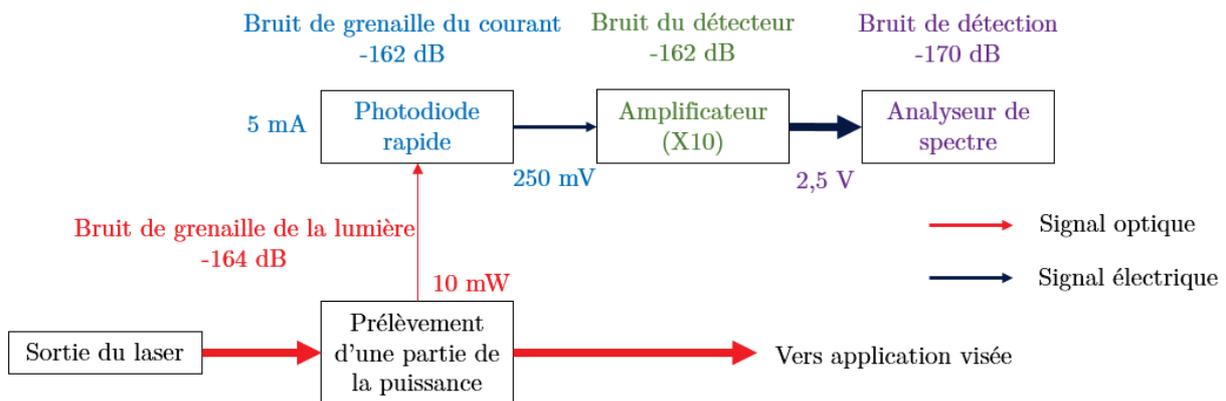


Figure 10: Schéma expérimental pour mesurer le bruit d'intensité d'une source laser avec les différentes limitations en bruit de chaque partie de la détection (photodiode, amplificateur, analyseur) pour une puissance laser reçue par la photodiode de 10 mW.

Sur la Figure 10, pour mesurer un bruit de grenaille de la lumière de 10 mW à la longueur d'onde de 1064nm (-164 dB), seul l'analyseur de spectre ne présente de limitations avec un palier de mesure à -170 dB du fait d'une forte amplification du signal grâce aux étages amplificateurs. Le bruit de grenaille pour un courant généré de 5 mA et le bruit des AOP limitent la mesure avec des paliers égaux à -162 dB. On peut donc penser que le choix de l'AOP

est primordial. En réalité, pour les faibles courants se traduisant par de faibles tensions, le choix d'un AOP peu bruyant est indispensable. Cependant, pour les forts courants/tensions, uniquement le bruit de grenaille du courant limite le plancher de mesure pour notre système de détection, comme le montre la Figure 11.

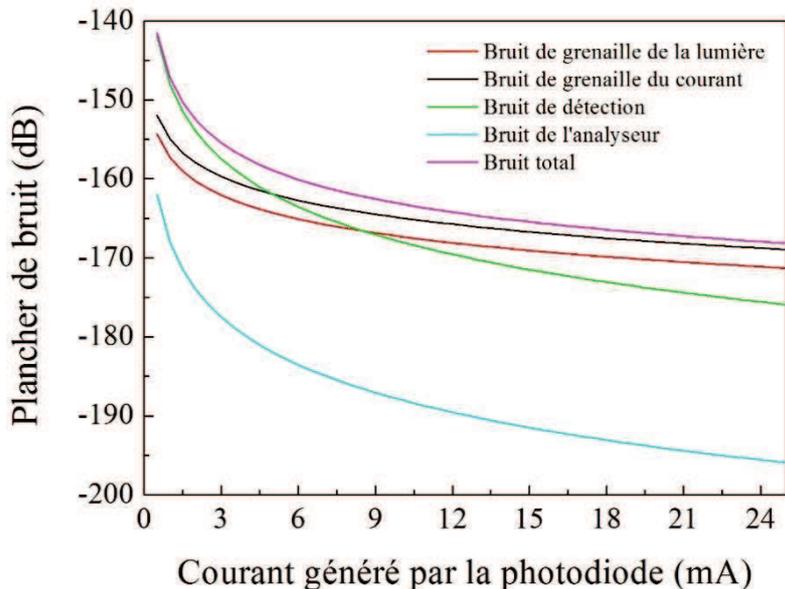


Figure 11: Plancher de bruit en fonction du courant généré par la photodiode pour le bruit de détection, l'analyseur, le bruit de grenaille du courant et celui de la lumière

Les mesures effectuées à des courants supérieurs ou égaux à 7 mA montrent que la seule limitation du plancher de bruit vient du bruit de grenaille du courant. La Figure 11 justifie l'utilisation de photodiodes capables de générer de forts courants tout en gardant un comportement linéaire pour une mesure de RIN la plus sensible possible.

De plus, la fenêtre spectrale d'observation, équivalente à la bande fréquentielle de mesure du RIN, dépend fortement du système à étudier. En effet, dans notre étude sur le bruit d'intensité de sources laser de haute puissance en régime continu monofréquence, les mesures de bruit d'intensité se font dans la fenêtre [1kHz/10MHz]. A contrario, celles effectuées dans le domaine des télécommunications ne commencent qu'à partir du GHz.

Grâce à la mesure de bruit d'amplitude, nous pouvons avoir une vision directe des effets parasites qui engendrent une perturbation sur la puissance, selon leur fréquence de Fourier d'apparition. Les différentes signatures spectrales (bruit blanc, bruit en $1/f$,...) de ces sources de bruit dans ces systèmes laser seront étudiées dans la partie 1.5.

Le couple photodiode/analyseur de spectre qui s'occupe de la détection doit donc être rigoureusement optimisé afin d'atteindre des niveaux de bruit bas.

1.5. Sources de bruit dans les lasers

Comme il a été mentionné précédemment, une source laser idéale a un niveau de bruit par définition identique à celui du bruit de grenaille optique. Cependant, en pratique, à des

fréquences proches de celle de la porteuse, l'amplification laser présente de nombreuses contributions, identifiées à des sources de bruit, dégradant les performances du laser. Cela crée un écart entre le bruit de la source laser et le bruit de grenaille à atteindre.

De plus, pour les puissances importantes, il est difficile de mesurer jusqu'au bruit de grenaille optique du laser. En effet, la limite en courant des photodiodes, caractérisée par la capacité à conserver une réponse linéaire sous l'effet du flux incident, se situe aux alentours de plusieurs dizaines de mW. Au-dessus de ces puissances, il est par conséquent impossible d'effectuer une mesure du bruit de grenaille du laser à l'aide d'une photodiode.

Il est cependant possible, à partir d'une mise en parallèle de plusieurs photodiodes haute puissance, d'atteindre le bruit de grenaille de 100 mW équivalent [13,14]. Cette méthode permet de mesurer des niveaux de bruit de grenaille de -174 dB.

Doubler le nombre de photodiodes permet d'augmenter de 3 dB le plancher de mesure. Cependant, le rapport gain/effort est plus élevé au début du processus en passant d'une photodiode à deux, puis de deux à quatre. À partir de quatre, où il faudrait utiliser huit photodiodes pour avoir le même gain, l'effort devient conséquent. Le dispositif expérimental devient complexe et sensible aux problèmes de lumière parasite ainsi que de dépointé du faisceau. Il est également non justifié pour un développement industriel.

Le dépointé du faisceau est généralement converti en bruit d'amplitude par filtrage spatial à l'aide d'une cavité en anneau ou recouplage dans une fibre monomode. Pour réduire les effets parasites à la mesure, en addition au filtrage spatial, l'utilisation d'enceinte sous vide avec une très forte maîtrise de la lumière parasite est également requise. Par conséquent, le développement de ces dispositifs aussi complexes et contraignants a du sens uniquement pour les détecteurs d'ondes gravitationnelles.

La Figure 12 illustre le montage expérimental développé par Junker et al [13] permettant de mesurer un bruit de grenaille de -180 dBc/Hz en utilisant deux paires de quatre photodiodes mises en parallèle.

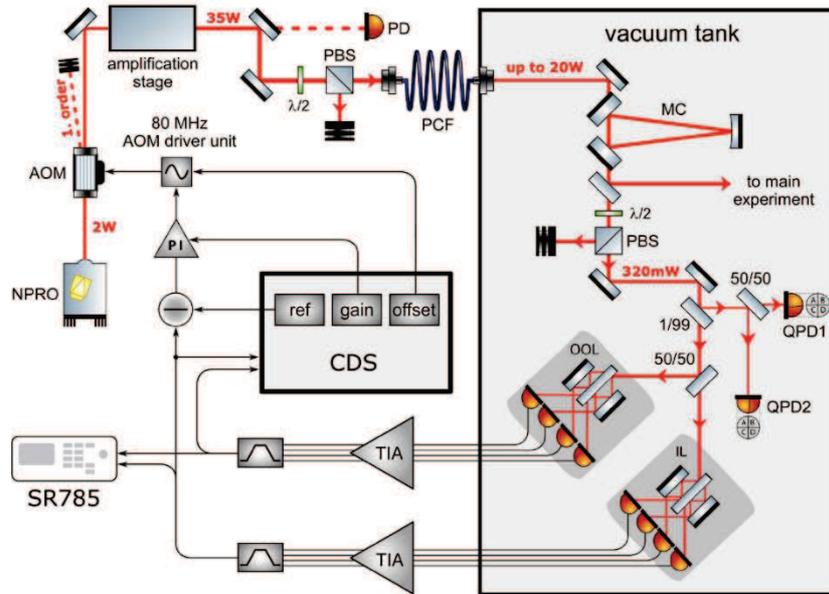


Figure 12: Dispositif expérimental issu de [13] permettant de mesurer jusqu'à -180 dBc/Hz utilisant notamment une enceinte sous vide ainsi que deux paires de quatre photodiodes. Le dépointé du faisceau est supprimé par l'intermédiaire d'une réinjection dans une fibre à large aire modale (PCF). Une cavité en anneau (MC) permet de supprimer les modes d'ordre supérieur du faisceau, éliminant tout problème de mixage modal.

Mais la problématique de la métrologie du bruit de grenaille à haute puissance n'est qu'une vision idéale de la mesure. En effet, la mesure du bruit d'intensité d'un laser équivalent à la limite de mesure des photodiodes pouvant tenir de très forts flux (<-170 dB) serait déjà un résultat remarquable, car non atteint par les systèmes actuels dans des conditions idéales. De plus, en pratique, les lasers comportent différentes sources de bruit, qui vont s'additionner et participer à la dégradation de la mesure du bruit d'intensité par rapport au bruit de grenaille de la lumière.

Pour comprendre ces mécanismes de bruit, l'utilisation de sources à bas bruit d'intensité est indispensable. Sans source à bas bruit, l'utilisation de mesures différentielles sur deux systèmes identiques permettra en principe de retrouver les sources de bruit engendré par l'amplification laser. Cependant, cette solution reste assez contraignante et nous oblige à développer deux systèmes strictement identiques. Ces sources à bas bruit nous permettent de mettre en évidence l'excès de bruit dans le processus d'amplification.

Notre étude sera donc composée de deux parties. La première, portera sur le développement de sources signal à bas bruit d'intensité, indispensable pour le développement de laser haute puissance à bas bruit d'intensité. La seconde portera sur les mécanismes de bruit au cours de l'amplification de ce signal source à bas bruit.

Même si la limite quantique du bruit d'intensité est un objectif à atteindre, on observe rapidement qu'une multitude de sources de bruit vient masquer ces limites quantiques. Ces sources de bruit sont généralement techniques engendrant une dégradation du bruit d'intensité aux basses fréquences. Elles peuvent également être fondamentales, c'est-à-dire inhérentes au processus d'amplification, car même avec un pompage optique idéal du milieu à gain, les

phénomènes physiques d'Emission Spontanée Amplifiée (ESA) ou de Diffusion Brillouin Stimulée (DBS) seront présents. Ces mécanismes de bruit, qu'ils soient techniques ou plus fondamentaux, sont détaillés dans la section suivante.

1.5.1. Bruits fondamentaux

Les principales sources de bruit des amplificateurs laser au point de vue fondamental, c'est-à-dire au niveau de la physique même du laser sont l'image macroscopique d'une perturbation microscopique. En reprenant les équations d'état d'un laser, on s'aperçoit que les principaux effets physiques impactant sa puissance (générée par l'émission stimulée) sont :

- L'émission spontanée
- Le mixage modal
- Les effets non-linéaires

1.5.1.1. Emission spontanée

La source de bruit prédominante d'un laser est l'émission spontanée (ES) [15,16]. Pendant l'opération d'un système laser, l'émission est principalement stimulée mais il réside une petite quantité de photons émis de manière spontanée. Comme ces photons ont une longueur d'onde, une polarisation, une direction et une phase aléatoire, ils peuvent coïncider avec ceux de l'émission stimulée et produire des variations sur l'intensité et la fréquence de sortie du laser, comme le montre la figure ci-dessous :

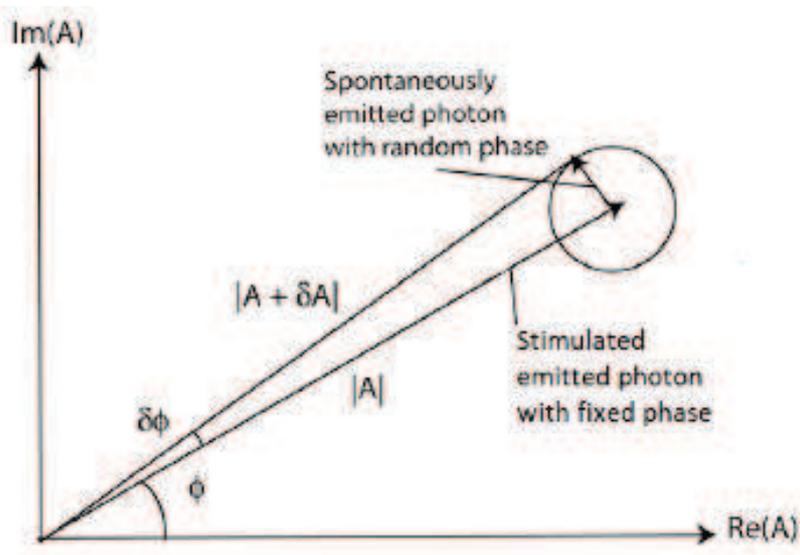


Figure 13: Schéma illustrant le bruit d'intensité et de phase d'une source laser dû à l'émission spontanée issue de [17]

La Figure 14 illustre l'ES qui est engendré par la désexcitation naturelle des ions du niveau d'énergie E_2 vers le niveau E_1 générant l'émission d'un photon de manière aléatoire. Cette émission rentre en compétition avec le signal au niveau du gain en dépeuplant le niveau d'état excité. Ce phénomène, une fois amplifié par le milieu à gain est appelé Emission Spontanée Amplifiée (ESA).

Ces deux ondes finissent par interférer, ce qui engendre du bruit d'intensité par un bruit de battement.

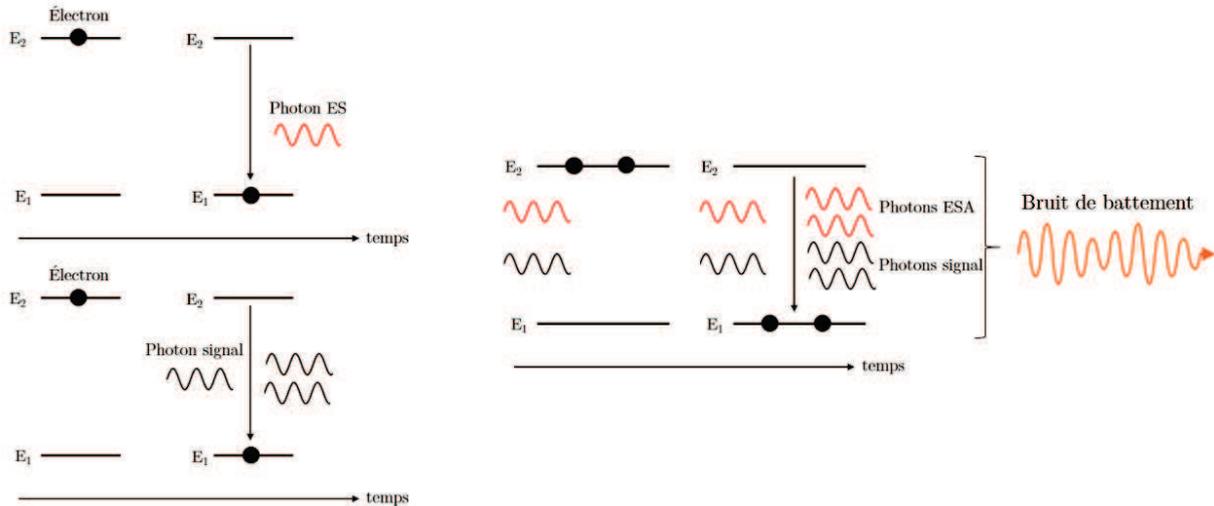


Figure 14: Illustration du phénomène d'Emission Spontanée, d'Emission Stimulée, et d'Emission Spontanée Amplifiée sur deux niveaux énergétiques E_1 et E_2 en fonction du temps.

Ce processus est inévitable car il est inhérent à la physique fondamentale d'un laser. Cependant, en gardant son impact aussi faible que possible (optimisation de la cavité laser, utilisation de lasers à quatre niveaux, ...), l'ESA peut ne pas dégrader de manière significative les propriétés de bruit d'intensité du laser. Le contrôle de l'ESA est donc la clé pour réussir le développement d'un système amplificateur stable à bas bruit. L'ESA est présente dans les milieux amplificateurs à fort gain où la luminescence de l'émission spontanée peut être amplifiée jusqu'à des hauts niveaux de puissance. L'ESA limite l'amplification du signal à des valeurs comprises entre 40 et 50 dB. Pour amplifier de plus de 50 dB, il faut alors passer par des étages amplificateurs en cascade, séparés par des isolateurs qui annihilent l'ESA générée. Les longueurs d'onde émises et amplifiées par l'ESA peuvent produire un effet laser qui peut être critique pour le système.

1.5.1.2. Mixage modal

Une autre source de bruit pouvant engendrer une augmentation du bruit d'intensité d'un laser est le mixage modal qui découle d'un battement entre plusieurs modes longitudinaux ou transverses se propageant dans le milieu à gain. Ces battements d'amplitude de l'intensité du laser sont dus à la répartition de la puissance dans chaque mode qui fluctue. Ce mixage modal est connu sous le nom de bruit de partition modal. Pour les lasers fortement multimode, les contributions de chaque mode se moyennant, les conséquences sur la mesure de bruit sont difficilement identifiables. Par contre, le bruit de ce mixage modal est d'autant plus important pour un laser faiblement multimode [18,19,20]. Il se caractérise par un bruit d'intensité jusqu'à 1 à 2 GHz. Son origine est attribuée à la répartition du bruit total sur chaque mode et à la compétition entre les modes [21,22] qui interagissent avec le mode le plus proche.

De ce fait, dans le cadre de cette thèse, le développement de sources laser strictement monomode pourra être sujet à l'apparition de mixage modal engendrant une dégradation du

bruit d'intensité du laser. L'utilisation au possible de milieu à gain strictement monomode est donc requise.

Les modes longitudinaux d'une cavité laser de longueur L_c sont les solutions stationnaires des équations de propagation en tenant compte des conditions sur le gain et sur le rebouclage en phase. Leur fréquence est déterminée par :

$$\omega_p = p2\pi \frac{c}{L_c} \quad (1.20)$$

Sur l'ensemble des modes de la cavité, seuls ceux qui se trouvent dans la bande de gain peuvent osciller. Les autres ne peuvent pas exister et ne participent donc pas à l'effet laser.

De plus, le champ radiatif peut avoir plusieurs nœuds et ventres dans le plan perpendiculaire de l'axe de la cavité laser. Les différents motifs d'intensité se reportent aux modes transverses électriques et magnétiques (TEM). Dans une cavité laser possédant une symétrie cylindrique, les modes laser sont décrits par la combinaison d'un profil de faisceau Gaussien avec les polynômes de Laguerre. Ces modes sont notés TEM_{xy} où x et y sont des nombres entiers dénotant respectivement l'ordre du mode radial et du mode angulaire.

Le problème de partition modale est donc bien connu dans les lasers, en revanche il y a très peu de travaux sur les effets dans les amplificateurs à fibre dont la physique est complètement différente. Nous verrons, néanmoins dans le chapitre 2, l'influence sur le bruit d'intensité du caractère non strictement monomode spatial de la fibre.

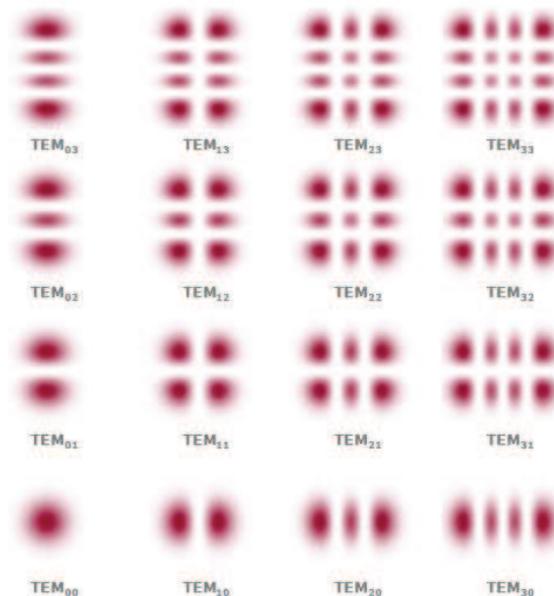


Figure 15 : profil d'intensité des modes du mode TEM_{00} jusqu'au mode TEM_{33} . Chaque nombre indique l'ordre du mode radial et l'ordre du mode longitudinal. Issu du logiciel de simulation RP Photonics.

1.5.1.3. Effets non-linéaires

Les effets non-linéaires, eux sont présents dans le cadre de lasers fins spectralement et sont issus de la diffusion élastique ou inélastique des photons dans le cœur de la fibre. Les principaux sont la diffusion Rayleigh et la diffusion Brillouin.

Les effets non-linéaires sont une des limitations à la montée en puissance des amplificateurs à fibres dopées aux ions terres rares en régime monofréquence. Pour ce type de laser, le principal effet est la Diffusion Brillouin Stimulée (DBS) qui en plus d'ajouter du bruit d'intensité au laser peut également être destructif pour ce dernier.

En effet, la DBS est un effet non-linéaire du 3ème ordre qui résulte de la diffusion inélastique d'une onde optique par une onde acoustique dont l'apparition dans le milieu est due à l'agitation thermique des molécules. Si l'onde optique est assez intense, le battement de celle-ci avec la nouvelle onde créée (appelée Stokes si elle est décalée vers les basses fréquences, et anti-Stokes dans le cas contraire) engendre une nouvelle onde acoustique par électrostriction. Ce phénomène est responsable de la déformation d'un matériau diélectrique soumis à un champ électrique. L'effet Brillouin devient stimulé puisque les deux processus se renforcent l'un l'autre, entraînant une amplification exponentielle de l'onde Stokes.

Le processus de rétrodiffusion stimulée dans lequel la majeure partie de la puissance optique est transférée sur l'onde Stokes ne peut se développer qu'au-dessus d'une valeur critique de l'intensité de pompe appelée seuil Brillouin. Le seuil d'apparition de ce phénomène de DBS, noté ici P_{seuil} dépend de trois paramètres important : la surface et la longueur effective de la fibre optique ($\frac{A_{eff}}{L_{eff}}$) ainsi que le gain Brillouin (g_B) comme le montre la formule ci-dessous :

$$P_{seuil} = 21 \frac{K}{g_B} \cdot \frac{A_{eff}}{L_{eff}} \quad (1.21)$$

$$g_B = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c\lambda_p^2 \rho_0 v_A \Delta v_B} \quad (1.22)$$

Le gain Brillouin, donné par la formule (1.22), dépend notamment de la longueur d'onde λ_p et de la largeur spectrale du laser v_A .

Pour s'assurer de développer un laser sans DBS, il faudrait réunir les conditions suivantes : faible longueur du milieu à gain, signal laser large spectralement et longueur d'onde d'émission élevée. Dans la figure ci-dessous, issue des travaux de Beugnot et al [23], on constate l'influence de la longueur du milieu et de la largeur spectrale de l'onde de pompe (ici notre signal laser). On comprend aisément que l'élargissement du spectre du signal laser permet d'augmenter le seuil Brillouin. La Figure 16 montre que dans un premier temps, pour avoir un effet significatif sur le seuil d'apparition de l'effet Brillouin, c'est-à-dire une augmentation d'un facteur deux, la largeur spectrale des sources utilisées doit être élevée (plusieurs dizaines de MHz). Par conséquent, une source laser caractérisée par une largeur spectrale aussi grande ne peut être considérée comme une source monofréquence. L'amplification de sources à faible largeur

spectrale ($< 1\text{MHz}$ et même $< 100\text{ kHz}$) est donc susceptible d'être limitée par le seuil d'apparition du Brillouin.

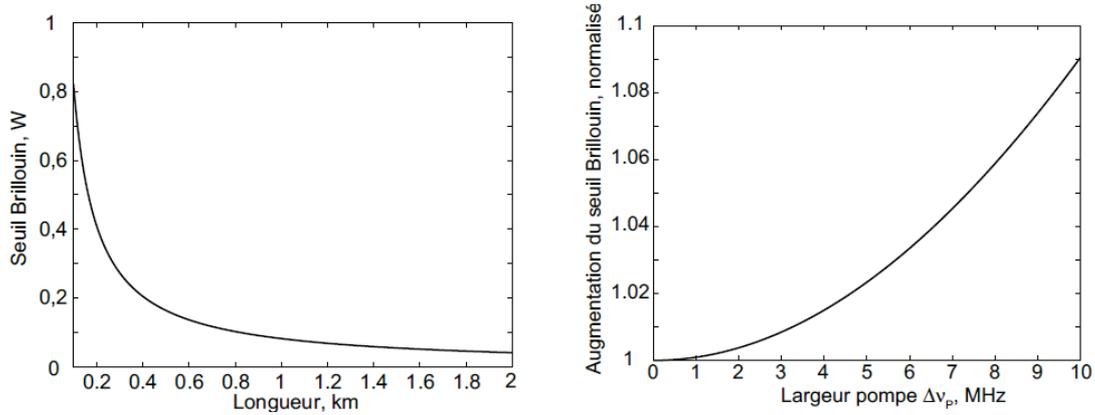


Figure 16: Seuil Brillouin en fonction de la distance dans le cas d'une fibre monomode d'aire effective $75\mu\text{m}^2$ et des pertes linéiques de $0,2\text{ dB/m}$ (à gauche). Influence de la largeur spectrale de la pompe sur le seuil Brillouin dans le cadre de deux faisceaux Gaussien (à droite) Graphiques issus de [23].

Dans un système fibré, il est facile de monitorer un retour par effet Brillouin en insérant un coupleur en sens inverse au début de l'étage amplificateur. La puissance rétrograde se met à augmenter de manière exponentielle dès que le seuil Brillouin est atteint, comme le montre la figure suivante.

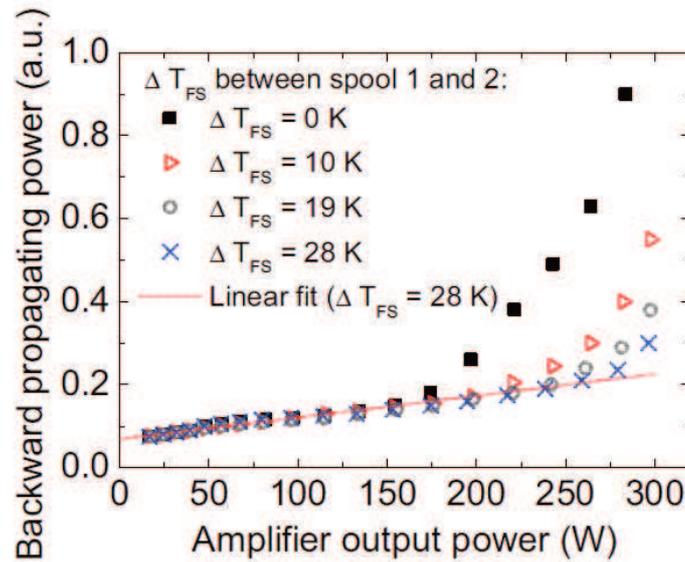


Figure 17: Mise en évidence du seuil d'apparition du DBS sur un laser tout fibré pouvant émettre plusieurs centaines de Watts. Graphique issu des travaux de Theeg et al [56].

Dans notre étude, l'amplification de sources monofréquence de largeur de raie inférieure au MHz peut faire apparaître cet effet Brillouin. Il faudra par conséquent l'observer avec attention afin de le réduire et/ou l'annihiler pour ne pas engendrer de sources de bruit supplémentaires.

1.5.2. Bruits techniques

Si les bruits fondamentaux sont inhérents à la physique du laser, les bruits techniques, eux, sont directement en lien avec l'expérience. Les principales sources de bruits techniques sont nombreuses et de natures différentes. Pour développer un laser bas bruit, il faut donc s'attacher à limiter les bruits techniques tels que :

1.5.2.1. Bruit acoustique et/ou mécanique

L'environnement du laser est déterminant pour le bruit d'intensité aux basses fréquences. Un environnement sain, avec une température stable, et le minimum de vibrations permet de ne pas engendrer de bruits d'intensité basses fréquences. Ces sources sont notamment les ventilateurs et les pompes à eau pour le refroidissement mais aussi les flux d'airs sur les fibres optiques.

1.5.2.2. Bruit électronique

Les alimentations électroniques des composants permettant le bon fonctionnement du laser peuvent engendrer des bruits significatifs par l'intermédiaire de raies fines. Il faut donc faire attention à la CEM mais aussi aux bruits techniques intrinsèques des alimentations (raies des alimentations à découpage notamment).

1.5.2.3. Bruit d'amplitude des pompes laser

Les cavités multimodes des diodes de pompe de puissance sont le lieu de battements intermodaux incessants qui sont moyennés du fait de leur grand nombre. Selon la marque de la diode et de sa technologie, des bruits en excès de 30 à 40 dB par rapport au bruit de grenaille sont présents.

La Figure 18 illustre une mesure de RIN d'une source laser émettant 2W de puissance optique en sortie. Afin d'illustrer toutes les sources de bruit, notamment le bruit acoustique, la mesure a été effectuée entre 1 Hz et 10 Hz. Dans la suite de cette thèse, les mesures seront prises entre 1 kHz et 10 MHz pour exclure le bruit acoustique, dépendant fortement des conditions expérimentales.

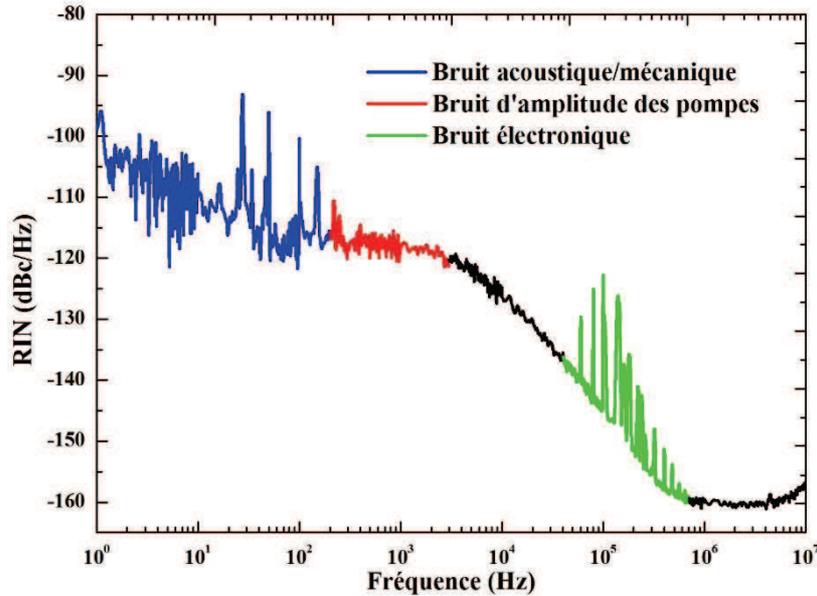


Figure 18: Identification des sources de bruit d'intensité sur la mesure de RIN d'une source laser à titre d'exemple

Si malgré tout, après avoir identifié et réduit ou annihilé toutes ces sources de bruit, le laser n'est pas au bruit de grenaille de la lumière, alors il est possible d'éliminer l'excès de bruit à l'aide d'un asservissement. Les asservissements en bruit d'intensité, à l'aide de rétroaction sur le signal source ou sur le signal de pompe sont largement utilisés pour ce type de demande. Cependant, un bon asservissement doit prendre en compte la fonction de transfert de l'élément à asservir, ici l'amplificateur laser. L'étude de la fonction de transfert du milieu amplificateur retenu dans cette thèse sera détaillée dans le chapitre 2. L'asservissement en bruit d'intensité d'un laser haute puissance monofréquence sera étudié dans le chapitre 4.

La prochaine partie traite des différentes technologies permettant d'obtenir une onde monofréquence. Nous allons les détailler puis les comparer afin de sélectionner uniquement celle qui répond au mieux à notre cahier des charges techniques du système laser à développer.

1.6. Etat de l'art des technologies bas bruit monofréquence

Un laser monofréquence est un laser qui n'émet qu'un seul mode longitudinal. Ce mode est défini par une largeur spectrale très fine ($< \text{MHz}$) et a un très faible bruit de phase. Ce type de laser est indispensable aux applications de métrologies fines telles que la détection d'onde gravitationnelle, mais aussi dans le domaine de la physique atomique avec le refroidissement ou le piégeage d'atomes.

Du fait de n'avoir qu'un seul mode longitudinal en sortie du laser, tous les effets de couplage de mode et donc d'ajout de bruit d'intensité sont éliminés, ce qui fait de ces laser des sources bas bruit d'intensité.

Il existe plusieurs types de laser monofréquence, que ce soit, tout solide ou à fibre. Une onde monofréquence peut être générée à partir de cristaux, de fibres optiques et de diode laser. Chaque technologie est ici présentée afin d'aiguiller le lecteur sur le chapitre 2 qui présentera

le test de chacune de ces technologies pour le développement d'un laser haute puissance monofréquence bas bruit.

1.6.1. NPRO: Non Planar Ring Oscillator

Le NPRO, initialement appelé MISER¹, vient de l'acronyme anglais Non Planar Ring Oscillator. Le principe est basé sur un oscillateur laser dont le milieu à gain est un cristal de Nd :YAG dans lequel circule l'onde laser.

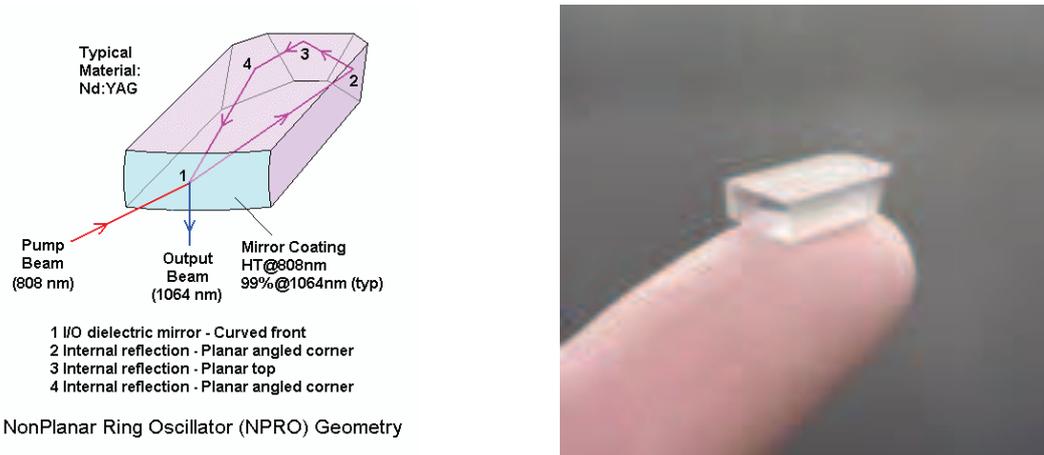


Figure 19 : schéma de principe d'un cristal de Nd:YAG en géométrie NPRO (à gauche). Photographie du cristal à échelle macroscopique (à droite).

La première face (en bleu turquoise sur la Figure 19) joue le rôle de coupleur d'entrée pour la pompe et de sortie pour le signal. Cette face, légèrement convexe, est recouverte d'un traitement diélectrique à haute transmission pour la pompe. Sur toutes les autres faces, le principe de réflexion totale interne s'applique. De par son caractère non planaire, la polarisation de la lumière se propageant dans la cavité subit une légère rotation à chaque tour.

De ce fait, si un élément magnétique perturbateur tel qu'un aimant se trouve à proximité du laser, son champ magnétique va ajouter une rotation de polarisation supplémentaire via l'effet Faraday. Pour une des deux directions d'oscillation, les deux rotations de polarisation vont être partiellement annulées provoquant une perte optique plus faible quand le faisceau arrive sur le coupleur de sortie du cristal, le traitement diélectrique ayant une réflectivité dépendante de la polarisation.

De ce fait, l'autre direction de propagation voit une perte plus importante et est donc efficacement annihilée. Grâce à cette propriété, il est facile d'obtenir une opération monofréquence. Comme la longueur de cavité est petite (de quelques centimètres jusqu'à 10 cm), la cavité NPRO a un large intervalle spectral libre (ISL) ce qui permet d'accorder la fréquence sur une large plage de plusieurs GHz.

L'accord en fréquence se fait à l'aide d'un piézoélectrique et par un changement de température du cristal avec un Peltier ou en changeant la puissance de pompe. Le bruit de phase, et donc la largeur spectrale de ce système peuvent être très faibles (de l'ordre du kHz). Ces valeurs

¹ Sa première appellation était MISER pour Monolithic Isolated Single-Mode End-pumped Rings,

peuvent être atteintes du fait de son environnement mécanique stable, des faibles pertes optiques du résonateur et du bas bruit de la diode laser de pompe. Pour finir, la puissance de sortie peut aller jusqu'à 2W, ce qui nécessite une amplification pour atteindre des niveaux de puissance de plusieurs dizaines de Watts. Cette technologie NPRO se retrouve dans de nombreux produits tels que le Mephisto de Coherent.

1.6.2. Laser à fibre

Les lasers à fibre peuvent également émettre une onde monofréquence avec une largeur de raie très étroite de quelques kHz ou même en-dessous d'1 kHz. Ils peuvent être développés à base d'un laser en anneau ou un résonateur linéaire comportant une fibre extrêmement dopée et très courte (quelques centimètres). Mieux connu sous le nom de laser à fibre DFB, les lasers à fibre linéaires sont souvent réalisés à l'aide d'une rétroaction répartie. Ici, deux réseaux de Bragg sont photo-inscrits dans le milieu à gain afin de ne sélectionner qu'un seul mode du résonateur. Ils ne réfléchissent qu'une gamme très fine de longueur d'onde et transmettent les autres. Un des deux miroirs de Bragg est totalement réfléchissant, tandis que le second ne l'est que partiellement afin de pouvoir extraire la puissance en sortie de cavité. Un saut de phase de π est positionné au centre du réseau de façon à obtenir un mode de résonance fort. Afin de garder l'émission stable en régime monofréquence à long terme sans être tributaire des effets de la température d'opération du laser, il est préférable d'opter pour une longueur de résonateur faible ($< 5\text{cm}$). La puissance de sortie de ces dispositifs est de l'ordre de la dizaine de mW. Cette technique est utilisée par NKT avec son produit Adjustik.

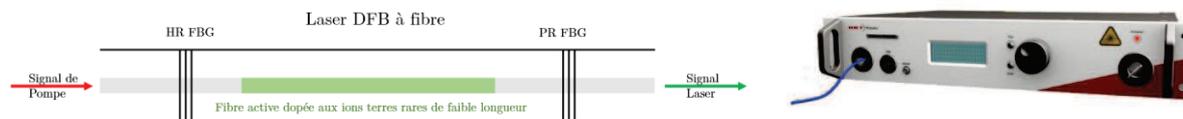


Figure 20: Schéma de principe d'un laser DFB à fibre pouvant émettre une onde monofréquence (à gauche). Produit industriel basé sur cette technologie : produit Koheras Adjustik de NKT Photonics (à droite).

1.6.3. Diode laser à cavité étendue

Après les cristaux et les fibres, les diodes laser peuvent également émettre, sous certaines conditions, une onde fine spectralement ($< \text{MHz}$). Nous présentons ici, dans un premier temps, l'architecture des diodes laser à cavité étendue (ECDL en anglais pour Extended Cavity Diode Laser) puis dans un second temps, les diodes DBR et DFB.

L'ECDL est basée sur une cavité formée d'une diode laser, d'une lentille de collimation et d'un miroir externe comme le montre la Figure 21. Le fait de déplacer le miroir de fond de cavité à l'extérieur de la puce de la diode permet :

- d'agrandir la longueur du résonateur et d'augmenter le temps d'amortissement de la lumière intra cavité. Cela induit un plus bas bruit de phase et une plus petite largeur spectrale d'émission en opération monofréquence. En positionnant un filtre intra cavité qui agit comme un réseau de diffraction, on peut réduire considérablement la largeur spectrale. Les ECDLs ont en général une largeur spectrale en dessous de 1 MHz.

- d'accorder en longueur d'onde en incluant un filtre optique ajustable tel qu'un réseau de diffraction

Un laser ECDL est en général composé d'une diode laser dont une des facettes est traitée anti-réfléchissant (AR) ainsi que d'une lentille de collimation, et d'un ou de deux miroirs qui ont pour but de fermer la cavité et de réfléchir la lumière dans la diode.

Ces lasers ont pour avantages d'émettre des raies fines spectralement ($< \text{MHz}$) et d'avoir une suppression entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur de bonne qualité (supérieure à 30 dB). Les lasers ECDL peuvent être développés selon deux configurations : configuration Littman-Metcalf et configuration Littrow.

Cette configuration Littrow présente un couplage fort entre le premier ordre de diffraction et la diode laser. Elle utilise des réseaux peu réfléchissants afin de maximiser la puissance de sortie du laser. En revanche, la direction de sortie du laser dépend de la longueur d'onde.

En configuration Littman-Metcalf, la lumière à la longueur d'onde λ émise par la puce de la diode est collimatée et arrive sur un réseau de diffraction. Le premier ordre est diffracté puis renvoyé dans la cavité à l'aide d'un miroir ajustable. De ce fait, une accordabilité continue en longueur d'onde est possible en tournant ce miroir ajustable.

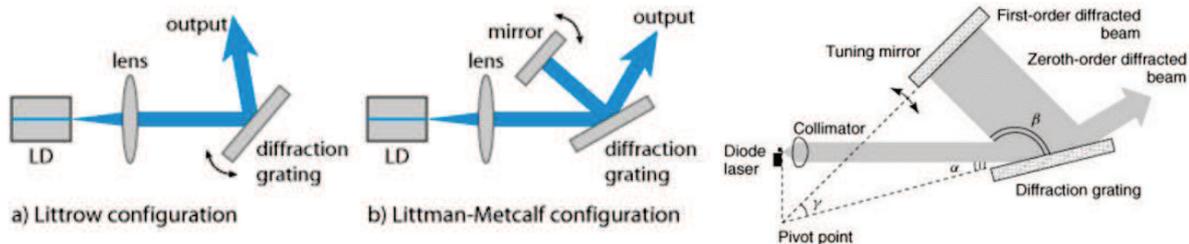


Figure 21 : Schéma des différentes configurations de diode laser pouvant émettre une onde monofréquence (Littrow et Littman-Metcalf) (à gauche). Description plus poussée de la configuration Littman-Metcalf (à droite).

1.6.4. Laser DFB et DBR

A contrario des ECDL, les architectures des diodes laser DFB (diode à rétroaction distribuée) et DBR (diode à réseau de Bragg) permettent d'émettre une onde monofréquence à l'intérieur même du milieu à gain. Tandis que les diodes DBR ont un miroir de Bragg séparé du milieu à gain, les diodes DFB sont composées d'une structure de rétroaction inscrites sur toute la longueur du milieu à gain. De ce fait, il n'est plus nécessaire d'avoir des miroirs de sortie inscrits sur les deux faces de la diode. Dans un cas de symétrie parfaite, les réflexions opposées à la longueur d'onde de Bragg sont anti-résonnantes ou destructives. Pour avoir une émission laser monomode longitudinale, la diode laser est fabriquée de manière à détruire la symétrie à l'aide d'un traitement anti-réflexion sur une des faces de sortie, ce qui favorise un seul mode d'émission.

Ce mécanisme permet de coupler les ondes électromagnétiques contra-propagatives grâce à la perturbation de l'indice de réfraction. La condition de Bragg doit être respectée afin de permettre la sélectivité de la cavité en longueur d'onde. La condition de Bragg est rappelée ci-dessous et nous informe que le couplage cohérent ne se fait qu'à la longueur d'onde de Bragg λ_B .

$$2n_{eff} = k\lambda \quad (1.23)$$

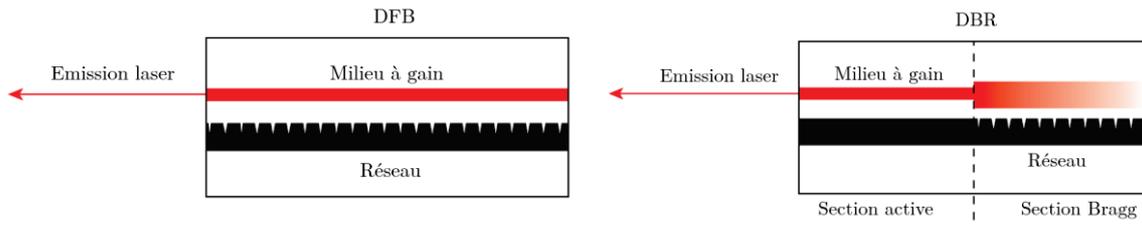


Figure 22: Schéma d'une diode DFB (à gauche) et d'une diode DBR (à droite).

1.6.5. Comparaison

Technologie	Puissance de sortie maximale	Largeur spectrale	RIN	Saut de modes	Prix	Intégrable
NPRO	2W	1 kHz	-120 dBc/Hz (free running) -140 dBc/Hz (noise eater)	Non	€€€€	NON (espace libre)
Laser à fibres	15 mW	5 kHz	-120 dBc/Hz	Non	€€€	OUI
DFB/DBR	centaines de mW	< MHz	-145 dBc/Hz (1kHz/10MHz)	peu	€€	OUI (diode 14-pins)
ECDL	centaines de mW	dizaines de kHz	-155 dBc /Hz (1 kHz/10MHz)	Oui	€€	OUI (diode 14-pins)

Tableau 1-2: Comparaison des différentes technologies monofréquence en termes de puissance de sortie, largeur spectrale, RIN, saut de modes, prix et intégrabilité

Technologie	Puissance de sortie maximale	Largeur spectrale	RIN	Saut de modes	Prix	Intégrable	Total
NPRO	++++	++++	++	++++	+	+	16
Laser à fibres	+	+++	+	+++	++	++	12
DFB/DBR	++	+	+++	++	++++	++++	16
ECDL	+++	++	++++	+	++++	++++	18

Légende : +++++ : 1^{ère} place, ++++ : 2^{ème} place, ++ : 3^{ème} place, + : 4^{ème} place.

Tableau 1-3: Notes et classement pour chaque technologie monofréquence en fonction des paramètres du Tableau 1-2.

La technologie ECDL semble être le meilleur candidat pour le laser source en comparaison avec les autres technologies. La technologie NPRO, qui est la plus répandue et la plus connue pour les applications en refroidissement atomique, n'est pas utilisée car elle n'est pas intégrable directement, du fait de sa sortie en espace libre. De plus, l'ECDL montre un RIN bien meilleur sans aucun asservissement électronique (a contrario du NPRO qui a un RIN à -120 dBc/Hz en mode free running). La comparaison des RIN sera faite dans le chapitre 2. Comme les applications nécessitent plusieurs dizaines de watts de signal laser continu monofréquence et bas bruit, il est indispensable d'amplifier l'ECDL à l'aide d'un amplificateur optique. La partie suivante présente l'état de l'art des technologies d'amplificateur les plus connues et les plus répandues.

1.7. Etat de l'art des technologies amplificatrices

1.7.1. Défi technologique

Comme nous venons de le voir, les technologies bas bruit monofréquence sont limitées en puissance (maximum quelques watts). Pour atteindre des niveaux bien supérieurs et être en phase avec les cahiers des charges des applications, le développement d'un ou de plusieurs étages d'amplifications est nécessaire. Les principaux amplificateurs laser sont de deux types : massif ou fibré.

A la fois pour un amplificateur massif ou un amplificateur fibré, les principaux défis technologiques d'une source laser haute puissance sont au nombre de cinq :

- Le premier est la nécessité d'avoir des sources de pompage puissantes. Même si le pompage par lampe était historiquement la seule solution viable pour la plupart des amplificateurs solides, le pompage par diodes laser de haute puissance (en barrettes ou en empilement) est devenu de plus en plus répandu. Le pompage par diodes laser permet d'obtenir les plus hautes puissances optiques en régime continu. Les diodes de pompe doivent être puissantes, de haute brillance et stabilisées en longueur d'onde.



Figure 23: Photographie de dispositifs de diodes lasers à empilement horizontal (à gauche, DILAS). Photographie de plusieurs dispositifs de barrettes de diodes laser variant de gauche à droite d'une barrette à dix barrettes (à droite, Cutting Edge Optonics).

-Le second défi est d'obtenir une grande efficacité de conversion pompe vers signal. Les choix du milieu à gain et de la longueur d'onde de pompage sont donc cruciaux. Il faut un milieu à gain doté d'une forte efficacité ($>50\%$) et une longueur d'onde de pompe la plus proche de la longueur d'onde d'émission afin de minimiser le défaut quantique, et donc les échanges thermiques dans l'amplificateur. Toutefois, la longueur d'onde de pompe est le plus souvent choisie en fonction d'un ou du maximum d'absorption du milieu à gain afin de privilégier l'efficacité d'absorption. Par exemple, pour les milieux à gain utilisant l'ion Ytterbium (Yb^{3+}), les deux maximums d'absorption sont à 976 et 915nm comme le montre la figure ci-dessous :

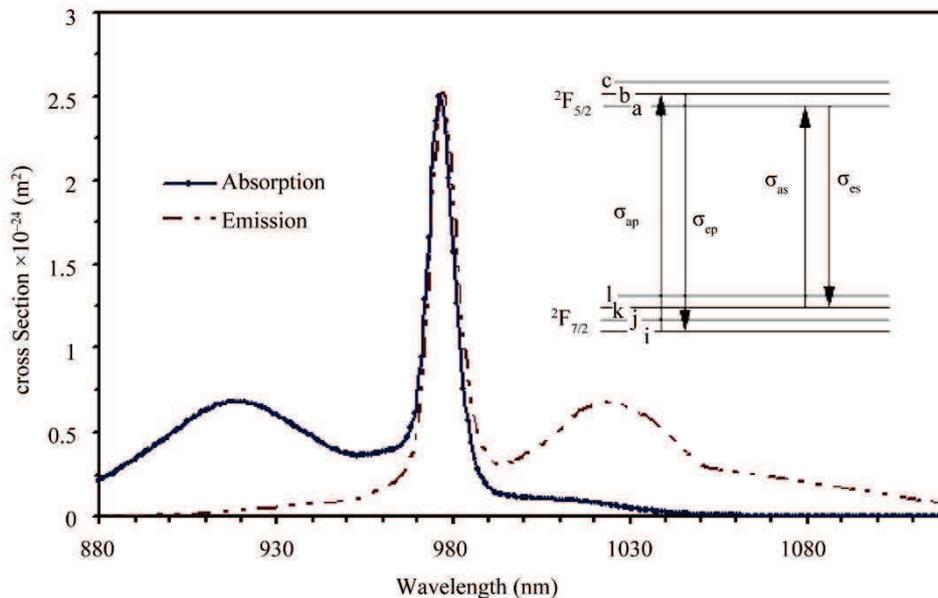


Figure 24: Simulations numériques des sections efficaces d'absorption (en bleu) et d'émission (pointillés rouges) d'une fibre en silice dopée aux ions Yb^{3+} . Deux maximums sont visibles, le premier à 976nm et le second à 915nm. En insert : Niveaux d'énergie de ces ions Yb^{3+} dans la silice. Issu de [24].

-Le troisième défi découle du second. Même dans un système laser très efficace, une fraction substantielle de puissance de pompe est convertie en chaleur. Cette génération engendre plusieurs effets non désirés au sein de l'amplificateur tels qu'une contrainte mécanique pouvant fracturer le cristal laser. Les lasers haute puissance sont souvent le lieu de lentilles thermiques rendant plus difficile l'obtention d'un faisceau de sortie de bonne qualité (M^2 proche

de 1). De plus, les lasers ciblés dans ce travail de thèse demandent un excellent taux de polarisation selon un axe prédéfini ($PER > 20\text{dB}$) et les effets thermiques via de la biréfringence induite peuvent dégrader cette propriété. La gestion de la thermique dans ces amplificateurs haute puissance est donc un des défis majeurs quelle que soit la technologie. Les travaux de recherche ainsi que d'ingénierie sur les matériaux conducteurs et sur les systèmes de refroidissement ont été menés en parallèle avec le développement de lasers de haute puissance.

-Le quatrième défi est de contourner, de repousser ou d'annihiler les effets non-linéaires pouvant avoir lieu dans les amplificateurs notamment dans les systèmes fibrés. En régime continu, les effets non-linéaires sont la diffusion Raman stimulée et la diffusion Brillouin stimulée. De nombreuses techniques ont vu le jour pour repousser les seuils d'apparition de ces effets non-linéaires. Cependant, dans certaines applications, ces effets indésirables sont utilisés pour générer d'autres longueurs d'ondes. En effet, les lasers Raman ou Brillouin, ou même la génération à quatre ondes permettent de créer de nouvelles longueurs d'onde de manière indirecte.

-Pour finir, un des problèmes de la montée en puissance dans des systèmes espace libre, composés de nombreux miroirs et composants optiques, est le désalignement du faisceau par les effets thermiques et mécaniques. Il est alors difficile d'obtenir un système robuste, nécessitant peu de maintenance et avec une bonne stabilité de pointé du faisceau. Toutes ces problématiques sont alors à traiter afin de développer un amplificateur haute puissance.

Dans la section suivante, nous allons comparer les technologies d'amplificateur les plus utilisées pour des systèmes générant à la fois de fortes puissances continues et de fortes puissances crêtes. Ces technologies sont de deux types : le premier est à base de cristaux tels que les technologies disque mince, slab (et Innoslab) et le second, à base de fibres optiques dopées.

Les lasers à fibre commencent à remplacer les lasers massifs grâce à leurs améliorations fulgurantes (en puissance notamment). Même si plusieurs kilowatts ont été démontrés avec ces deux types de laser, l'efficacité de conversion des lasers à fibres peut être assez élevée ($>50\%$) et reste toujours supérieure aux autres technologies.

Le problème de la gestion de la thermique et de ses effets non désirables tels que les effets de lentille thermique due à la montée en puissance, est bien maîtrisé avec des fibres optiques. Leur géométrie même, avec une longueur très grande devant la section couplée aux propriétés de guide d'onde, permet une évacuation efficace de la chaleur générée (défaut quantique, amplification, ...). Les lasers massifs n'ont pas les mêmes facilités au niveau de la dissipation thermique intrinsèque mais l'invention de la technologie disque mince a permis de combler le retard. Le ratio surface/volume est un excellent témoin pour comparer la capacité à dissiper la charge thermique du milieu à gain.

Le tableau ci-dessous compare les technologies slab, disque mince et fibre.

	Slab	Disque Mince	Fibre
Longueur (cm)	10	0,05	2000
Volume (cm ³)	10	0,04	8.10 ⁻⁷
Surface/Volume (cm ⁻¹)	4	20	<u>170</u>

Tableau 1-4: Comparaison du rapport surface/volume en cm⁻¹ pour la technologie amplificatrice Slab, Disque Mince et Fibre.

L'avantage de la technologie basée sur la fibre optique, sur un des problèmes majeurs des systèmes haute puissance, à savoir la gestion de la charge thermique, est donc évident.

Cependant, les non linéarités peuvent limiter les performances dans les fibres optiques notamment en pulsé (effet Kerr, SPM, auto focalisation,...) mais aussi en utilisant des sources monofréquences (DBS, ...). Ces effets indésirables peuvent être plus faibles avec les lasers massifs de plusieurs ordres de grandeur, comme le montre le tableau ci-dessous, présentant les densités de puissance en fonction d'une technologie massive ou fibrée pour une puissance de sortie de 10W.

P = 10W	Techno Cristaux Massifs	Techno Fibre
Diamètre du faisceau (m)	10 ⁻³	10 ⁻⁵
Densité de puissance (kW/cm ²)	10 ⁰	<u>10⁵</u>

Tableau 1-5: Comparaison de la densité de puissance en kW/cm² pour des amplificateurs laser à base de cristaux massifs ou de fibres optiques pour une puissance de sortie de 10W.

La génération d'effets non-linéaires est donc un des désavantages de la montée en puissance à partir de la technologie fibre.

Les lasers à fibre sont également assez sensibles au retour optique surtout au niveau des amplificateurs de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier). En effet, la lumière rétrograde est amplifiée en direction de la source laser signal pouvant ainsi l'endommager. De plus, la taille du faisceau étant petite (jusqu'à quelques dizaines de microns) la face de la fibre peut être détruite facilement par des intensités supérieures au seuil de dommage de la silice lors d'un Q-Switch par exemple. L'ajout d'isolateur de Faraday entre chaque étage ainsi qu'à la sortie du laser permet de diminuer le risque d'endommagement de la face de la fibre. Cependant, pour les lasers de très forte puissance, l'isolation optique n'est pas toujours pratique.

Le développement d'un laser à fibre nécessite peu de composants, qui peuvent se souder très facilement les uns aux autres, que ce soit des fibres passives ou actives (dopées aux ions terres rares). Selon le niveau de puissance, la technologie fibre permet de souder des connecteurs sur la fibre de sortie afin de pouvoir combiner le laser à d'autres systèmes sans alignement. Cependant, pour les fibres à large cœur, il est difficile de rester dans une configuration toute fibrée ou alors il faut passer par des adaptateurs de mode (Mode Field Adapter-MFA). Quand les fibres sont trop différentes au niveau du diamètre, l'injection de la pompe et/ou du signal se fait alors en espace libre. De ce fait, la fine tolérance sur l'alignement pour les fibres

monomodes, et parfois les importantes intensités sur la face de la fibre, rendent le dispositif moins avantageux que les lasers massifs.

Les lasers à fibres sont peu ou pas sujets aux problèmes de maintenance. De plus, si un problème est présent, il est assez simple de le résoudre en changeant le composant défectueux tout en gardant les mêmes propriétés optiques.

Durant le développement d'un système laser, les difficultés peuvent surgir si les paramètres clés du milieu à gain ne sont pas entièrement connus. Les lasers massifs utilisent des cristaux dont la géométrie, la quantité de dopant et les propriétés spectroscopiques sont bien définies. Pour les ions terres rares insérés dans les fibres, la situation peut être différente. La première raison est que la fibre est un matériau à base de verre dont la composition est plus ou moins bien définie. Même le fabricant de la fibre active, ne connaît pas toujours avec précision, la quantité d'ions Germanium qu'il insère dans le cœur des fibres germanosilicates. De plus, les tailles de cœur ou les indices de réfraction sont donnés avec des tolérances (en général +/- 1 µm pour le diamètre des cœurs) qui peuvent légèrement changer d'un échantillon à un autre.

Pour résumer la comparaison entre la technologie fibre et la technologie à base de cristaux, le tableau ci-dessous dresse un bilan des différentes caractéristiques de ces deux technologies :

	Technologie Fibre Optique	Technologie Cristaux Massifs
Efficacité de conversion	+	-
Exigence de la qualité du pompage	-	+
Dissipation thermique	+	-
Effets non-linéaires	-	+
Retour optique	-	+
Alignement	+	-
Qualité modale	+	-
Complexité	-	+
Total	4	4

Tableau 1-6: Comparaison des principaux caractéristiques à prendre en compte pour un développement de sources lasers de haute puissance entre la technologie Fibre et la technologie Cristaux Massifs.

Nous allons à présent étudier chacune de ces technologies, afin d'obtenir un état de l'art de la montée en puissance de ces amplificateurs laser.

1.7.2. Laser à cristaux massifs

Les lasers basés sur la technologie à cristaux fonctionnent sur le principe du pompage en espace libre d'un cristal utilisé comme milieu amplificateur. Ils sont pompés optiquement à partir de lampe flash ou de diode de pompes ou même à partir d'un autre laser comme par exemple les lasers Ti:Sapphire.

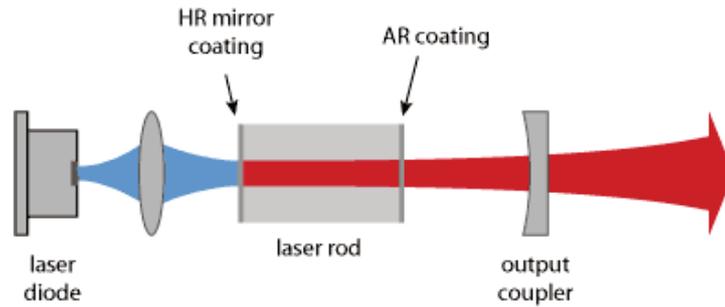


Figure 25 : Schéma d'un laser basé sur les cristaux massifs [Source : RP Photonics]

Parmi les amplificateurs les plus puissants, la matrice Nd :YAG et la matrice Nd :YVO se disputent la première place. A contrario des fibres, il n'y a pas de guide d'onde ce qui implique que le faisceau se propage en espace libre à travers les composants optiques. De ce fait, le diamètre du faisceau est déterminé par le design du résonateur laser et non pas par le milieu à gain. Ces lasers impliquent alors que le résonateur soit conçu pour que le faisceau de sortie ne subisse pas une trop forte divergence et que sa taille soit constante avec la montée en puissance.

Pour cela, le défi principal est de minimiser l'impact de lentille thermique qui affecte la taille du faisceau et désaligne le résonateur. Le résonateur est en général formé par des miroirs qui sont placés autour du cristal. Mais ce type de technologie peut être appliqué pour former des amplificateurs où le signal est amplifié en passant dans le milieu à gain. Les effets mécaniques, tels que les vibrations acoustiques, ainsi que les effets thermiques, tels que la dilatation et la lentille thermique, sont des effets à minimiser pour ce type de technologie afin de fiabiliser le laser. Si les vibrations acoustiques sont plus faciles à supprimer à l'aide de monture non réglable ou en soudant directement les composants optiques à leur monture, la gestion des effets thermiques est plus critique.

En effet, les cristaux massifs utilisés présentent des dimensions de l'ordre de plusieurs dizaines de millimètres que ce soit en longueur, hauteur ou épaisseur. Par exemple, le premier laser émettant plus de 100W continus avec un $M^2 < 1,05$ utilisait un cristal de Nd :YAG de dimensions 40 x 7 x 7 mm [25]. Il est alors difficile, du fait des dimensions du cristal, de contourner le problème d'échauffement à l'intérieur du cristal et donc de lentille thermique pouvant dégrader la qualité du faisceau en sortie. L'absorption de la pompe dans un cristal dopé de manière homogène provoque un fort gradient thermique. Pour diminuer ces effets thermiques il est possible de jouer sur la quantité de dopant dans le cristal et d'adapter la longueur d'onde de la pompe pour garder une émission monomode [26].

La puissance maximale de pompe pouvant être injectée dans un cristal pompé de manière transverse et de longueur L est limitée par la contrainte mécanique induite thermiquement. La limite est donc atteinte quand ce stress atteint celui du matériau laser, provoquant alors une fracture.

Cette puissance maximale est donnée par :

$$P_{\max} = \frac{8\pi RL}{n_h} \quad (1.24)$$

R est le paramètre de choc thermique dépendant notamment du coefficient d'expansion thermique, du module d'Young, de la constante de Poisson,

L est la longueur du cristal,

n_h est l'efficacité de chaleur qui prend en compte la fraction de puissance de pompe convertie en chaleur via le défaut quantique et le processus d'émissions parasites non-radiatives,

P_{\max} est indépendant du diamètre du cristal.

Pour contourner ce problème, deux solutions ont été envisagées dans un premier temps : le double passage de la pompe ou le pompage bidirectionnel afin d'homogénéiser la température dans le cristal, et une forme de dopage non homogène tout le long du milieu à gain. La première solution peut être destructrice pour les diodes de pompe à cause du résidu de lumière non absorbé par le cristal qui revient sur la diode. La seconde, où il est possible d'utiliser une concentration de dopant de plus en plus élevé d'un bord à l'autre, permet d'être en phase avec une architecture simple passage. Cela provoque une distribution thermique plus favorable que dans le cas d'un cristal dopé de manière uniforme. Cependant, une concentration de dopant variant de manière continue est difficile à obtenir avec les techniques habituelles. La solution réside dans le développement d'un cristal composé de plusieurs segments avec différents niveaux de dopage.

En utilisant cette architecture, la création de cristaux lasers composites basés sur différents segments dopés et non dopés permet de diminuer la charge thermique de manière considérable. Il a été montré que la plus petite lentille thermique a été obtenue en utilisant ce type d'architecture où une section non dopée sur la face pompée aide à conduire la chaleur hors du cristal à la fois pour du Nd:YAG [27] que du Nd:YVO4 [28]. De plus, les simulations numériques, effectuées par Wilhelm et al, ont montré des résultats tout à fait cohérents où différents segments de différents niveaux de dopage ont été mis bout à bout afin de diminuer la charge thermique dans le cristal [29]. A partir de ces techniques, la montée en puissance avec des effets thermiques amoindris a été possible.

Une puissance de sortie de 167W avec une efficacité proche de 60% par Wilhelm et al en 2009 [30] ainsi que 407W avec une efficacité de 55% par Kracht et al en 2005 [31] ont été démontrées. Cependant, l'émission laser de ces deux sources est multimode ce qui ne peut être acceptable pour notre cahier des charges.

Depuis 2002, sous l'impulsion notamment du laboratoire allemand LZH, plusieurs lasers basés sur des cristaux de Nd:YAG ont été développés en cascades plusieurs amplificateurs. Ces projets, motivés par la demande croissante de puissance des détecteurs d'ondes

gravitationnelles, sont passés de 12W (The GEO 600 laser system) à 35W [32] jusqu'à même 150W par Kwee et al [33]. Des puissances records de 177W et plus de 200W avec 80% de la puissance dans le mode fondamental en régime monofréquence obtenues à partir d'un signal source issu d'un NPRO [34,35] démontrent les capacités de cette technologie pour le développement de sources haute puissance monofréquence. Ces lasers couplés à des systèmes d'asservissement en phase et en intensité ont été installés à LIGO et ont permis la détection des premières ondes gravitationnelles. Ci-dessous le schéma expérimental de ce type de laser, qui combine de nombreux cristaux amplificateurs, six cristaux de Nd:YVO₄ pour le préamplificateur, et quatre cristaux de Nd:YAG pour l'amplificateur.

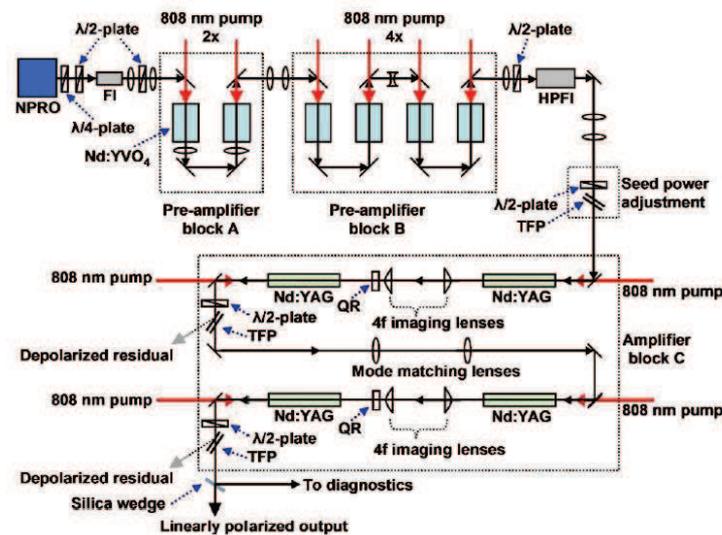


Figure 26: Schéma du laser haute puissance monofréquence à base de quatre cristaux Nd:YAG permettant d'atteindre 200W de puissance totale, d'après les travaux du LZH [34].

Les lasers à cristaux massifs, du fait des dimensions des cristaux utilisés ont montré certaines limites en termes d'évacuation de la charge thermique. Cependant, pour permettre au flux de chaleur d'être transporté efficacement à l'extérieur du cristal afin d'obtenir un flux thermique unidirectionnel, l'idée est de réduire l'une des dimensions du milieu à gain afin de faciliter le contact thermique. C'est ce qui est fait avec les architectures « slab » et disque mince où la hauteur et l'épaisseur sont réduites considérablement comme nous le verrons dans les parties qui suivent.

1.7.3. Laser à disque mince

De toutes les technologies, la technologie disque mince est la plus récente. Sa création date du milieu des années 90 par l'équipe allemande de l'IFSW à l'Université de Stuttgart dirigée par Giesen. Cette technologie est basée sur l'utilisation de cristaux dont l'épaisseur ne dépasse pas quelques centaines de micromètres afin d'évacuer de manière efficace la charge thermique accumulée par le pompage et l'amplification laser. Le diamètre lui, est de l'ordre d'un centimètre. Une des faces du disque est en contact avec un système de refroidissement, le plus souvent réalisé en diamant couplé à une plaque de cuivre. Grâce à cette géométrie mince, la chaleur est évacuée de manière quasi-instantanée ce qui permet de diminuer le principal effet

limitant des amplificateurs haute puissance : la thermique. En passant sur un disque mince, la charge thermique est continuellement extraite du milieu à gain limitant ainsi l'effet de lentille thermique sur le cristal. Le seuil de fracture du cristal est également repoussé beaucoup plus haut ce qui permet un pompage fort sans risque de casse. La technologie disque mince est donc un candidat sérieux pour le développement de laser de très forte puissance moyenne avec une bonne qualité modale.

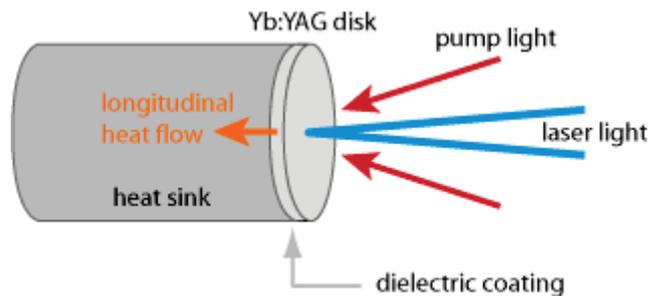


Figure 27: Schéma d'un système disque mince [source : RP Photonics]

Si l'on regarde l'état de l'art de la technologie disque mince, on peut faire la distinction entre une opération multimode et une opération monomode en régime continu. Pour commencer, en régime multimode, des puissances records de 10 kW et de 8 kW ont été atteintes à l'aide de disque d'Yb :YAG par Gottwald et al [36,37]. La possibilité d'atteindre plus de 30 kW à partir de plusieurs résonateurs instables a été démontrée par Nixon et al [38]. Pour une opération monomode, qui se rapproche de notre cahier des charges, l'obtention de puissance proche du kW est un vrai challenge. Les limitations majeures sont dues aux aberrations induites thermiquement dans le cristal à un niveau de pompe élevé. Ces aberrations thermiques dégradent la qualité modale du faisceau en sortie du résonateur. Pour pallier ce problème, une première solution peut être de diminuer la charge thermique sur le disque en pompant le cristal à sa raie de zéro phonon à 969nm et ainsi diminuer le défaut quantique. Avec cette technique, une puissance record de 742W avec un $M^2=1,5$ a été démontrée par Weichelt et al [39] avec de l'Yb :LuAG. Plus subtile encore, la montée en puissance est permise à l'aide d'un miroir déformable qui compense la phase dans le résonateur. 815W avec un $M^2<1,4$ ont été démontrés par Piehler et al [40] en utilisant cette technique. 1,1kW avec un $M^2<1,4$ ont été obtenus par Peng et al sur de l'Yb :YAG [41]. La cavité développée ici n'a pas d'éléments actifs pour contrer les effets thermiques. Par contre, elle a été conçue pour garder une bonne qualité de faisceau et un faible désalignement afin de garder une opération stable et robuste de l'effet laser malgré la modification de rayon de courbure du disque mince avec la puissance. Le record absolu appartient à Schad et al qui ont généré 4 kW avec un $M^2<1,38$ à partir de 44 passages de pompe sur un disque très mince, en pompant sur la raie de zéro phonon [42].

Cependant, l'amplification de sources monofréquence n'a été que très peu étudiée avec cette technologie disque mince. Une puissance record de 30W à la longueur d'onde de 1030nm a été démontrée par Stolzenburg et al [43] à l'aide d'un cristal d'Yb :YAG. La sélection spectrale est possible grâce à un filtre de Lyot et un étalon de YAG insérés dans la cavité. Ce n'est donc pas à proprement parler un amplificateur car la sélection spectrale est faite à l'intérieur même

de la cavité. Le résultat reste le même avec la génération d'une onde monofréquence haute puissance. Le M^2 de cette source est excellent avec une valeur inférieure à 1,05. Ce type de technologie, avec une sélection spectrale dans la cavité reste dépendant de facteurs environnementaux tels que la température et les vibrations. Il faut donc coupler ce laser avec un système d'asservissement afin de supprimer les sauts de mode et le décalage en fréquence.

1.7.4. Laser slab

La technologie slab est basée sur le principe d'une ou de plusieurs réflexion totale interne de l'onde laser dans un cristal. Un laser slab a au moins une dimension transverse du cristal qui est significativement plus petite que le chemin optique du faisceau dans le milieu à gain. Par cette définition, les amplificateurs slab peuvent être différenciés des autres configurations telles que les amplificateurs à disque.

Les dimensions du cristal sont d'environ 10mm par 10mm sur une épaisseur de 1mm, afin d'évacuer efficacement la charge thermique. Le cristal est en général en contact avec deux blocs de cuivre refroidis par eau.

Le milieu à gain de ces lasers est en général pour la génération de haute puissance moyenne, fait à partir de Nd:YAG ou Yb:YAG pour les longueurs d'onde proche de 1 μ m. Le cristal peut alors être pompé via deux méthodes : par la face ou par le côté.

Le pompage par la face est plus commun au pompage par lampe. La lumière vient pomper le cristal par le haut et le bas, prenant le cristal en sandwich. Ce type de pompage sur une grande surface et sur une gamme angulaire très vaste, ne nécessite pas de pompe de bonne qualité modale. Néanmoins, pour obtenir une bonne efficacité d'absorption de la pompe, le cristal doit avoir une épaisseur assez large couplée à un fort taux de dopants. Cette configuration présente donc un problème pour le développement de lasers haute puissance ainsi que l'utilisation de systèmes à quasi-trois niveaux.

Le pompage par diode, via le côté du cristal est plus efficace. La plus grande cohérence spatiale des diodes laser, que ce soit les barrettes ou les empilements de diodes, permet d'injecter toute la lumière sur la tranche étroite du cristal. Les diodes de pompe peuvent être placées directement sur le coin du slab sans utiliser de composants optiques tels que des lentilles ou des miroirs pour l'injection. Comme les faces sur la longueur n'ont pas besoin d'être transparentes, une large gamme de mécanismes de refroidissement peut y être utilisée, notamment basés sur la conduction via l'utilisation de dissipateurs thermiques refroidis à l'eau. Cette technique simple de refroidissement par conduction permet de ne pas contaminer les faces du cristal qui ne sont pas en contact avec l'eau.

De plus, le pompage par la tranche et le refroidissement par la longueur permettent de profiter de toute la longueur du cristal pour l'absorption. L'épaisseur du cristal peut donc être réduite afin de maximiser le refroidissement thermique. Il est alors possible de réduire la concentration de dopants et d'augmenter l'intensité de la pompe, ce qui facilite l'utilisation de systèmes à quasi trois-niveaux. De plus, on peut également améliorer l'efficacité d'absorption de la pompe

en déposant des couches réfléchives à la longueur d'onde de pompe sur les deux côtés du cristal. La haute brillance de la diode laser a permis le pompage à travers la petite face du côté ou sur les faces de sortie du slab. Cela rend alors possible l'utilisation d'un refroidissement par contact comme une option. Dans cette configuration, le volume entier du cristal est pompé.

La technologie Innoslab inventée en 1996 par K.Du du Fraunhofer Institute for Laser Technology [44] est basée sur un cristal en forme de plaque, c'est-à-dire avec une épaisseur très fine par rapport à sa longueur. Le nom Innoslab a été choisi afin de la différencier des autres techniques slab développées précédemment.

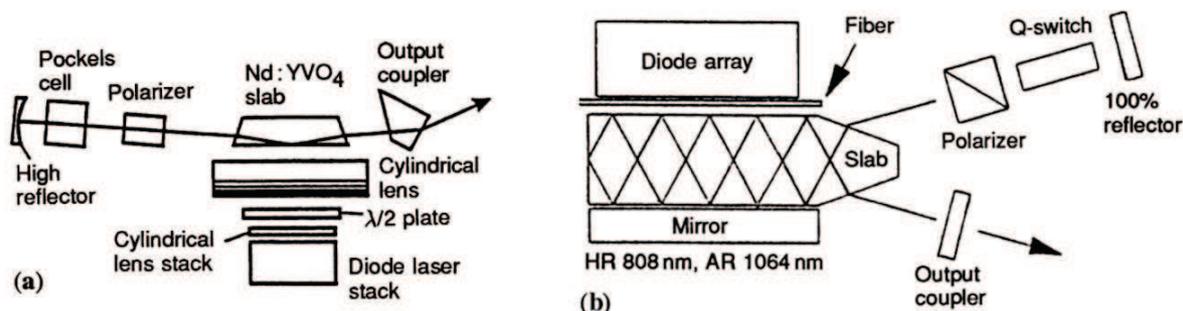


Figure 28: Schéma de principe d'amplificateur slab à double réflexion (à gauche) et à multiples réflexions (à droite).

L'amplification d'une source monofréquence a été obtenue en deux temps. Dans un premier temps, une puissance de 40W en simple passage ($M^2 < 1,2$) a été démontrée en 2007 par Höfer et al [45] avec un amplificateur Innoslab en Nd:YVO₄ et une onde signal d'1W générée par un NPRO. Une puissance de 60W en multi-passages ont été atteints ($\eta = 24,5\%$) avec la même matrice Nd:YVO₄ par Han et al [46] avec un M^2 de 1,4 et 1,3 (pris à 51W et non à 60W) en x et y à partir d'une onde monofréquence générée par une cavité en anneau de Nd:YVO₄. Cette architecture basée sur six passages dans le slab de Nd:YVO₄ amplifie une onde signal de 10W avec une largeur spectrale de 27MHz. Pour rappel, les applications visées dans ce travail de thèse nécessitent des largeurs spectrales inférieures au MHz. Très récemment, en 2017, Ning et al ont montré plus de 80W à partir d'un amplificateur Innoslab avec une largeur de raie inférieure à 20 kHz [47], ce qui reste l'amplificateur monofréquence le plus puissant avec cette technologie Innoslab.

Le schéma ci-dessous montre la synoptique du laser.

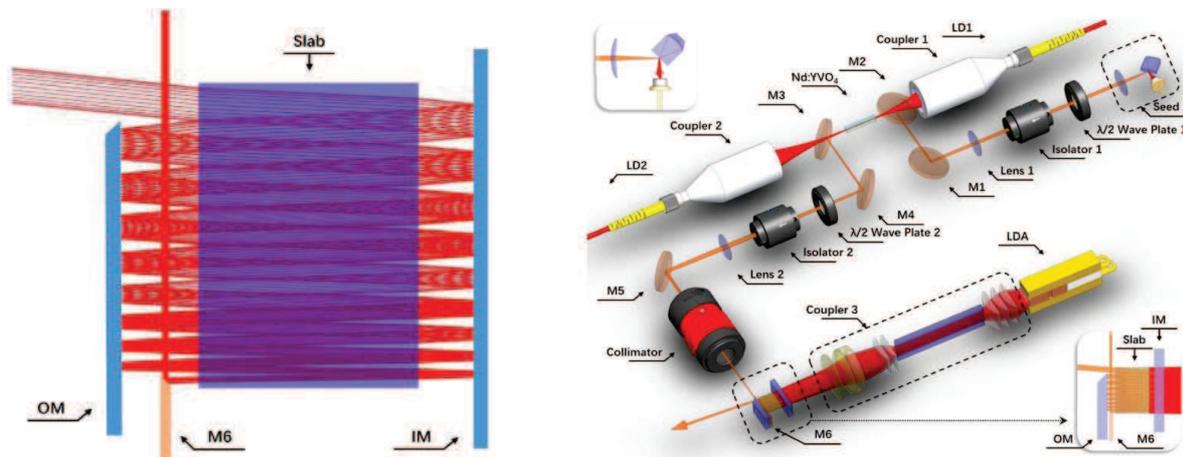


Figure 29 : Schéma expérimental du laser générant 83W en régime monofréquence à partir d'un amplificateur innoslab, d'après [47].

1.7.5. Laser à fibre

L'utilisation de fibres optiques sous forme de laser de puissance date de la fin des années 90. On utilise désormais les propriétés de guidage de la lumière dans une fibre optique, non plus pour transporter l'information d'un point A à un point B (télécommunications) mais pour créer une émission laser. Pour cela, les fibres optiques classiques ont subi quelques changements radicaux comme l'ajout d'ions terres rares qui représentent le milieu à gain. Dans le tableau de Mendeleïev, les ions terres rares font partie de la famille des Lanthanides et sont recensés au nombre de quinze. De nombreux ions terres rares sont utilisés pour générer une émission laser dans ces fibres dopées. Les plus connus sont, l'Ytterbium (Yb), l'Erbium (Er), le Néodyme (Nd) et le Thulium (Th), pour ne citer qu'eux. Il existe aussi des lasers basés sur un codopage entre plusieurs ions terres rares comme le codopage Er/Yb. La figure ci-dessous, recense les différents dopants utilisés dans ces systèmes et leur longueur d'onde d'émission équivalente.

Longueur d'onde d'émission des différents ions terres rares

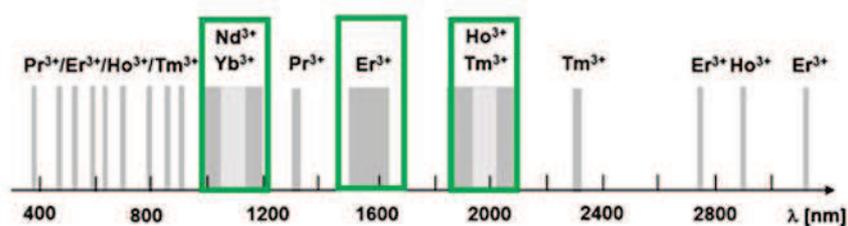


Figure 30: Spectre d'émission des ions terres rares utilisés pour les fibres dopées.

Il existe deux façons de générer de la puissance à partir de fibres optiques dopées : en configuration laser à fibre ou en configuration amplificateur. Ce dernier est communément appelé MOPA pour Master Oscillator Power Amplifier.

Un laser à fibre est composé d'un milieu à gain, la fibre dopée, et de FBG (Fiber Bragg Grating) qui jouent le rôle de miroirs de la cavité, eux-mêmes directement inscrit sur une fibre optique afin de bénéficier d'une configuration toute fibrée. L'évolution des lasers à fibre de haute puissance a été fortement accélérée après la démonstration du concept des fibres double gaine. Il en est résulté une augmentation quasi-exponentielle pendant deux décennies de la puissance des lasers à fibres en limite de diffraction. La puissance moyenne est alors passée de quelques watts démontrés par Minelly et al [48] en 1992 dans une fibre double gaine dopée au Thulium, à plus de 100W au début du XXIème siècle par Dominic et al [49] pour atteindre le kilowatt en 2004 via Jeong et al [50] et même 10 kilowatts en 2009 par Gapontsev et al [51].

La montée en puissance dans les fibres dopées aux ions terres rares est limitée par trois obstacles indépendants : la brillance de la pompe, la génération de chaleur en excès et les effets non-linéaires.

Depuis 2010, la montée en puissance se heurte à une limitation physique incontournable : les instabilités modales. Plusieurs groupes de recherche dans le monde entier tentent de comprendre avec exactitude ces instabilités modales afin de les contourner mais aucune solution miracle n'a pour le moment immergé de ces réflexions [52].

Une alternative a alors été trouvée pour augmenter la puissance des sources laser : la combinaison cohérente. Il s'agit de combiner la puissance de plusieurs chaînes laser afin de sommer les puissances de sortie et d'accroître la puissance finale du laser. Grâce à cette technique, la puissance record de 100kW multimode a été démontrée par l'entreprise IPG en couplant 90 sources de 1,2 kW chacune [53].

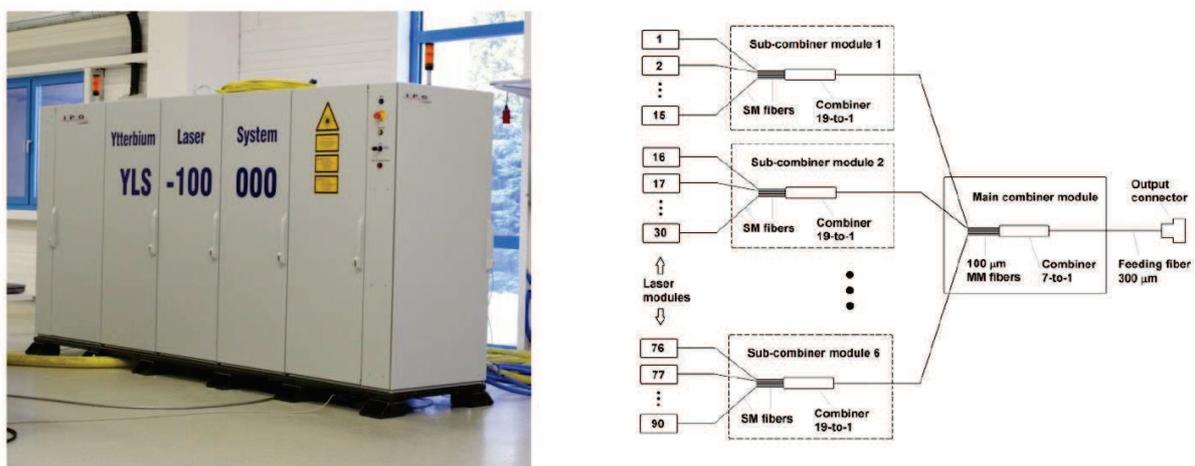


Figure 31: Vue générale (à gauche) et schéma optique du laser à fibre 100 kW (à droite) issu de [53].

Si la dizaine de kW a été démontrée dans les lasers à fibre en limite de diffraction, le passage en monofréquence présente de nombreuses complications. La montée en puissance est régie par des effets non-linéaires dans les fibres tels que la diffusion Brillouin stimulée. Un moyen simple de s'affranchir de ces effets non-linéaire est l'augmentation du cœur de la fibre, afin de diminuer l'intensité (W/cm^2) dans les cœurs dopés et donc de repousser les effets non-linéaires.

Cependant, l'augmentation de la taille du cœur doit garder le caractère monomode de la fibre qui est déterminé par la fréquence normalisée. Le développement des fibres LMA (Large Mode Area) permet donc de repousser l'apparition des effets non-linéaires en régime monofréquence.

Cette augmentation pose alors un problème dans les systèmes tout fibrés, ou une adaptation modale précise est requise pour venir souder correctement les fibres passives à ces fibres au large cœur. Ce type d'adaptation modale ainsi que les soudures des fibres LMA sont deux domaines étudiés au centre technologique ALPhANOV². La possibilité de développer des systèmes tout fibrés haute puissance est alors envisagée à partir de fibres LMA. Cependant, de nombreux groupes de recherche dans le monde entier optent pour une injection en espace libre, à la manière des fibres rods. De ce fait, de nombreux systèmes et performances, qui seront reportés ci-dessous, sont des systèmes non tout fibrés. L'injection de la pompe se fait en espace libre, à base de lentilles de focalisation.

L'état de l'art des lasers à fibres monofréquences est donné par la Figure 32. La comparaison entre système tout fibré et injection en espace libre y est montrée.

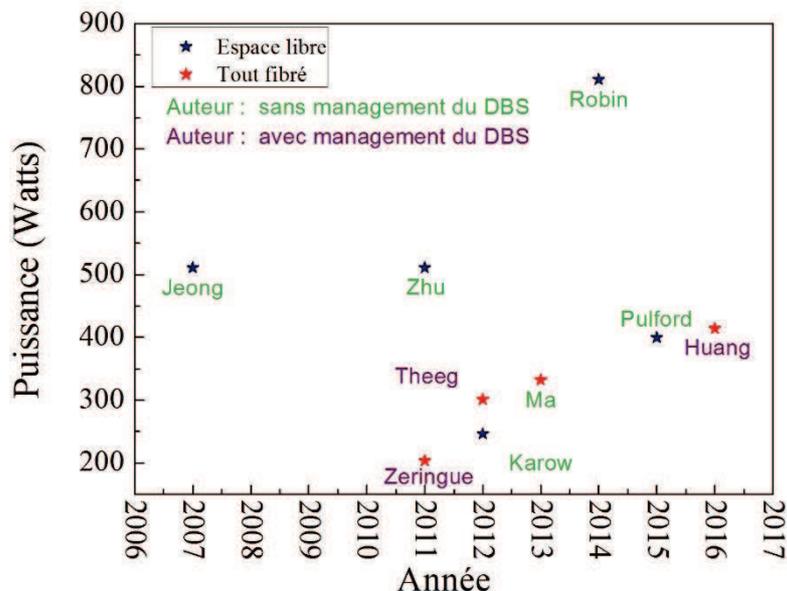


Figure 32: Etat de l'art actuel des amplificateurs à base de fibres dopées à l'Ytterbium en configuration espace libre ou tout fibré.

La montée en puissance a permis de contourner l'effet non-linéaire principal, à savoir la diffusion Brillouin stimulée en utilisant des fibres LMA à haut niveau de dopage (12dB/m à 976nm) pour réduire la longueur de l'étage amplificateur [54], des fibres LMA effilées (160W) [55], en profitant du décalage du gain Brillouin par l'ajout d'un gradient thermique (300 et 264W) [56,57] ou par la mise en tension de la fibre (160 et 404W) [58,59].

Le record de puissance est obtenu à partir d'une fibre à gain ajusté [60] avec une fibre à cristaux photoniques spéciale afin de réduire le couplage entre le mode fondamental et les modes d'ordres

² Pour plus d'informations : <http://www.alphanov.com/>

supérieurs. Une puissance de 811W, avec une efficacité de 78% a alors été démontrée par Robin et al. Cette puissance reste le record en régime monofréquence à partir de fibres optiques dopées.

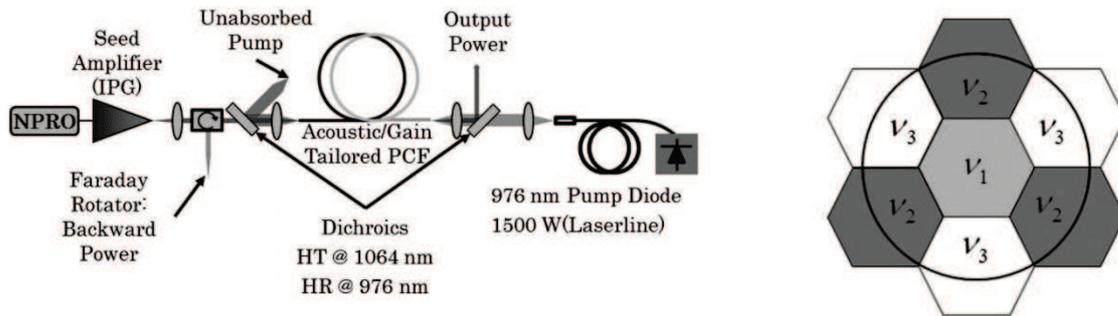


Figure 33: Schéma expérimental de l'amplificateur à fibre pouvant générer 811W en régime monofréquence, record mondial de puissance actuel (à gauche). Schéma simplifié des zones de gains ajustés de la fibre LMA à cristaux photoniques utilisée (à droite). Issu de [60].

En configuration toute fibrée, cas idéal que nous recherchons, et sans gestion du Brillouin, une puissance record de 332W à partir d'une fibre 30/250 μ m a été obtenue par Ma et al avec un $M^2 < 1,4$ [61].

1.7.6. Comparaison

L'avantage commun de la fibre, du disque mince et des lasers Innoslab est la possibilité d'atteindre le kilowatt avec une qualité de faisceau en limite de diffraction. L'augmentation de la puissance passe par l'augmentation ou l'ajustement de la longueur, de la taille du cœur et de la gaine pour les fibres, du diamètre du disque pour les disques minces et de la largeur et de la longueur du cristal pour les slabs.

Pour les lasers disque mince, la puissance non convertie est évacuée par le système de refroidissement. Dans le cas idéal d'un flux de chaleur à une dimension, il n'y a pas de lentille thermique. Pour obtenir les meilleures performances, le disque doit être le plus fin possible pour empêcher un flux de chaleur radial et pour minimiser la température de la surface du disque non refroidie. De plus, le disque joue le rôle de miroir et doit donc être monté sur une structure de support bien définie. Une déformation irrégulière causée par la mise en place du cristal, les traitements antireflets et le système de refroidissement fait à partir de plusieurs matériaux sont à éviter.

Pour l'Innoslab, le pompage génère une lentille thermique cylindrique. La focale de la lentille thermique peut être très petite. Le développement d'une cavité de quelques centimètres peut alors être délicat, mais cela reste mécaniquement et optiquement extrêmement stable. La qualité de faisceau peut être très bonne ($M^2 < 1,5$) même dans la gamme du kW mais des motifs de diffraction distincts ne peuvent être entièrement annihilés [62].

Pour simplifier l'évacuation de la chaleur du milieu à gain et le système de refroidissement à des niveaux de puissances élevées, un système laser à haute efficacité de conversion est avantageux. Pour atteindre une bonne efficacité, un bon recouvrement des modes est essentiel.

Les grandes intensités des pompes ont une importance particulière pour atteindre les hauts seuils d'émission des matériaux dopés à l'Yb. Une bonne gestion de la thermique minimise la population thermique du niveau d'énergie le plus bas et par conséquent abaisse le seuil laser. La surface de contact du dissipateur thermique doit être large et le plus en contact possible avec la source de chaleur.

Pour les lasers à fibre, l'excellent rapport entre la surface de dissipation et le volume à refroidir limite l'augmentation de la température dans le cœur malgré la faible conductivité thermique de la silice. Pour les lasers à fibre de haute puissance, pompés dans la gaine, le confinement de l'onde de pompe sur toute la longueur de la fibre permet d'atteindre des intensités de pompes élevées. En adaptant le ratio du diamètre de la gaine avec celui du cœur, une absorption efficace de l'onde de pompe peut être atteinte. En recyclant l'onde de pompe transmise à travers le cœur de nombreuses fois, l'excitation peut être saturée pour la plus grande partie de la fibre. Des efficacités optico-optiques supérieurs à $\eta = 0,8$ peuvent être atteintes [63].

Dans les amplificateurs disque mince, le gain et les conditions sur la pompe sont indépendants de l'épaisseur du disque. Pour garder une bonne qualité de faisceau et un bon contrôle de la thermique, l'épaisseur ainsi que le rapport épaisseur sur diamètre doivent être petits. Des disques très fins, de $100\mu\text{m}$ d'épaisseur environ, maintiennent une température basse dans le milieu à gain. La puissance de sortie est uniquement dépendante de la taille du faisceau. Une précaution particulière doit être prise en mettant en contact le disque avec le système de refroidissement en raison du traitement diélectrique déposé sur le milieu à gain. Pour absorber la puissance de pompe, le disque est fortement dopé. De multiples passages à travers le disque permettent une absorption efficace de la pompe.

Pour les amplis Innoslab, l'augmentation de la température dans le milieu à gain n'est pas critique du fait de la large surface de contact de refroidissement couplée à une très fine épaisseur (environ 1mm). La longueur du slab augmente cette surface de contact. A puissance de pompe constante, un faible dopage combiné à une grande longueur améliorent la gestion de la thermique. Pour les systèmes de fort gain en simple passage, la largeur du slab doit être minimisée. Pour maintenir la gestion de la thermique, la longueur doit être gardée inversement proportionnelle à la largeur. Cette dernière est en fait limitée par la qualité du faisceau de l'onde de pompe. Au niveau du gain, en choisissant le bon niveau de dopage, la plupart de l'onde de pompe peut être absorbée en simple passage, et peut exciter simultanément le gain de tout le volume du slab [64]. Le niveau d'excitation est augmenté par un double passage de l'onde de pompe ou en pompant par les deux côtés. L'efficacité optico-optique de presque 50% peut être atteinte.

Pour conclure cette partie, chaque technologie présente des avantages et des inconvénients au sujet de la montée en puissance. Cependant, même si le kW est atteint en régime monomode pour chaque technologie, une seule technologie se démarque en régime monofréquence : la fibre optique. De plus, dans le cadre d'une thèse CIFRE, à portée industrielle, la robustesse, la

fiabilité, l'encombrement, la simplicité et la performance sont les maîtres mots. La technologie fibre optique, pour les performances visées, reste le meilleur candidat.

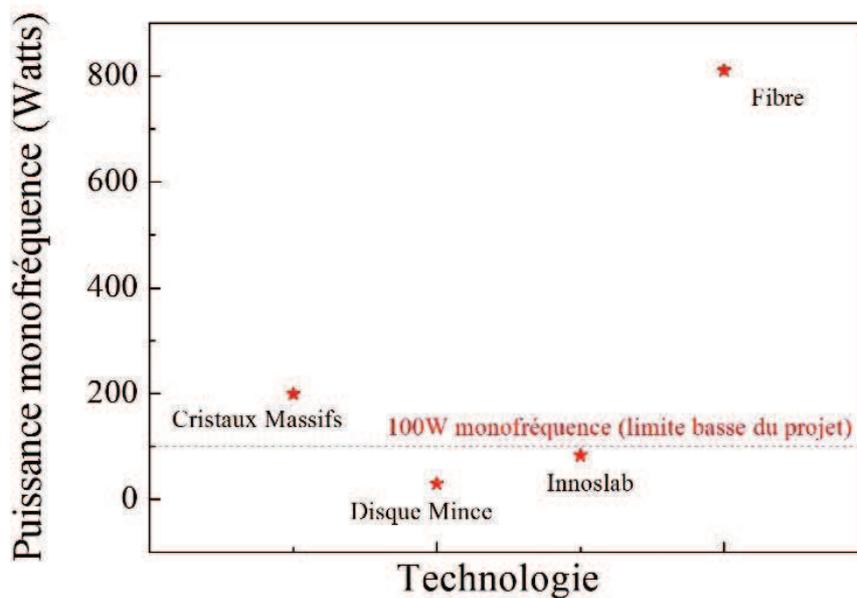


Figure 34: Comparaison de la puissance de sortie maximale en régime continu monofréquence selon la technologie (cristaux massifs, disque mince, Innoslab et Fibre)

1.8. Conclusion générale du chapitre 1

Ce premier chapitre a permis de poser les bases de ce travail de thèse CIFRE. Le développement de lasers haute puissance, en régime continu monofréquence, à bas bruit d'intensité est motivé par des applications diverses et variées telles que l'interférométrie gravitationnelle ou la manipulation d'atomes (refroidissement, piégeage, pince optique,...). Le cahier des charges général de ce type de laser, directement dicté par la physique de ces applications, est le suivant :

- Longueur d'onde d'émission autour d' $1\mu\text{m}$
- Puissance de sortie supérieure à plusieurs dizaines de Watts
- Sortie monomode (TEM_{00}) et faisceau en limite de diffraction $M^2 < 1,2$
- Bas bruit d'intensité ($\text{RIN} < -140 \text{ dBc/Hz}$ jusqu'à 10MHz).
- Laser monofréquence avec largeur spectrale inférieure au MHz

A tout cela, il faut ajouter les contraintes d'un produit industriel : fiabilité, robustesse, prix, facilité d'industrialisation et encombrement.

Comme nous venons de le voir, un des problèmes concerne le bas bruit d'intensité, qui n'est pas une caractéristique très répandue en physique des lasers. De ce fait, le bruit d'intensité ainsi que le bruit de phase sont définis dans une première sous partie à connotation métrologique.

Afin de développer un laser continu monofréquence, il faut trouver la bonne stratégie pour générer une telle onde. Nous avons donc passé en revue les principales technologies permettant d'obtenir une onde dont la largeur spectrale est inférieure au MHz. Ces technologies sont le NPRO, le laser à fibre, les diodes laser DFB et DBR ainsi que les diodes laser à cavité étendue

(ECDL). Après les avoir présentées et comparées, c'est la diode laser à cavité étendue qui, avec une largeur spectrale inférieure à 100 kHz, un bruit d'intensité proche du bruit de grenaille sur la gamme [100Hz/10MHz], et une compatibilité industrielle conséquente (sortie fibrée, compacte,...) présente la meilleure solution pour notre développement.

Cependant, cette technologie ne générant qu'au mieux quelques centaines de mW, un ou plusieurs étages d'amplifications sont indispensables afin d'atteindre les niveaux de puissance requis par le cahier des charges. L'amplification optique est bien maîtrisée de nos jours, et plusieurs technologies amplificatrices ont vu le jour au cours des vingt dernières années. Elles sont de deux types : amplification à base de cristaux et amplification à base de fibres dopées.

L'état de l'art de ces deux technologies en régime monofréquence a été présenté et il est évident que la technologie à base de fibres optiques dopées aux ions terres rares trône devant les cristaux avec un record de 811W [60] à partir d'une fibre à cristaux photoniques aux gains ajustés. L'amplification à base de cristaux, telle que les technologies disque mince ou Innoslab, présente des puissances en régime continu monofréquence ne dépassant pas les 200W. Ce record de puissance à l'aide de cristaux de Nd:YVO₄ a été atteint par le laboratoire allemand du LZH [34]. Ce laser couplé à plusieurs systèmes d'asservissement tels que des nettoyeurs optiques de mode et des réducteurs de bruit d'intensité et de phase, est en activité au sein du détecteur d'ondes gravitationnelles LIGO aux Etats-Unis. C'est d'ailleurs à l'aide de ce laser haute puissance monofréquence et bas bruit, que les premières ondes ont pu être détectées en 2015 [4].

Cependant, pour des raisons évidentes de montée en puissance et pour répondre au cahier des charges d'un produit industriel, la technologie fibre est choisie pour amplifier la diode signal ECDL. La fibre optique permet en effet, de rendre les systèmes plus simples, plus robustes, plus compacts et de ne pas utiliser de lourds systèmes de refroidissement. Elle permet également de ne pas subir de désalignements grâce aux propriétés de confinement et de guidage de l'onde dans la fibre.

A partir de ces deux conclusions majeures, à savoir, l'utilisation d'une diode ECDL comme signal source (dont le choix sera détaillé dans le chapitre 2) couplée à un amplificateur à base de fibres optiques dopées aux ions terres rares (dans notre cas, l'Ytterbium pour une émission dans la région du micron), nous pouvons commencer le développement d'un amplificateur continu monofréquence à bas bruit d'intensité. Cet amplificateur sera développé dans le chapitre 2 où notamment le bruit d'intensité sera mesuré et optimisé sur chaque composant du laser en parallèle de la montée en puissance.

2. DÉVELOPPEMENT D'UNE ARCHITECTURE AMPLIFICATRICE À FIBRES DOPÉES YTTERBIUM JUSQU'À 100W

Dans ce chapitre, nous allons présenter l'architecture amplificatrice développée pendant la thèse. Comme le mentionne le chapitre 1, l'architecture retenue est la suivante : la source laser monofréquence est générée par une diode laser en cavité étendue (ECDL) puis l'amplification sera effectuée à partir de fibres dopées aux ions Ytterbium en configuration MOPA. La puissance recherchée dans un premier temps est de plusieurs dizaines de watts. Nous étudierons chaque partie de cet amplificateur en termes de bruit d'intensité à l'aide de méthodes usuelles de détection. Nous allons également y présenter le modèle analytique des fonctions de transfert de l'ion Ytterbium qui permettra de mieux comprendre les courbes de bruit d'intensité de cette architecture. Nous verrons par la suite, que grâce à ce modèle, la prédiction des fréquences de coupure selon la puissance de sortie du laser et le diamètre du cœur de la fibre utilisée est possible.

La première question que l'on se pose lorsqu'on travaille sur les lasers à bas bruit d'intensité est la suivante : comment faire pour mesurer le bruit d'intensité d'un laser ?

2.1. Système de détection laser dédié à la métrologie

La métrologie laser et plus particulièrement la métrologie liée au bruit des lasers est indispensable pour le développement d'un laser haute puissance bas bruit. De ce fait, la métrologie laser est une partie intégrante de ce travail de thèse. Dans un premier temps, nous allons étudier le développement d'un système de mesures de bruit de haute qualité. Ce développement permet d'assurer une mesure reproductible, précise et fidèle sur chaque système laser. Cette propriété, primordiale pour le travail d'investigation et l'annonce des résultats, est possible grâce à un niveau de bruit de détection très inférieur au bruit de grenaille de la lumière du laser étudié.

2.1.1. Cahier des charges du système de détection

Avant de rentrer dans les détails techniques, faisons un point sur la mesure de bruit d'un système laser. La mesure de bruit d'intensité est rendue possible à l'aide notamment d'une photodiode couplée à un analyseur de signaux (Agilent 89410A). Une photodiode détecte et transforme un rayonnement lumineux en signal électrique à l'aide de l'effet photoélectrique. Ce courant, transformé en tension à l'aide d'une résistance de mesure, est alors envoyé sur cet analyseur.

La conception de ce système métrologique à bas bruit doit répondre au cahier des charges suivant :

- Palier de mesure électronique bien inférieur à -164 dBc/Hz, équivalent au bruit de grenaille de la lumière de 10 mW à 1064 nm

- Conception compatible avec plusieurs modèles de photodiodes (infrarouge, visible ou ultraviolet notamment)
- Mise en boîtier métallique possible afin de réduire la sensibilité aux bruits ambiants (blindage électromagnétique, compatibilité environnement CEM)

Pour la gamme infrarouge, les photodiodes les plus répandues sont faites à l'aide du triple alliage InGaAs (Indium, Gallium, Arsenide) et ont en général une réponse entre 50 et 60% à la longueur d'onde 1064nm. Cependant, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les mesures sont limitées par le bruit de grenaille de courant.

En arrivant au début de ma thèse dans l'entreprise Azur Light Systems, le système de détection était permis à l'aide d'une photodiode commerciale de la marque Thorlabs³. Cependant, dans sa configuration d'origine, le bruit de détection était égal à -150 dBc/Hz, bien supérieur au bruit de grenaille de la lumière visé. Il était alors délicat d'observer correctement les sources de bruits ainsi que les effets physiques sur la gamme de fréquences étudiées. Pour arriver à atteindre des paliers de bruit inférieur à ce bruit de grenaille visé, un système de détection « bas bruit » a été mis en place au sein du LP2N.

2.1.2. Le système de détection

Un système de détection bas bruit est composé d'une photodiode, d'amplificateurs opérationnels (AOP), et de composants électroniques basiques tels que des résistances et/ou des capacitances. Le bruit total propre au système peut venir de différentes sources telles que :

- Le bruit propre de l'AOP
- Le bruit de Johnson (ou bruit thermique) engendré par chaque résistance

Pour le bruit propre des AOP, il suffit de se référer aux données techniques du fabricant.

Le système de détection comporte donc une photodiode, un premier étage amplificateur permettant d'amplifier à la fois le DC et l'AC, puis un second montage amplificateur n'amplifiant uniquement que l'AC. On amplifie davantage l'AC car le signal brut est très petit et l'analyseur de bruit ne peut quasiment pas le voir. On amplifie en deux temps, car on ne désire pas obtenir une valeur DC supérieure à la tension d'alimentation de l'AOP (entre 5 et 10V).

³ Modèle DET10N/M : <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=DET10N/M>

Le principe est résumé par la figure suivante :

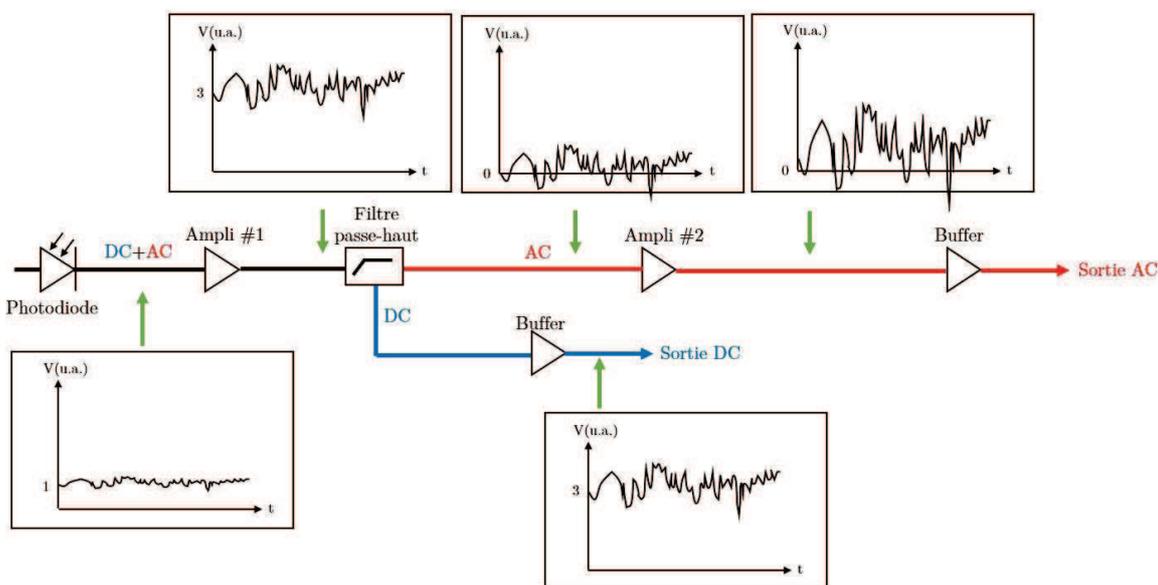


Figure 35: Schéma électronique du système de détection utilisé pour les mesures bas bruit d'intensité

2.1.3. Conseils pour développer un système de détection bas bruit

Pour développer un système capable de détecter des niveaux de bruit extrêmement bas (-170 dBc par exemple), quelques prérogatives sont à suivre :

Choix de la photodiode: la photodiode doit être capable de générer un courant élevé (plusieurs dizaines de mA) tout en gardant un comportement linéaire. La zone active de la photodiode ne doit pas être trop petite pour compenser un éventuel dépointé du faisceau laser pendant la mesure (échauffement thermique, vibrations sur les miroirs, flux d'air,...). De plus, il faut trouver un compromis entre une bande passante élevée et un bruit en $1/f$ (appelé bruit de flicker) élevé jusqu'à 10 kHz, qui impacte le bruit basses fréquences pendant la mesure. Nous rappelons qu'ici la bande passante de la mesure est de 10 MHz. Sur les photodiodes, plus la tension de polarisation est élevée, plus la capacitance est faible, et donc plus la bande passante est élevée. Encore une fois, un compromis doit être trouvé entre tension de polarisation et bande passante afin de limiter la dissipation thermique par effet Joule sur les composants électroniques. La bande passante se calcule à partir de la résistance de mesure et de la capacitance de la photodiode à partir de la formule suivante :

$$BP = \frac{1}{2\pi RC} \quad (2.25)$$

Choix des AOP: Comme vu précédemment, les AOP ne sont pas identiques en termes de bruit. Avant de les choisir, il est important de calculer le bruit du signal à mesurer.

Prenons un cas pratique : Pour une puissance de 6 mW envoyée sur une photodiode InGaAs, de taux de conversion 0,5, la photodiode génère 3 mA. Le bruit de grenaille de 3mA, comme

vu dans le chapitre 1, est égal -160 dB. Avec une résistance de mesure de 100Ω , le bruit de courant converti en tension est égale à

$$10^{-8} * 3.10^{-3} * 10^2 = 3.10^{-9} V / \sqrt{Hz} = 3nV / \sqrt{Hz}$$

Le bruit de l'AOP doit donc être inférieur à cette valeur. Cependant, plus le courant généré par la photodiode augmente, plus le bruit du signal augmente, donc en optant pour un AOP de faible bruit, on trouve alors un bon compromis pour notre système de détection, comme le montre le schéma ci-dessous :

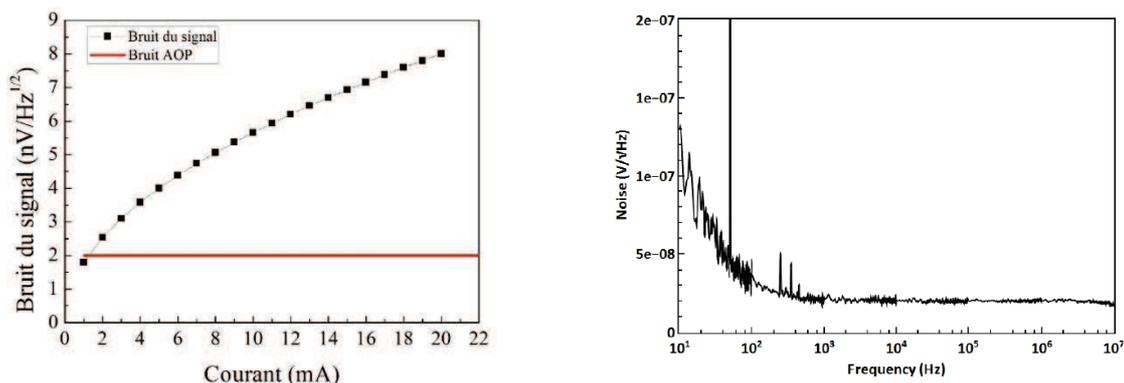


Figure 36: Bruit du signal en fonction du courant généré par la photodiode (à gauche). Mesure du bruit de détection entre 10Hz et 10 MHz (à droite)

Comme les mesures se font à des courants élevés, afin d'avoir un bruit de courant aux alentours de -160 dB, on pourrait utiliser dans l'infrarouge des AOP plus bruyants. Cependant, le développement de notre système doit fonctionner avec tout type de photodiode, qu'elle soit infrarouge, visible ou ultraviolette. Dans le visible par exemple, le taux de conversion de puissance en courant est inférieur à 50% et le courant maximal pouvant être généré est inférieur du fait de la saturation. Par conséquent, un AOP de quelques nV de bruit reste un bon candidat.

De plus, le premier AOP du système détient le rôle de donneur d'ordre : il doit être le plus bas bruit possible afin de ne pas détériorer toute la chaîne. Ainsi, pour garder un comportement bas bruit de ce composant, il est préférable de filtrer son alimentation. En général, un régulateur permet d'atteindre un niveau de tension propre.

Choix des résistances : Le bruit de Johnson des résistances nous oblige à opter pour des valeurs de résistance faible sur les montages amplificateurs. Les gains de chaque étage doivent être composés par des résistances de valeur inférieure ou égale à 100Ω .

Une fois que le système de détection est opérationnel, et permet de mesurer des niveaux de bruits de l'ordre de -170 dBc/Hz, la mesure de bruit d'intensité des amplificateurs laser est rendue possible. Cependant, une bonne connaissance des fonctions de transfert de l'ion terre rare utilisé ainsi que la dynamique de bruit de ces amplificateurs est un plus pour la compréhension et la réduction (passive ou active) du bruit d'intensité. Dans la partie suivante, nous allons donc décrire un modèle analytique permettant de prévoir les fonctions de transfert de nos amplificateurs. Cette étude permettra de comprendre les mécanismes de transfert de

bruit du signal et de la pompe sur la sortie du laser. Elle est indispensable pour le développement d'un asservissement en bruit, qui sera étudié du chapitre 4.

2.2. Fonction de transfert et dynamique de bruit dans les amplificateurs optiques

L'étude du mécanisme de transfert de bruit des amplificateurs laser est une méthode attractive pour comprendre le bruit d'intensité de ces derniers. Ce mécanisme porte sur le transfert du bruit de pompe et du bruit du signal sur le bruit en sortie de l'amplificateur. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la puissance des amplificateurs à fibre en régime monofréquence a déjà dépassé celle des oscillateurs haute puissance à cristaux de Nd:YAG dont le record appartient à Kwee et al [65]. Cependant, un excès de bruit d'intensité est introduit dans le processus d'amplification. De ce fait, dans notre cas, lorsque le bruit du signal source est optimisé et est proche du bruit de grenaille de la lumière, la source de bruit d'intensité la plus importante est apportée par le bruit de la pompe, convertie à travers la dynamique de gain de l'amplificateur. Nous avons relevé jusqu'à 40 dB de dégradation du bruit du signal source sur un amplificateur pouvant générer 50W [66]. La suppression de cette dégradation nécessite la compréhension de ces dynamiques de bruit. Ce comportement peut être modélisé par les équations d'état où les variations de puissance de signal source et de pompe peuvent être considérées comme des perturbations.

Ce modèle analytique développé par Novak et al [70], s'intéresse aux dynamiques de bruit dans les amplificateurs Erbium. Il est ici, transposé à l'ion Ytterbium, et son développement à partir des équations d'état des systèmes à quasi trois niveaux est exposé dans la sous partie suivante. Cependant, un large résumé permettant d'aider le lecteur à la compréhension est détaillé ci-dessous.

2.1.4. Résumé du modèle analytique

Pendant l'amplification, les variations de puissance du signal source et de la pompe ne sont pas instantanément transférées à la sortie, engendrant une signature dépendante de la fréquence. Le modèle analytique de Novak sur la dynamique de gains montre que la fonction de transfert de la modulation de la pompe est analogue à un filtre passe-bas tandis que la modulation du signal source se comporte comme un filtre passe-haut amorti. Ce modèle néglige l'émission spontanée amplifiée.

Les systèmes amplificateurs basés sur l'ion Yb^{3+} peuvent être modélisés avec les équations d'état couplés qui décrivent la dynamique des ondes signal et pompe. En absorbant les photons de pompe à 976nm, les ions Yb^{3+} passent de l'état fondamental $2F^{7/2}$ à l'état excité $2F^{5/2}$. Ce phénomène est à l'origine de l'inversion de population. Les photons du signal à 1064nm sont alors amplifiés par émission stimulée permettant le retour des ions à l'état fondamental. Les modulations du signal de pompe incident et du signal source peuvent être considérées comme une perturbation de l'état d'équilibre. Il est possible de définir un temps de vie effectif de l'inversion de population qui décrit la réponse fréquentielle de la modulation de la puissance d'entrée. D'après Novak, le paramètre clé de la dynamique de gain est la fréquence de coupure

w_{eff} défini par l'inverse du temps de vie effectif. L'inversion de population suit la modulation du signal source à haute fréquence ($w > w_{eff}$) et la modulation de la pompe à basse fréquence ($w < w_{eff}$). La fréquence de coupure impacte à la fois la modulation de la pompe et du signal. Si le système laser ne comporte pas d'effets non-linéaires tels que la DBS, la fréquence de coupure est alors donnée par la formule suivante :

$$w_{eff} = P_s^0(L)B_s + P_p^0(L)B_p + \frac{1}{\tau} \quad (2.26)$$

Avec :

- $P_s^0(L)$ et $P_p^0(L)$, la puissance moyenne de sortie du laser et la puissance moyenne de pompe résiduelle en sortie de fibre ($z=L$) en nombre de photons par seconde.
- $B_s = \frac{\Gamma_s(\sigma_{sa} + \sigma_{se})}{A}$ et $B_p = \frac{\Gamma_p(\sigma_{pa} + \sigma_{pe})}{A}$, où $\Gamma_{s,p}$ sont les recouvrements du signal et de la pompe avec la zone active, où σ_{sa} et σ_{se} sont les sections efficaces d'absorption et d'émission du signal, où σ_{pa} est la section efficace d'absorption de la pompe et A est l'aire du cœur de la fibre.
- τ est la durée de vie du niveau haut de l'ion actif (ici Ytterbium, $\tau \approx 0,7ms$) qui est reliée à l'émission spontanée.

En général, les amplificateurs MOPA sont développés de façon à ce que la puissance résiduelle soit négligeable par rapport à la puissance de sortie du laser. Ce qui équivaut à maximiser l'absorption de la pompe sur toute la longueur de la fibre. De plus, le temps de vie de l'ion Ytterbium dans l'état $2F^{5/2}$ étant de 0,7ms, le troisième terme peut lui aussi être négligé. On obtient donc une fréquence de coupure simplifiée :

$$w_{eff} \approx P_s^0(L)B_s \quad (2.27)$$

On s'aperçoit ainsi que la fréquence de coupure dépend de deux paramètres : la puissance de sortie et le diamètre du cœur de la fibre utilisée. Ces deux paramètres ont un rôle inverse :

- plus la puissance du laser sera élevée, plus la fréquence de coupure sera grande
- plus le cœur de la fibre est large, moins la fréquence de coupure sera grande

Ce couple puissance/géométrie sera à optimiser afin d'obtenir des fréquences de coupure les plus faibles possible.

Comme nous l'avons vu plus haut, les modulations de signal et de pompe sont des perturbations pour le signal amplifié.

Le signal d'entrée de signal et de pompe modulés peuvent être définis par :

$$P_{s,p}^0(0, t) = P_{s,p}^0(0)(1 + m_{s,p} \sin \omega t) \quad (2.28)$$

où $P_{s,p}^0(0)$ sont les puissances de signal et de pompe en entrée, exprimées en nombre de photons par seconde.

Modulation de signal : Une modulation de signal faible m_s engendre une modulation d'amplitude du signal amplifié notée m_s' . L'amplitude et la phase sont alors exprimées comme :

$$\tan(\Phi_s) = -\frac{\omega}{\omega_{\text{eff}} + \frac{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2}{B_s[P_s^0(0) - P_s^0(L)]}} \quad (2.29)$$

$$m_s' = m_s \frac{\sqrt{\omega^2 + (\omega_{\text{eff}} + B_s[P_s^0(0) - P_s^0(L)])^2}}{\sqrt{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2}} = m_s \sqrt{\frac{\omega^2 + \omega_0^2}{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2}}$$

Cette équation est similaire à un filtre passe-haut amorti avec une fréquence angulaire donnée par l'équation (2.26) : $\omega_{\text{eff}} = P_s^0(L)B_s + P_p^0(L)B_p + \frac{1}{\tau}$.

Cette fréquence est constante à faible puissance de sortie. En effet, son approximation est régie uniquement par deux constantes qui sont proportionnelles à la puissance de signal en entrée et au temps de fluorescence de l'ion Yb^{3+} . Pour un amplificateur de plus forte puissance, lorsque la puissance de pompe résiduelle et la puissance de signal d'entrée deviennent comparables, ω_0 dévie de sa valeur constante et commence à augmenter linéairement avec la puissance de pompe résiduelle.

Pour une modulation haute fréquence, $\omega_0 \gg \omega_{\text{eff}}$, la modulation du signal source est amplifié comme la puissance de sortie ce qui mathématiquement se traduit par : $m_s' = m_s$.

Pour une modulation basse fréquence, $\omega_0 \ll \omega_{\text{eff}}$, la modulation du signal source est supprimé et l'équation (2.29) peut être réécrite de la façon suivante : $\frac{m_s'}{m_s} = \frac{\omega_0}{\omega_{\text{eff}}}$.

Nous pouvons voir que le retard de phase disparaît à la fois à basse et à hautes fréquences. Le maximum est atteint à la fréquence angulaire $\omega = \sqrt{\omega_0 \omega_{\text{eff}}}$.

Pour les faibles puissances de pompe, la pompe résiduelle est négligeable comparée à la puissance de signal source. Par conséquent, l'équation peut être réécrite :

$\frac{m_s'}{m_s} = \frac{(P_s^0(0) + \frac{1}{\tau B_s})}{P_s^0(L)}$ d'où une suppression proportionnelle du signal source avec la puissance de sortie à basses fréquences.

Cependant, cette approximation n'est plus valide pour les amplificateurs pompés gaine de moyenne et haute puissance. En effet, dans ce cas-là, la pompe résiduelle n'est plus négligeable. La suppression du signal source à basse fréquence $\omega < \omega_0$ peut être exprimée comme :

$$\frac{m'_s}{m_s} = \frac{(P_s^0(0) + \frac{1}{\tau B_s})}{P_s^0(L)} + \frac{B_p P_p^0(L)}{B_s P_s^0(L)} \quad (2.30)$$

Cela signifie que la modulation du signal source basses fréquences est aussi amplifiée s'il reste une quantité significative de pompe résiduelle.

Comme la puissance résiduelle augmente avec l'amplification du signal de sortie, la suppression de la modulation du signal source à basse fréquence est alors dominée par le terme relié à la puissance résiduelle $\frac{B_p P_p^0(L)}{B_s P_s^0(L)}$. Pour une puissance de signal source et une longueur de fibre

données, la pompe résiduelle est proportionnelle à la puissance de sortie du laser [67]. Cependant, le taux de suppression de la modulation de signal source à basses fréquences n'augmente plus avec la puissance de sortie.

Pour conclure sur la modulation du signal, il est important de répéter que le mécanisme de transfert de bruit du signal vers la sortie est similaire à un filtre passe-haut amorti. La fréquence de coupure de ce filtre est constante pour les amplificateurs basse puissance (i.e. avec une puissance de pompe résiduelle négligeable) mais augmente linéairement avec la puissance de sortie pour les amplificateurs haute puissance (i.e. avec une puissance de pompe résiduelle non négligeable).

Modulation de la pompe : De manière similaire, nous pouvons définir l'indice de modulation de la puissance de sortie en fonction de l'indice de modulation de la puissance de pompe. L'amplitude et la phase de cet indice sont alors donnés par :

$$\tan(\Phi_p) = -\frac{\omega}{\omega_{\text{eff}}} \quad m'_p = m_p \frac{B_s [P_p^0(0) - P_p^0(L)]}{\sqrt{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2}} \quad (2.31)$$

La réponse fréquentielle à une modulation de pompe est équivalente à un filtre passe bas avec une fréquence de coupure $\frac{\omega_{\text{eff}}}{2\pi}$. L'expression $\omega_{\text{eff}} \approx B_s [P_p^0(0) - P_p^0(L)]$ est une bonne approximation même en présence de pompe résiduelle. Selon la loi de conservation de l'énergie, le nombre de photons de pompe absorbé est le même que celui des photons du signal amplifiés $P_p^0(0) - P_p^0(L) = [P_s^0(L) - P_s^0(0)]$, si nous négligeons l'émission spontanée ainsi que les pertes dans le système.

Nous avons donc obtenu les deux fonctions de transfert pour une modulation de signal et de pompe ainsi que la fréquence de coupure générale des amplificateurs à fibres dopées Yb. Ce mécanisme de transfert du bruit de signal et de pompe vers la sortie sera indispensable pour le développement d'un système électronique permettant d'asservir le bruit d'intensité du laser.

Nous avons repris ce modèle analytique afin de modéliser à la fois en amplitude et en phase les fonctions de transfert dans un amplificateur à fibres dopées Ytterbium jusqu'à une puissance de 4,5W. Les réponses fréquentielles passe-bas et passe-haut pour la modulation de l'onde de pompe et de l'onde signal sont visibles dans la figure ci-dessous :

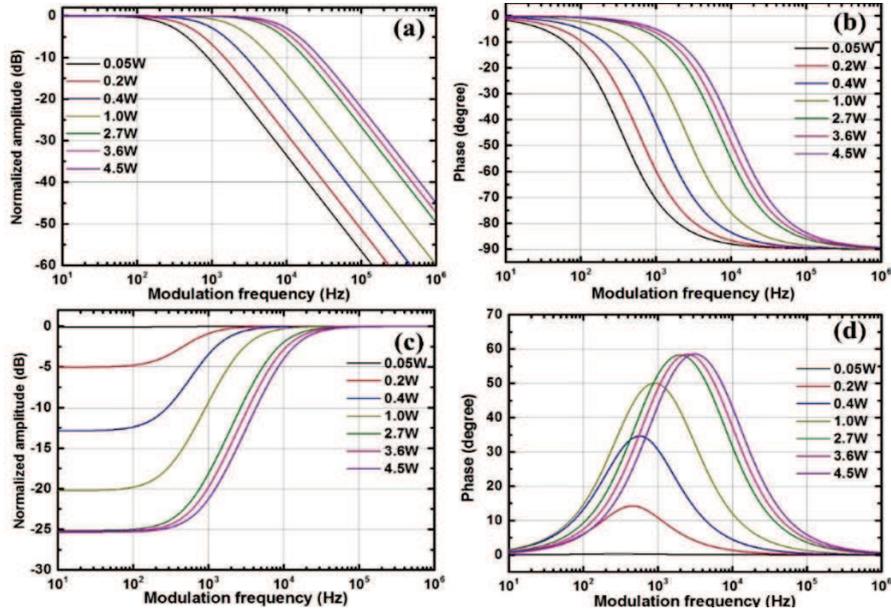


Figure 37: Fonction de transfert en amplitude (a) et en phase (b) pour une modulation de l'onde de pompe. Fonction de transfert en amplitude (c) et en phase (c) pour une modulation de l'onde de signal sur un amplificateur à fibres dopées Ytterbium jusqu'à 4,5W.

Pour une étude plus poussée, et une meilleure compréhension, la section suivante reprend les équations d'état et arrivent aux mêmes conclusions.

2.1.5. Modèle analytique complet

Pour modéliser le bruit et les dynamiques temporelles dans les fibres amplificatrices, cette partie développe une description théorique des amplificateurs à fibre monofréquence en partant des équations d'état [68]. Pour de nombreuses applications, la solution à l'état d'équilibre du laser est suffisante car seulement la puissance de sortie atteinte dans une configuration donnée est d'utilité. A contrario, dans le cas de perturbations, tels que les mécanismes de transfert de bruit de pompe et de signal sur la sortie, il faut ajouter et étudier la dépendance temporelle des équations d'état.

Les équations d'états : Une perturbation de la puissance de signal source et/ou de pompe finit par modifier la population du niveau laser d'énergie supérieur N_2 , ce qui à tour de rôle, modifie la puissance de sortie.

La dynamique temporelle de cet effet est déterminée par les équations d'état :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} n_1 &= -R_{13}n_1 - W_{12}n_1 + W_{21}n_2 + R_{21}n_2 + \frac{n_2}{\tau} + R_{31}n_3 + \frac{n_3}{\tau'} \\
\frac{\partial}{\partial t} n_2 &= W_{12}n_1 - W_{21}n_2 - R_{21}n_2 + R_{32}n_3 - \frac{n_2}{\tau} \\
\frac{\partial}{\partial t} n_3 &= R_{13}n_1 - R_{32}n_3 - R_{31}n_3 - \frac{n_3}{\tau'}
\end{aligned} \tag{2.32}$$

Ici, n_i est la densité d'ions sur les niveaux i , τ et τ' sont les temps de vie des ions, R_{ij} sont les taux de transition associés à la pompe, et W_{ij} sont les taux de transition associés au signal comme illustré dans la figure ci-dessous :

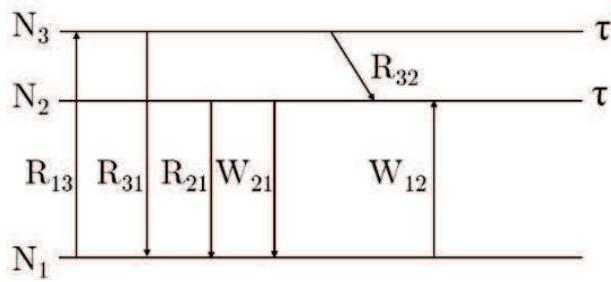


Figure 38: Schéma des niveaux électroniques et des transitions associées au signal et à la pompe permettant de comprendre les équations d'état.

Pour la plupart des matériaux laser, la transition du troisième au second niveau est beaucoup plus rapide que les autres transitions ($R_{32} \gg R_{31}$ et $R_{32} \gg 1/\tau'$). Par conséquent, il peut être supposé que n_3 décroît exclusivement avec n_2 . On peut donc simplifier les équations d'état, en supposant que la densité d'ions est donnée uniquement par : $\rho = n_1 + n_2$.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} n_2 &= W_{12}n_1 - W_{21}n_2 + R_{13}n_1 - R_{21}n_2 - \frac{n_2}{\tau} \\
&= W_{12}(\rho - n_1) - W_{21}n_2 + R_{13}(\rho - n_1) - R_{21}n_2 - \frac{n_2}{\tau}
\end{aligned} \tag{2.33}$$

Les taux de transitions peuvent être calculés à partir des équations suivantes :

$$\begin{aligned}
W_{12} &= \int \frac{\Gamma_s \sigma_a(\lambda)(P_s(\lambda) + P_{ase,f}(\lambda) + P_{ase,b}(\lambda))}{A} d\lambda \\
W_{21} &= \int \frac{\Gamma_s \sigma_e(\lambda)(P_s(\lambda) + P_{ase,f}(\lambda) + P_{ase,b}(\lambda))}{A} d\lambda \\
R_{13} &= \int \frac{\Gamma_p \sigma_a(\lambda)P_p(\lambda)}{A} d\lambda \\
R_{21} &= \int \frac{\Gamma_p \sigma_e(\lambda)P_p(\lambda)}{A} d\lambda
\end{aligned} \tag{2.34}$$

Ici, $P_p(\lambda)$ et $P_s(\lambda)$ sont les densités spectrales de puissance de pompe et de signal lumineux en nombre de photons par seconde par mètre. De plus, les émissions spontanées amplifiées (ESA)

copropagative et contrapropagative ($P_{ase,f}$ et $P_{asc,b}$) doivent être inclus dans le cas des amplificateurs à fort gain. La longueur d'onde est donnée par λ , Γ_s et Γ_p sont les recouvrements du signal et de la pompe avec la région dopée, σ_a et σ_e sont les sections efficaces d'absorption et d'émission, et pour finir A est l'aire effective du cœur dopé.

Les évolutions des puissances de pompe, de signal et d'ESA le long de la fibre peuvent être décrites par les équations différentielles suivantes :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial z} P_p &= -\Gamma_p \sigma_{pa} n_1 P_p + \Gamma_p \sigma_{pe} n_2 P_p - \gamma_p P_p \\
\frac{\partial}{\partial z} P_s &= -\Gamma_s \sigma_{sa} n_1 P_s + \Gamma_s \sigma_{se} n_2 P_s - \gamma_s P_s \\
\frac{\partial}{\partial z} P_{ase,f} &= -\Gamma_s \sigma_{sa} n_1 P_{ase,f} + \Gamma_s \sigma_{se} n_2 P_{ase,f} - \gamma_s P_s \\
\frac{\partial}{\partial z} P_{asc,b} &= \Gamma_s \sigma_{sa} n_1 P_{ase,f} - \Gamma_s \sigma_{se} n_2 P_{ase,f} + \gamma_s P_s
\end{aligned} \tag{2.35}$$

Avec les sections efficaces σ_{pa} , σ_{pe} , σ_{sa} et σ_{se} pour l'absorption et l'émission de la pompe et du signal à la longueur d'onde correspondante ainsi que γ_s et γ_p , les coefficients d'absorption pour le signal et la pompe.

A l'état d'équilibre, le nombre d'ions dans le niveau d'énergie supérieur ne varie pas avec le temps ($\frac{\partial}{\partial t} n_2 = 0$). Cependant, l'équation (2.33) peut être résolue pour n_2 et le résultat peut être inséré dans l'équation (2.35). Dans le cas d'un pompage copropagatif avec peu d'ESA contrapropagative, ces équations rentrent dans la case du théorème de Cauchy (existence d'une solution répondant à une valeur initiale) et peuvent être résolues directement de manière numérique. Dans le cas contraire, il faut résoudre à l'aide du théorème du problème aux limites.

Le modèle analytique :

Dans les amplificateurs à fibre haute puissance et bas bruit, la quantité d'ESA doit être faible. En effet, une grande quantité d'ESA est souvent le témoin d'un fort gain. Grâce au modèle analytique, il est plus facile de comprendre l'influence des paramètres du système en négligeant l'ESA. Comme il a été montré en premier par Bononi et al [69], si l'ESA est négligée, les équations d'état peuvent être réécrites de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial z} P_p &= -R_{13} A n_1 + R_{21} A n_2 - \gamma_p P_p \\
\frac{\partial}{\partial z} P_s &= -W_{12} A n_1 + W_{21} A n_2 - \gamma_s P_s
\end{aligned} \tag{2.36}$$

Si maintenant, l'équation (2.33) est multipliée par la section effective A et que l'équation (2.34) est insérée, nous obtenons :

$$\frac{\partial}{\partial t} n_2 A = \frac{\partial}{\partial z} P_p - \frac{\partial}{\partial z} P_s - \gamma_s P_s - \gamma_p P_p - \frac{n_2 A}{\tau} \quad (2.37)$$

En négligeant les termes de pertes, l'équation (2.37) peut être intégrée le long de l'axe z depuis le début (z=0) jusqu'à la fin de la fibre (z=L) :

$$\frac{\partial}{\partial t} N_2 = P_p(0) - P_p(L) + P_s(0) - P_s(L) - \frac{N_2}{\tau} \quad (2.38)$$

Où N_2 représente le nombre total d'ions dans l'état excité.

En assumant que la pompe et le signal soient monochromatiques, les intégrales de l'équation (2.34) deviennent des équations de la forme : $W = \frac{\Gamma \sigma P}{A}$.

Pour les amplificateurs dopés à l'Ytterbium, pompés à 976nm, le niveau d'énergie supérieur peut être déplété par l'onde de pompe. Cela doit être pris en compte lorsque nous calculons R_{21} à partir des sections efficaces d'absorption et d'émission. En négligeant les termes de pertes de l'équation (2.35), les puissances de signal et de pompe à la fin de la fibre peuvent être calculées par :

$$\begin{aligned} P_s(L) &= P_s(0) \exp\left(-\Gamma_s \sigma_{sa} \frac{N_1}{A} + \Gamma_s \sigma_{se} \frac{N_2}{A}\right) \\ P_p(L) &= P_p(0) \exp\left(-\Gamma_p \sigma_{pa} \frac{N_1}{A} + \Gamma_p \sigma_{pe} \frac{N_2}{A}\right) \end{aligned} \quad (2.39)$$

Ici, N_2 est le nombre total d'ions dans l'état excité et N_1 est le nombre d'ions dans l'état fondamental. En utilisant : $N_1 = \rho L A - N_2$ où ρ est la densité d'ions, l'équation (2.39) peut être écrite comme :

$$P_s(L) = P_s(0) \exp(B_s N_2 - C_s) \quad (2.40 \text{ a})$$

$$P_p(L) = P_p(0) \exp(B_p N_2 - C_p) \quad (2.17 \text{ b})$$

Avec les coefficients :

$$\begin{aligned} B_p &= \frac{\Gamma_p (\sigma_{pa} + \sigma_{pe})}{A} & C_p &= \Gamma_p \sigma_{pa} \rho L \\ B_s &= \frac{\Gamma_s (\sigma_{sa} + \sigma_{se})}{A} & C_s &= \Gamma_s \sigma_{sa} \rho L \end{aligned} \quad (2.41)$$

L'occupation du niveau N_2 est donc déterminée par :

$$\frac{\partial}{\partial t} N_2 = P_p(0)(1 - \exp(B_p N_2 - C_p)) + P_s(0)(1 - \exp(B_s N_2 - C_s)) - \frac{N_2}{\tau} \quad (2.42)$$

Cette équation est capitale pour obtenir les informations sur le comportement temporel. L'idée principale, est d'obtenir une expression analytique pour le transfert des modulations de

puissance du signal et de la pompe, sur la puissance de sortie à partir de l'équation (2.42). A contrario du travail de Novak et al sur l'Erbium [70], la notation complexe à la place des termes en cosinus et sinus va être utilisée, ce qui rend les calculs plus faciles à suivre.

A l'état d'équilibre, l'occupation du niveau d'énergie supérieure est constante, ce qui implique que : $\frac{\partial}{\partial t} N_2 = 0$. De ce fait, l'équation (2.42) peut être résolue de manière numérique, après connaissance de la puissance de sortie, la puissance de pompe résiduelle et de N_2 . Mais cela ne fonctionne qu'avec une puissance de pompe et de signal incidente constante.

Cependant, dans le cas d'une puissance de pompe et de signal incidente non constantes, on peut écrire l'expression suivante :

$$P_{s,p}(0,t) = P_{s,p}^0(0)(1 + m_{s,p} e^{i\omega t}) \quad (2.43)$$

Où $m_{s,p}$ est l'indice de modulation et où $P_{s,p}^0(0)$ est la puissance moyenne au début de la fibre ($z=0$).

Cette modulation entraîne une fluctuation de l'occupation du niveau d'énergie supérieure N_2 :

$$N_2(t) = N_2^0(1 + \delta_{s,p} e^{i(\omega t + \Phi_{s,p})}) \quad (2.44)$$

Où $\delta_{s,p}$ est l'indice de modulation, $\Phi_{s,p}$ est la phase correspondante et N_2^0 est le nombre moyen d'ions dans l'état d'énergie supérieur.

Cette modulation peut éventuellement engendrer une modulation de la puissance de sortie :

$$P_s(L,t) = P_s(0,t) \exp(B_s N_2(t) - C_s) = P_s^0(L)(1 + m'_{s,p} e^{i(\omega t + \Phi_{s,p})}) \quad (2.45)$$

Où $m'_{s,p}$ est l'indice de modulation, $\Phi_{s,p}$ est la phase.

$P_{s,p}^0(L)$ est la puissance de sortie moyenne et est donnée par l'équation (3.9).

La première tâche est de relier $\delta_{s,p}$ et la phase correspondante $\Phi_{s,p}$ à la modulation d'entrée $m_{s,p}$. En partant avec le terme de modulation de pompe, les équations (2.43) et (2.44) sont insérées dans l'équation (2.42) ce qui donne :

$$\begin{aligned} iN_2^0 \delta_p \omega e^{i(\omega t + \Phi_p)} &= P_s^0(0) [1 - \exp(B_s N_2^0 (1 + \delta_p e^{i(\omega t + \Phi_p)}) - C_s)] \\ &+ P_p^0(0) [1 + m_p e^{i\omega t}] [1 - \exp(B_p N_2^0 (1 + \delta_p e^{i(\omega t + \Phi_p)}) - C_p)] \\ &- \frac{N_2^0 (1 + \delta_p e^{i(\omega t + \Phi_p)})}{\tau} \end{aligned} \quad (2.46)$$

En gardant uniquement le terme de premier ordre en δ_p et m_p puis en soustrayant la solution à l'état d'équilibre on obtient :

$$iN_2^0\delta_p\omega e^{i(\omega t+\Phi_p)} = (-P_s^0(L)B_pN_2^0\delta_p - P_p^0(L)B_pN_2^0\delta_p - \frac{N_2^0\delta_p}{\tau})e^{i(\omega t+\Phi_p)} + [P_p^0(0) - P_p^0(L)]m_p e^{i\omega t} \quad (2.47)$$

En réarrangeant cette expression, on obtient une relation entre la phase et l'amplitude :

$$\frac{N_2^0\delta_p}{m_p} e^{i\Phi_p} = \frac{P_p^0(0) - P_p^0(L)}{[P_s^0(L)B_s + P_p^0(L)B_p + \frac{1}{\tau}] + i\omega} \quad (2.48)$$

Cette expression a la forme d'un filtre passe bas ($f = \frac{K}{1 + \frac{i\omega}{\omega_{\text{eff}}}}$) avec un pôle à la fréquence

de coupure ω_{eff} :

$$\omega_{\text{eff}} = P_s^0(L)B_s + P_p^0(L)B_p + \frac{1}{\tau} \quad (2.49)$$

Ainsi qu'un facteur de gain K indépendant de la fréquence :

$$K_p = \frac{P_p^0(0) - P_p^0(L)}{[P_s^0(L)B_s + P_p^0(L)B_p + \frac{1}{\tau}]} \quad (2.50)$$

Le sens physique de cette fréquence de coupure ω_{eff} est l'inverse du temps de vie effectif de l'ion dans l'amplificateur, mais ne doit pas être confondu avec le temps de fluorescence τ .

Le gain K_p est simplement le nombre d'ions étant excités divisé par la probabilité de désexcitation. Comme nous avons obtenu un filtre passe-bas, il est simple d'avoir la relation d'amplitude et de phase :

$$\tan(\Phi_p) = -\frac{\omega}{\omega_{\text{eff}}} \quad N_2^0\delta_p = m_p \frac{(P_p^0(0) - P_p^0(L))}{\sqrt{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2}} \quad (2.51)$$

Dans le cas d'une modulation de signal source, le cheminement est identique et on obtient :

$$\frac{N_2^0\delta_s}{m_s} e^{i\Phi_s} = \frac{P_s^0(0) - P_s^0(L)}{\omega_{\text{eff}} + i\omega} \quad (2.52)$$

et en coordonnées polaires :

$$\tan(\Phi_s) = -\frac{\omega}{\omega_{\text{eff}}} \quad N_2^0 \delta_s = m_s \frac{(P_s^0(0) - P_s^0(L))}{\sqrt{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2}} \quad (2.53)$$

L'impact de la modulation de la pompe sur la puissance de sortie peut être calculé simplement en négligeant les termes d'ordres supérieurs de l'équation (2.45).

$$P_s(L, t) = P_s(0) \exp(\mathbf{B}_s N_2^0 (1 + \delta_p e^{i(\omega t + \Phi_p)})) \approx P_s(0) (1 + \mathbf{B}_s N_2^0 \delta_p e^{i(\omega t + \Phi_p)}) \quad (2.54)$$

Et en insérant l'équation (2.48) dans l'équation (2.54) cela amène l'expression suivante :

$$\frac{m'_p e^{i\Phi_p}}{m_p} = \frac{B_s [P_p^0(0) - P_p^0(L)]}{\omega_{\text{eff}} + i\omega} \quad (2.55)$$

Ce qui est équivalent à la forme décrite par Novak :

$$\tan(\Phi_p) = -\frac{\omega}{\omega_{\text{eff}}} \quad m'_p = m_p \frac{B_s [P_p^0(0) - P_p^0(L)]}{\sqrt{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2}} \quad (2.56)$$

Hormis le terme B_s , cette expression est la même que pour la modulation de N_2 . L'impact de la modulation du signal source n'est pas tout à fait aussi simple. En effet, l'impact doit prendre en compte également la modulation de l'état d'énergie supérieur :

$$\begin{aligned} P_s(L, t) &= P_s^0(0) (1 + m_s e^{i\omega t}) \exp(\mathbf{B}_s N_2^0 (1 + \delta_s e^{i(\omega t + \Phi_s)} - C_s)) \\ &\approx P_s^0(0) (1 + m_s e^{i\omega t} + \mathbf{B}_s N_2^0 \delta_s e^{i(\omega t + \Phi_s)}) \end{aligned} \quad (2.57)$$

En insérant l'équation (2.52) dans l'équation (2.57) on arrive à :

$$m'_s e^{i\Phi_s} = m_s \frac{\omega_{\text{eff}} + i\omega + B_s [P_s^0(0) - P_s^0(L)]}{\omega_{\text{eff}} + i\omega} = m_s \frac{\omega_0 + i\omega}{\omega_{\text{eff}} + i\omega} \quad (2.58)$$

Le zéro de cette fonction de transfert est donc :

$$\omega_0 = P_s^0(0) B_s + P_p^0(L) B_p + \frac{1}{\tau} \quad (2.59)$$

Et le pôle à $\omega = \omega_{\text{eff}}$.

Effectivement, cela ressemble à un filtre passe haut amorti. Encore une fois, l'amplitude et la phase peuvent être calculées par :

$$\tan(\Phi_s) = -\frac{\omega}{\omega_{\text{eff}} + \frac{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2}{B_s[P_s^0(0) - P_s^0(L)]}}$$

$$m_s' = m_s \frac{\sqrt{\omega^2 + (\omega_{\text{eff}} + B_s[P_s^0(0) - P_s^0(L)])^2}}{\sqrt{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2}} = m_s \sqrt{\frac{\omega^2 + \omega_0^2}{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2}} \quad (2.60)$$

Comme la forme des fonctions de transfert est maintenant connue, la fréquence de coupure ω_{eff} et le facteur de suppression à basse fréquence dans le cadre d'une modulation de signal source sont les propriétés les plus importantes.

La fréquence de coupure est la même que ce soit pour une modulation de puissance de la pompe ou du signal source et est donnée par l'équation (2.49). Seulement, si la fréquence de modulation est inférieure à la fréquence de coupure ω_{eff} , la population de l'état d'énergie supérieur peut s'adapter. Par conséquent, les fluctuations de la pompe influent sur la puissance de sortie uniquement en dessous de cette fréquence de coupure. D'autre part, l'augmentation de la puissance de signal source signifie un gain plus faible dans l'amplificateur. Si la population s'adapte à la nouvelle situation, cela explique pourquoi les fluctuations relatives de signal source sont supprimées à basse fréquence. Du fait de ce processus physique sous-jacent (les modifications de population de l'état d'énergie supérieure), qui est identique pour une modulation de signal source ou de pompe, les fréquences de coupure respectives sont identiques.

Cette section va être conclue par les transferts de la modulation de puissance de signal et de pompe sur la puissance de pompe non absorbée. Cette démonstration est similaire au transfert de la modulation de la puissance de signal source et de pompe vers la puissance de sortie décrit par les équations (2.56) et (2.60). De ce fait, uniquement les formules finales sont exposées ci-dessous :

$$\tan(\theta_s'') = -\frac{\omega}{\omega_{\text{eff}}} \quad \tan(\theta_p'') = -\frac{\omega}{\omega_{\text{eff}} + \frac{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2}{B_p[P_p^0(0) - P_p^0(L)]}}$$

$$m_s'' = m_s \frac{B_p[P_p^0(0) - P_p^0(L)]}{\sqrt{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2}} \quad m_p'' = m_p \frac{\sqrt{\omega^2 + (\omega_{\text{eff}} + B_p[P_p^0(0) - P_p^0(L)])^2}}{\sqrt{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2}}$$

Ici, $m_{s,p}''$ est l'indice de modulation pour la modulation de la puissance de signal source et de la pompe et $\theta_{s,p}''$ est la phase correspondante. Par conséquent, la pompe résiduelle se comporte de la même manière que le signal mais les rôles des modulations de signal source et de pompe sont inversés.

Cependant, à cause de l'absorption de la puissance de pompe, ($B_p^0(0) > B_p^0(L)$), la fonction de transfert de la pompe vers la pompe résiduelle n'est pas un filtre passe haut amorti mais un filtre passe-bas amorti.

Approximation à plus haute puissance de sortie :

La question subsidiaire porte sur l'effet des paramètres caractéristiques des amplificateurs à fibres monofréquences sur le modèle vu précédemment. Selon le modèle, la fréquence de coupure augmente avec la puissance de sortie. Cependant, la puissance de sortie de ces amplificateurs a en réalité peu d'impact sur la fréquence de coupure. En effet, la montée en puissance de ces amplificateurs est normalement accompagnée d'une augmentation du rayon de la fibre pour repousser le seuil Brillouin. Dans la plupart des amplificateurs à fibres en régime continu, le terme $P_s^0(L)B_s$ est beaucoup plus grand que les autres termes.

Pour un amplificateur à fibres dopées aux ions Yb, on peut estimer la fréquence de coupure $f_{\text{eff}} = \omega_{\text{eff}} / 2\pi$ à plusieurs dizaines de kHz. En comparaison au temps de fluorescence qui est de l'ordre de 1ms pour l'Yb, soit $f_{\text{eff}} = 1 / 2\pi\tau \approx 160$ Hz, cette fréquence est très grande devant celle de la fluorescence. Par conséquent, à moins que la durée de vie des ions soit très courte, ou que la fibre ne soit pas très absorbante, l'expression $w_{\text{eff}} \approx P_s^0(L)B_s$ est une bonne estimation de la fréquence de coupure.

Pour modéliser complètement la modulation du signal source, on a besoin de plus d'informations sur la suppression basses fréquences. Dans un amplificateur idéal avec une puissance d'entrée plus grande que celle de la saturation, on s'attendrait à ce que les variations rapides de puissance soient amplifiées de la même façon que la puissance moyenne puisque l'inversion ne peut pas suivre en temps réel. D'un autre côté, les basses fréquences ne devraient pas être amplifiées car l'inversion s'adapte au changement de puissance et le gain diminue pour une puissance d'entrée plus grande et vice versa.

En utilisant l'équation (2.60), on peut vérifier ces hypothèses. Pour les hautes fréquences $m_s' = m_s$ est vrai pour toutes les configurations d'amplificateurs. Pour $w = 0$, et en insérant l'expression pour w_{eff} (2.49) on peut écrire :

$$m_s' = m_s \frac{P_s^0(0)B_s + P_p^0(L)B_p + \frac{1}{\tau}}{P_s^0(L)B_s + P_p^0(L)B_p + \frac{1}{\tau}} \quad (2.62)$$

Désormais, en assumant que la puissance de sortie est plus grande que la puissance d'ESA et que la puissance résiduelle, $P_s^0(0)B_s \gg P_p^0(L)B_p + \frac{1}{\tau}$, on obtient :

$$m_s' = \frac{m_s}{P_s^0(L)} \left(P_s^0(0) + \frac{1}{\tau B_s} + P_p^0(L) \frac{B_p}{B_s} \right) \quad (2.63)$$

Tant que la puissance de signal source est supérieure à la puissance de saturation et à la puissance résiduelle, la suppression est effectivement l'inverse du gain. Donc $m'_s = m_s \frac{P_s^0(0)}{P_s^0(L)}$

est une bonne approximation uniquement dans le cas où la puissance de signal source est supérieure à celle de saturation. Une plus grande puissance de signal source diminue le nombre d'ions qui se désexcitent spontanément. Cela réduit aussi la quantité d'ESA, ce qui diminue la suppression comme celle de l'émission spontanée [71]

D'après le troisième terme dans l'équation (2.64), la pompe résiduelle doit être également prise en compte. L'augmentation de la puissance de signal source ne peut pas augmenter l'absorption de la pompe si cette dernière est complètement absorbée. A l'inverse, s'il y a beaucoup de pompe résiduelle, une petite variation de puissance de signal source à basse fréquence, change la quantité de pompe absorbée. Par conséquent, le gain à basse fréquence augmente, ce qui résulte en une suppression plus faible.

Cet effet est le même pour tous les milieux à gain. Pour les détecteurs d'onde gravitationnelle, opérant à 1550 ou 1064 nm, les amplificateurs à fibre Er ou Yb sont de sérieux candidats. Dans un amplificateur à fibre Yb, les sections efficaces à 976 nm sont à peu près un ordre de grandeur plus grandes que celles à 1064nm et donc $B_p \gg B_s$. Par conséquent la contribution de la pompe dans (2.64), qui est pondérée par la section efficace a un impact plus grand dans les amplificateurs Yb. Ceci est également vrai pour la puissance de saturation puisque la durée de vie des ions Yb est un ordre de grandeur plus petit que celles des ions Er. De ce fait, des niveaux de puissances similaires peuvent engendrer des comportements très différents.

Une puissance de moyenne élevée de la diode laser signal par rapport à la puissance de saturation et à la puissance résiduelle, réduit l'impact des deuxièmes et troisièmes termes. Par conséquent, l'augmentation de la puissance de signal source pour opérer dans le régime de saturation est une méthode adaptée pour simplifier la fonction de transfert.

La même approximation peut être appliquée à la modulation de puissance de pompe.

$$m'_p = m_p \frac{B_s [P_p^0(0) - P_p^0(L)]}{P_s^0(L)B_s + P_p^0(L)B_p + \frac{1}{\tau}} = m_p \left(\frac{B_s [P_s^0(L) - P_s^0(0) + \frac{N_2}{\tau}]}{P_s^0(L)B_s + P_p^0(L)B_p + \frac{1}{\tau}} \right) \quad (2.64)$$

Du fait qu'à l'état d'équilibre, le nombre de photons absorbés est égal au nombre de photons émis ($P_p^0(0) - P_p^0(L) = P_s^0(L) - P_s^0(0) + \frac{N_2}{\tau}$) si on se reporte à l'équation (2.38).

L'approximation valide à haute puissance ($P_p^0(0) - P_p^0(L) = P_s^0(L)B_s \gg P_p^0(L)B_p + \frac{1}{\tau}$)

mène à :

$$m_p' \approx m_p \left(1 - \frac{P_s^0(0)}{P_s^0(L)} + \frac{N_2}{P_s^0(L)} \right) \quad (2.65)$$

En négligeant $\frac{N_2}{P_s^0(L)}$, ce qui correspond à une émission spontanée faible, on peut noter que si $\frac{P_s^0(0)}{P_s^0(L)}$ est proche de 0, ie, si le gain est grand $m_p' \approx m_p$ est valide. Dans le même temps, la suppression de la modulation du signal source est élevée à moins que l'amplificateur ne soit pas saturé. D'autre part, si $\frac{P_s^0(0)}{P_s^0(L)} \approx 1$, c'est-à-dire si le gain est faible, la modulation de pompe est supprimée mais pas la modulation de signal source. En général, si la modulation de signal source est supprimée, il y a davantage de modulation de pompe et vice versa.

2.1.6. Stratégie pour faire un amplificateur bas bruit

Pour conclure ce chapitre, il convient de donner quelques lignes directrices. La fréquence de coupure w_{eff} dépend de la durée de vie des ions, qui ne peut être changée hormis en changeant d'ions et donc en changeant de longueur d'onde d'émission. D'un autre côté, elle dépend également de la puissance de sortie de la fibre qui, elle, peut être modifiée. Quand l'amplificateur opère à sa puissance maximale, w_{eff} est également proche de son maximum. L'augmentation délibérée de la pompe résiduelle peut à nouveau augmenter w_{eff} mais n'est pas toujours souhaitée (gestion de la pompe résiduelle, échauffements, ...).

Si au contraire, un w_{eff} faible est requis, cela peut être réalisé à basse puissance et n'est limité que par le temps de fluorescence des ions.

A premier abord, augmenter la suppression à basse fréquence de la modulation du signal source est aussi simple que d'augmenter le gain. Cependant, cela fonctionne mieux si la puissance de saturation est basse (par exemple avec l'ion Erbium). De plus, la majorité de la puissance de pompe doit être absorbée en particulier si la section efficace à la longueur de la pompe est plus grande que celle du signal source.

Une faible suppression de signal source est favorable pour des amplificateurs bas bruit tant que le signal source est moins bruyant que la pompe. Selon les cas, on préférera réduire l'influence de la pompe. Celle-ci peut être réalisée avec une pompe résiduelle élevée, mais ce cas n'est pas toujours souhaitable au vu des difficultés à gérer cette puissance résiduelle.

A partir de ces informations au sujet des fonctions de transfert, notamment la fréquence de coupure des amplificateurs en fonction de leur puissance de sortie et de la taille du cœur, il est plus facile de développer un amplificateur bas bruit. En configuration MOPA, à partir d'une diode signal source choisie avec soin, l'amplification se fait en deux temps à partir de fibres dopées Ytterbium. La section suivante décrit le travail de sélection et d'optimisation des

composants optiques afin d'atteindre un système laser monofréquence, haute puissance et bas bruit d'intensité jusqu'à une puissance de sortie égale à 100W.

2.3. Choix de la diode signal

2.1.7. Comparaison des différentes technologies

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, le laser haute puissance bas bruit est développé sous la forme d'un amplificateur MOPA. Cet amplificateur permet donc l'amplification d'un signal source monofréquence (dont la puissance est généralement de quelques dizaines de mW) jusqu'à plusieurs dizaines de Watts à l'aide de fibres dopées Yb, puis jusqu'à 100W.

Parmi les différentes technologies ou composants permettant la génération d'une onde monofréquence, c'est la diode laser à cavité étendue (ECDL) qui a été retenue. Dans cette sous partie, nous allons expliciter les caractéristiques des diodes signal source utilisées en précisant notamment leur niveau de bruit d'intensité.

Un premier travail de sélection s'est articulé autour du bruit d'intensité de chacune des technologies. La mesure s'est portée sur quatre différentes technologies de signal source à savoir :

-NPRO	-DFB
-Laser à fibre	-ECDL

La technologie NPRO démontre à la fois un bas bruit d'intensité (-130 dBc/Hz) et une largeur spectrale très étroite (quelques kHz). Cependant, par sa taille, son encombrement, son prix et sa sortie optique en espace libre, son intérêt pour une application industrielle est nettement réduit.

Les lasers à fibres sont robustes et présentent des largeurs spectrales étroites (une dizaine de kHz) mais présentent un niveau de bruit d'intensité non négligeable (-120 dBc/Hz) [72,73].

Les diodes laser sont devenues des alternatives très intéressantes à ces deux dernières solutions. En effet, ces diodes sont compactes et comportent une sortie fibrée robuste. Il est également connu que le bruit d'intensité des diodes laser peut être potentiellement très bas. La gamme de largeur spectrale varie du MHz pour les DBR ou DFB jusqu'à atteindre quelques dizaines de kHz pour les ECDL. Néanmoins, ces diodes ne sont pas monofréquences sur toutes les plages de courant et de température visées. L'apparition de sauts de mode n'est pas à exclure.

C'est pour cette raison que ces diodes sont testées à l'aide d'une cavité Fabry-Pérot afin de déterminer leur caractère monofréquence. La stabilité en fréquence est sensible à l'environnement thermique, acoustique et mécanique. Une embase thermo-mécanique permettant de s'assurer une stabilité en fréquence de l'ordre de 40 MHz/heure a été développée. De plus, une isolation optique optimisée permet d'obtenir une opération bas bruit sans perturbation extérieure venant notamment des étages amplificateurs. Pour finir, ces diodes

sont très sensibles aux petites modulations de courant d'injection. Une alimentation en courant bruitée engendre un bruit d'intensité en excès de 40 dB au-dessus du bruit de grenaille comme le montre la figure suivante.

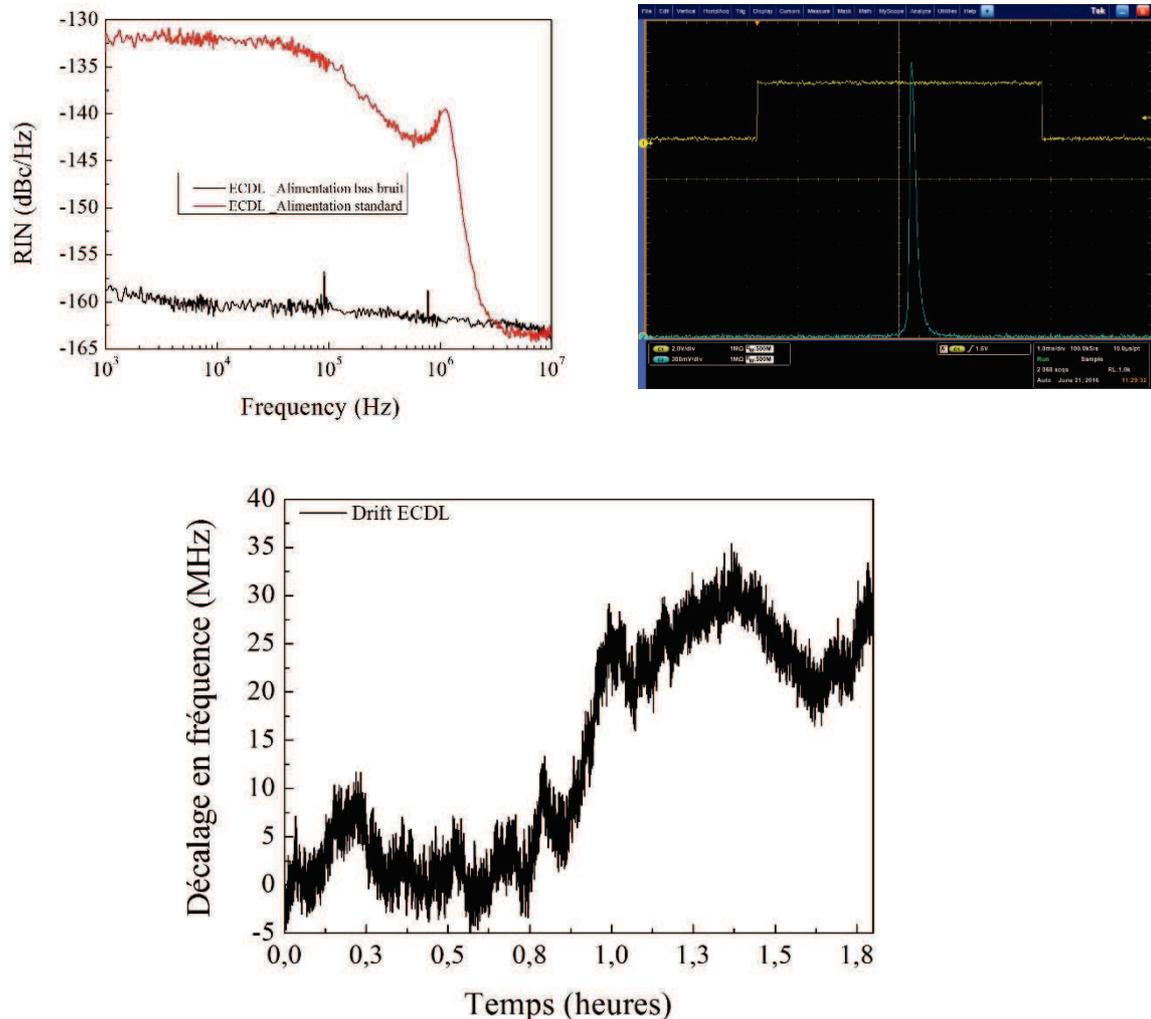


Figure 39 : Résumé des caractéristiques de la diode signal ECDL utilisée. a) Bruit d'intensité de l'ECDL avec une alimentation standard et une alimentation bas bruit. b) Spectre de l'ECDL c) Décalage de la fréquence d'émission de l'ECDL sur plusieurs heures

Comme le montre la figure ci-dessus, le décalage en fréquence sur plusieurs heures n'excèdent pas 40 MHz par heure.

Le test dans les mêmes conditions sur les différentes technologies, en régime monofréquence, permet de différencier l'ECDL pour son caractère bas bruit inégalé par ses concurrents. Les diodes lasers DFB se situent en deuxième position avec un bruit basse fréquence [1kHz-10kHz] légèrement plus élevé.

Pour l'étude et le développement d'une source monofréquence haute puissance à bas bruit, il est donc évident de sélectionner l'ECDL d'après la figure suivante.

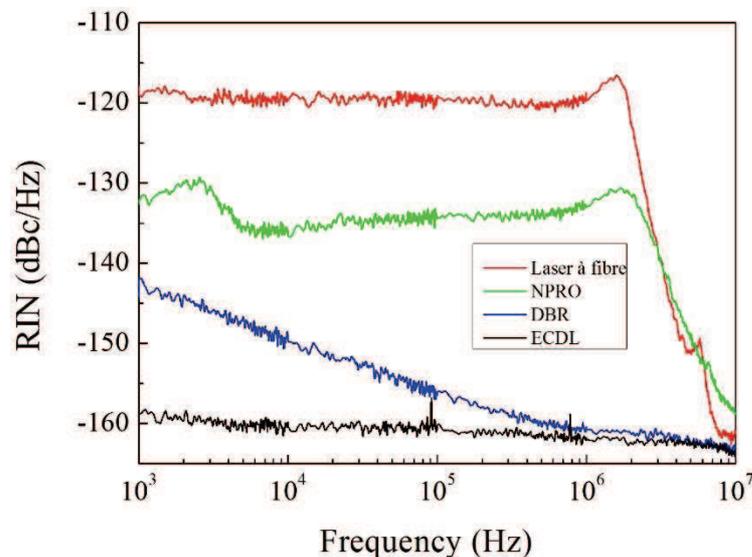


Figure 40: Comparaison des différents RIN de chaque technologie étudiée (Laser à fibre, NPRO, DBR et ECDL) pour une puissance de 10mW à 1064nm.

A partir de cette étude comparative sur les technologies monofréquence, l'ECDL nous apparaît comme la solution la plus adéquate pour le développement de laser monofréquence, haute puissance et bas bruit d'intensité.

2.1.8. Caractérisation de la diode laser à cavité étendue (ECDL)

Après la mesure du bruit d'intensité, il est également important de mesurer la largeur spectrale de cette source monofréquence. Pour évaluer la largeur spectrale, nous avons opté pour la méthode hétérodyne, qui consiste à comparer le signal source de test à un signal source monofréquence de largeur spectrale très fine (ici 5 kHz) à l'aide d'un battement optique. Pour obtenir un battement entre les deux lasers, nous nous assurons que les deux longueurs d'onde sont identiques à l'aide d'un analyseur de spectre optique. Pour aligner la longueur d'onde de notre signal source de test, nous jouons sur la température et/ou le courant. Les décalages en longueur d'onde en fonction du courant et de la température, ont été mesurés expérimentalement sur l'analyseur de spectre optique et sont donnés dans le tableau ci-dessous :

Entité	Décalage en longueur d'onde
Température	0,07 pm/°C
Courant	0,04 pm/mA

Tableau 2-1: Décalage en longueur d'onde à partir de la température et du courant pour la diode laser ECDL utilisée

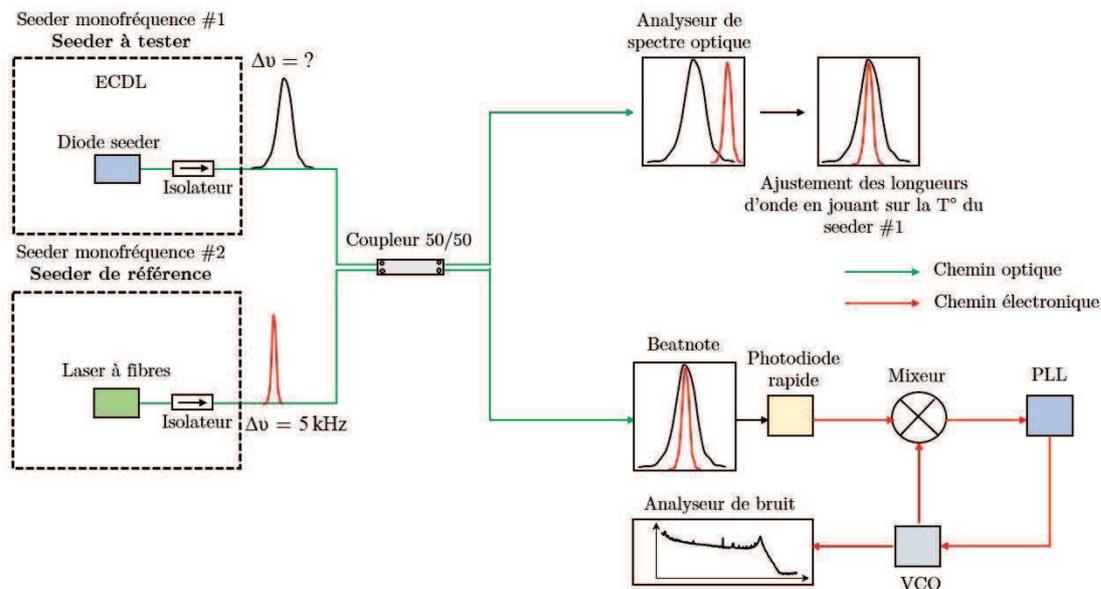


Figure 41: Schéma expérimental d'une mesure de bruit de fréquence (méthode hétérodyne) à partir du battement entre deux ondes laser signal. Le premier est notre diode laser signal à tester (en haut) et le second est notre référence (en bas).

Ce battement est envoyé sur une photodiode rapide afin de transformer le signal lumineux en signal électrique puis est comparé à un signal électrique venant lui d'un VCO (Voltage Control Oscillator) en utilisant un mélangeur analogique (mixeur). Le signal de sortie du mélangeur constitue un signal d'erreur qui permet d'asservir en phase le VCO sur le signal de battement à l'aide d'une boucle à verrouillage de phase, appelée PLL. Le signal d'erreur, est traité par un circuit d'asservissement, qui produit le signal de tension de contrôle à envoyer sur l'entrée modulation de fréquence du VCO. Ce signal de contrôle, est l'image du bruit de fréquence relatif entre le VCO et le signal du battement dans la bande de contrôle de l'asservissement. Dans l'hypothèse, où le bruit de fréquence du VCO est négligeable par rapport à celui du signal du battement (largement vérifié dans les plages de fréquence de Fourier considérées), la simple transformée de Fourier de ce signal donne, après calibration, le bruit de fréquence du battement, qui correspond au bruit de fréquence de la diode signal étudiée. Au-delà de 500 kHz, la mesure de bruit de fréquence est limitée par la réponse du VCO.

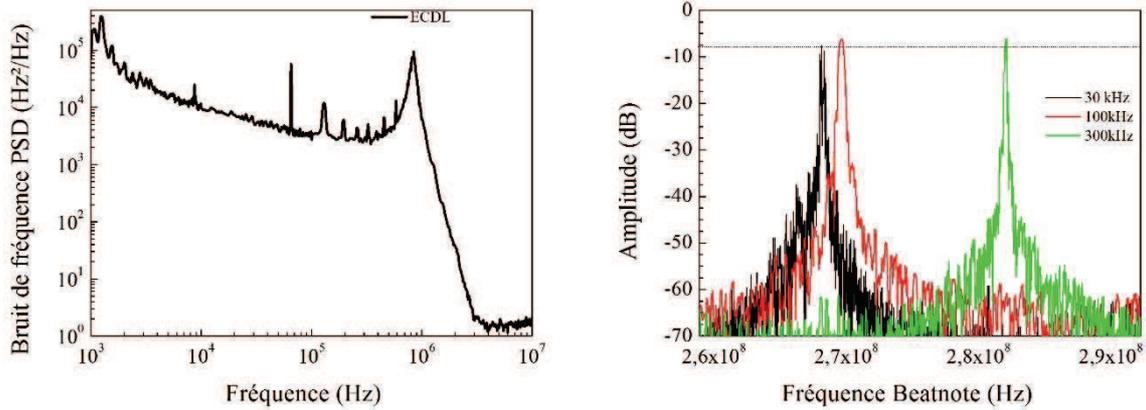


Figure 42 : Densité spectrale de puissance (DSP) du bruit de fréquence du battement entre la diode ECDL et le laser à fibre (à gauche). Visualisation du battement à l'analyseur de spectre et détermination de sa largeur spectrale à l'aide de filtres de 300, 100 et 30 kHz (à droite)

De ce fait, la mesure de la largeur spectrale s'effectue en multipliant par π la densité spectrale de puissance (PSD) de la mesure du bruit de fréquence. Pour des diodes émettant à 1064nm, la mesure de largeur spectrale donne 10 kHz. Cette mesure peut être estimée en visualisant le battement optique sur un analyseur de spectre large bande (2 GHz). En appliquant différents filtres successifs, l'amplitude du battement reste constante ce qui indique que la largeur spectrale est inférieure à cette valeur. Ainsi, avec des filtres de 300, 100 et 30 kHz, l'amplitude est constante, ce qui prouve que la largeur spectrale est inférieure à 30 kHz.

Cependant, les diodes ECDL n'émettant que quelques dizaines de mW, et nos applications nécessitant au minimum plusieurs dizaines de Watts, il est impératif d'effectuer une amplification de plusieurs dizaines de dB pour atteindre les niveaux requis. La comparaison des techniques d'amplification vue au chapitre 1 et le savoir-faire d'Azur Light Systems invitent à utiliser les amplificateurs à base de fibres dopées, appelée MOPA.

2.4. Préamplificateur [0-1W]

2.1.9. Introduction générale

Afin de passer de quelques dizaines de mW à quelques dizaines de Watts, il est important d'étager le gain avec plusieurs briques amplificatrices. De ce fait, le passage au Watt, s'effectuera à l'aide d'un étage appelé préamplificateur. La génération de plusieurs dizaines de watts sera donc elle permise grâce à un étage appelé amplificateur. Dans cette partie, nous allons étudier ces deux briques technologiques en termes de puissance de sortie, de spectre optique et notamment de bruit d'intensité. Une étude précise au sujet des dynamiques de bruit dans ces amplificateurs, avec notamment la mise en pratique du modèle théorique applicable à nos systèmes sera effectuée dans la suite de cette partie. Ce modèle, initialement développé par Novak et al [74] pour les fibres dopées à l'Erbium en 2002, a été validé expérimentalement en 2012 par Tünnerman sur des fibres Erbium et Ytterbium émettant quelques centaines de mW [75]. Ici, nous étudierons la validité de ce modèle à forte puissance optique (>1W).

Nous expérimentons différentes voies pour le développement d'un préamplificateur le plus bas bruit possible en étudiant les dynamiques de bruit dans ce type de système. Dans cette partie, nous allons notamment décrire le transfert du bruit de pompe vers le bruit de signal, à l'aide des différents types de pompage optique dans une fibre dopée : le pompage cœur et le pompage gaine. Même si le type de pompage peut être différent (pompage cœur, pompage gaine), le sens d'injection de la pompe reste identique à savoir le sens copropagatif. Cela signifie que l'onde signal et l'onde de pompe sont injectées dans le même sens de propagation. Le pompage contrapropagatif, où l'onde de pompe est injectée dans le sens inverse de l'onde signal n'est ici pas étudié. La figure ci-dessous illustre les deux types sens de pompage.

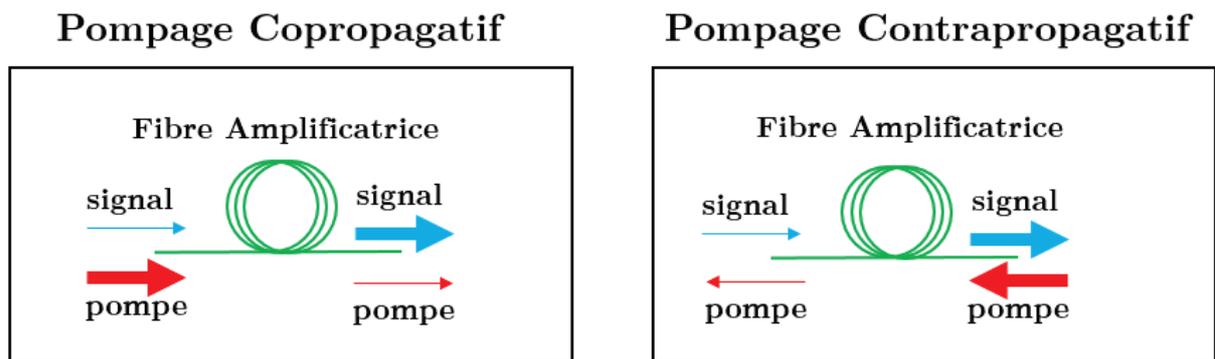


Figure 43: Deux sens de pompage optique dans les fibres amplificatrices : sens copropagatif (à gauche) et sens contrapropagatif (à droite).

Cependant, le pompage optique copropagatif peut également se décliner en deux schémas différents. Le premier, appelé pompage cœur, est caractérisé par l'injection de l'onde de pompe dans le cœur de la fibre. Le cœur des fibres amplificatrices étant dopé aux ions Ytterbium, l'injection dans le cœur de la diode laser de pompe permet donc de favoriser son absorption. Le second, appelé pompage gaine, est caractérisé par l'injection de l'onde de pompe dans la gaine de la fibre. L'onde de pompe va alors par le phénomène de réflexion totale interne venir participer à l'inversion de population de la fibre amplificatrice à chaque passage dans le cœur.

Ces deux schémas de pompage sont explicités ci-dessous :

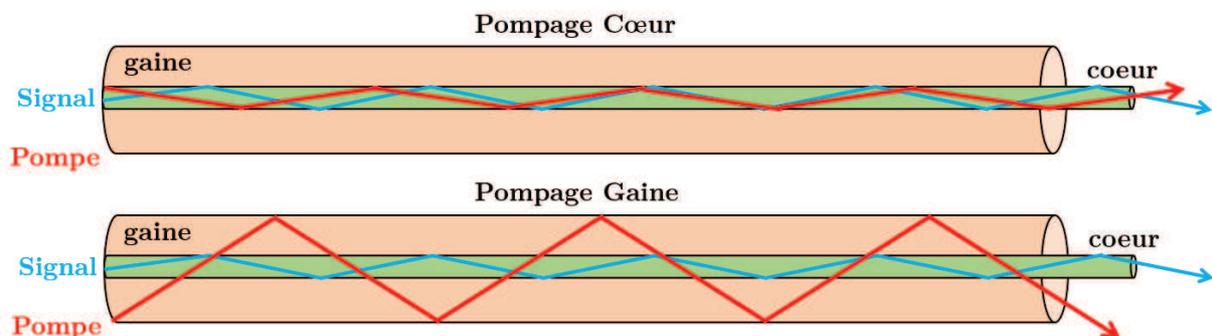


Figure 44: Deux types de pompage optique dans les fibres amplificatrices : pompage cœur (en haut) et pompage gaine (à droite).

Pour réaliser une première amplification de la diode signal en cavité étendue, jusqu'à la puissance optique de 1W, nous allons étudier différentes fibres amplificatrices. La comparaison s'effectuera notamment sur les puissances atteintes et les bruits d'intensité de chaque amplificateur. Nous allons dans un premier temps étudier le pompage cœur et le pompage gaine dans une fibre amplificatrice de 6,5 μm de diamètre de champ de mode (MFD pour Mode Field Diameter) puis le pompage gaine dans une fibre de 11 μm de MFD.

2.1.10. Préamplificateur à partir d'une fibre de 6,5 μm de MFD

2.1.10.1. Pompage cœur

Dans ce cas, la pompe et le signal sont envoyés à l'aide d'un WDM dans le cœur de la fibre dopée de 6,5 μm de MFD. Cette fibre amplificatrice est appelée Fibre 1. La fibre amplificatrice utilisée a les caractéristiques suivantes :

	Fibre 1
MFD (μm)	6,5
Ouverture Numérique du cœur	0,12
Absorption à 976nm dans la gaine (dB/m)	1,8

Tableau 2-2: Propriétés de la fibre 1 de 6,5 μm de MFD.

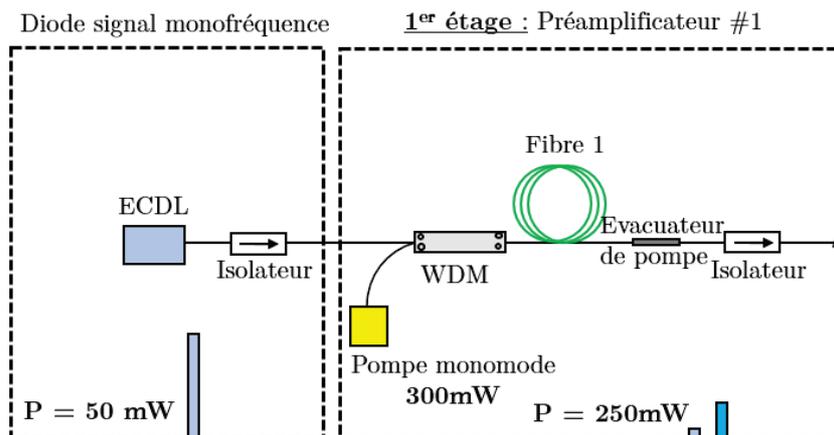


Figure 45: Synoptique du préamplificateur #1 en configuration pompage cœur par une diode monomode dans une fibre de 6,5 μm de MFD (Fibre 1)

La diode signal utilisée est la diode ECDL testée et caractérisée dans la partie précédente. Le pompage optique de la fibre 1 s'effectue à l'aide d'une diode monomode pouvant émettre 300 mW à 976nm en régime monofréquence. Cette fibre active se soude facilement à un WDM standard afin d'injecter la pompe dans le cœur. On obtient 250mW en sortie avec une efficacité de 83%. L'absorption dans le cœur à cette longueur d'onde est estimée à plusieurs centaines de dB ce qui permet une efficacité proche de l'efficacité maximale théorique (100%-défaut quantique). Le défaut quantique, est souvent spécifié comme un pourcentage de l'énergie du photon de pompe, c'est-à-dire uniquement la dernière parenthèse de l'expression ci-dessous.

$$q = h\nu_p - h\nu_s = h\nu_p \left(1 - \frac{h\nu_s}{h\nu_p}\right) = h\nu_p \left(1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_s}\right) \quad (2.66)$$

Ici, avec un pompage à 976nm et une émission à 1064nm, le défaut quantique est de 8,3%. L'efficacité maximale théorique est donc de $100-8,3=91,7\%$. Cet écart peut s'expliquer par les différentes pertes subies par l'onde signal et l'onde de pompe telles que l'absorption linéique, la diffusion Rayleigh, les imperfections de la fibre, ou les pertes par courbure.

2.1.10.2. Pompage gaine

Avec un pompage gaine, l'absorption de la pompe est cette fois bien inférieure. L'absorption dans la gaine de la fibre 1 est faible puisque la valeur est de 1,8 dB/m. De ce fait, pour atteindre le même niveau de puissance de sortie, nous ajoutons une seconde diode de pompe monomode en régime monofréquence émettant 500 mW à 976nm. En pompant dans la gaine, à partir d'un combineur 2+1 vers 1, une puissance similaire de 250 mW a été obtenue avec 800 mW de pompe, soit une efficacité de 31%. Le schéma expérimental est repris dans la figure ci-dessous :

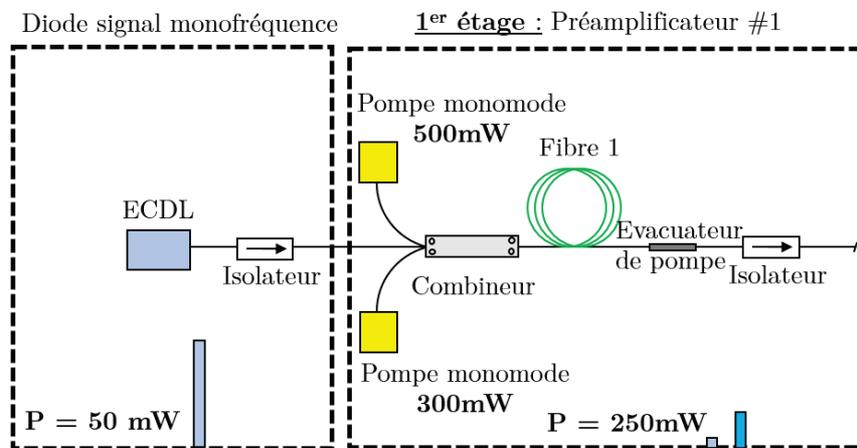


Figure 46: Synoptique du préamplificateur #1 en configuration pompage gaine par deux diodes monomodes dans une fibre de $6,5\mu\text{m}$ de MFD (Fibre 1)

L'efficacité peut être bien supérieure si la longueur de la fibre utilisée avait été rallongée. En effet, la puissance résiduelle après les trois mètres de fibre dopée est de 200mW soit 25% de la puissance injectée.

A partir de ces deux techniques, pompage cœur et pompage gaine, permettant d'obtenir 250 mW de puissance de sortie à partir d'une diode signal de 50mW, nous avons mesuré le bruit d'intensité à l'aide du système de détection développé au sein du LP2N. Ici, la diode signal et la diode de pompe sont des diodes laser à cavité étendue qui émettent une onde monofréquence (SF) à 1064 et 976nm.

De ce fait, leur bruit d'intensité sont similaires et sont proches du bruit de grenaille comme le montre la figure ci-dessous.

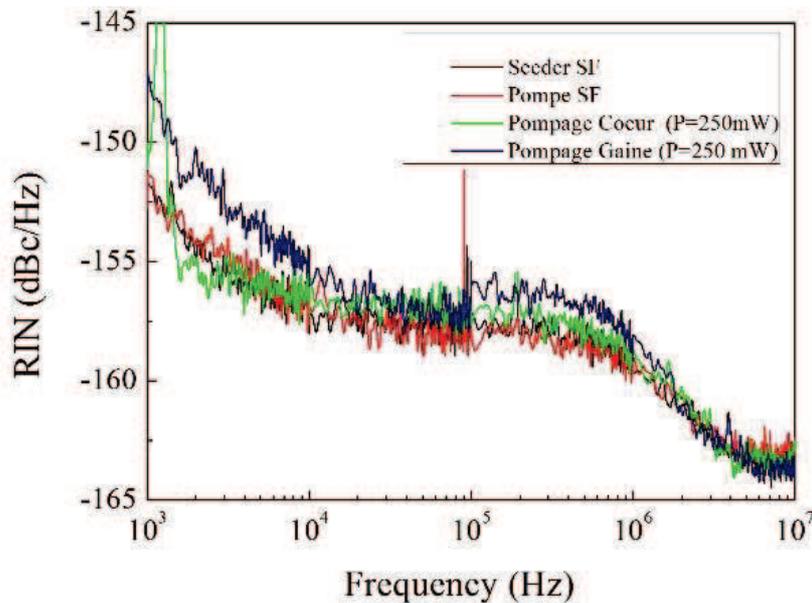


Figure 47: Comparaison des RINs en pompage cœur et pompage gaine d'un préamplificateur de 250mW de puissance de sortie à partir d'une diode signal et d'une diode pompe bas bruit.

On s'aperçoit donc que l'amplification, qu'elle soit effectuée à l'aide d'un pompage cœur ou d'un pompage gaine n'ajoute pas de bruit d'intensité majeure. Les niveaux de bruits restent en dessous d'un palier de -150 dBc/Hz de 1 kHz à 10 MHz. Il est donc possible de produire des systèmes laser de quelques centaines de mW de faible largeur spectrale, à bas bruit à partir de cette technique.

Cependant, avec ces diodes de pompe monofréquence bas bruit, nous sommes limités en puissance. Pour atteindre le niveau visé (environ 1W), il faut passer sur des diodes de pompe plus puissantes, à savoir des diodes multimodes. Nous remplaçons donc les deux diodes monomode par une seule diode de pompe multimode pouvant émettre 9W à 976nm.

2.1.11. Préamplificateur à partir d'une fibre de 11 μm de MFD

2.1.11.1. Pompage gaine

Une puissance de 1W est alors générée en configuration pompage gaine avec cette fibre amplificatrice de 6,5 μm de MFD. Cependant, le changement des propriétés modales de l'onde de pompe (monomode à multimode) a une influence sur le bruit d'intensité de la diode laser de pompe. Ainsi, le caractère multimodal de ces diodes apporte un bruit technique, largement en excès par rapport au bruit de grenaille de plus de 40 dB. Cet excès est principalement dû aux échanges d'énergie permanents entre les différentes modes dans la cavité de la diode laser de pompe. Cet ajout de bruit est reporté sur le bruit d'intensité du laser, passant d'un RIN à basses fréquences de -150 à -120 dBc/Hz, comme le montre la Figure 49. Cette figure, permet également d'observer la comparaison du RIN pour une puissance de sortie identique (1W), en

configuration pompage gaine, pour deux fibres amplificatrices différentes : la fibre de $6,5\mu\text{m}$ de MFD et une fibre de plus large aire modale avec un MFD de $11\mu\text{m}$.

Les propriétés de cette deuxième fibre amplificatrice, appelée Fibre 2, sont reportées dans le tableau ci-dessous.

	Fibre 1	Fibre 2
MFD (μm)	6,5	11
Ouverture Numérique du cœur	0,12	0,075
Absorption à 976nm dans la gaine (dB/m)	1,8	4,8

Tableau 2-3: Propriétés de la fibre 2 de $11\mu\text{m}$ de MFD.

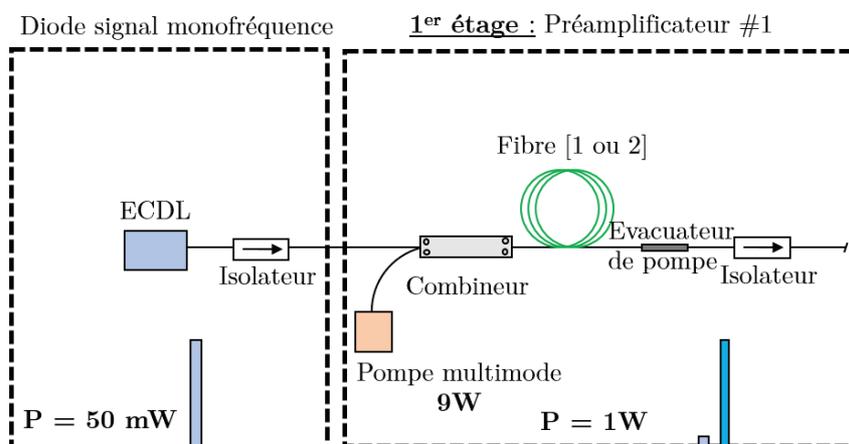


Figure 48: Synoptique du préamplificateur #1 en configuration pompage gaine par une diode multimode dans une fibre de $6,5\mu\text{m}$ de MFD (Fibre 1) et dans une fibre de $11\mu\text{m}$ de MFD (Fibre 2)

Cette deuxième fibre amplificatrice, présente l'avantage d'avoir un coefficient d'absorption de l'onde de pompe à 976nm plus de deux fois supérieure à la fibre 1. Elle présente ainsi une aire modale quatre fois supérieure, permettant une montée en puissance supérieure à plusieurs Watts sans effets non-linéaires tels que le DBS.

La comparaison des RIN de ces deux fibres, pour la même puissance de sortie (1W) et le même type de pompage (pompage gaine) est visible sur la figure ci-dessous.

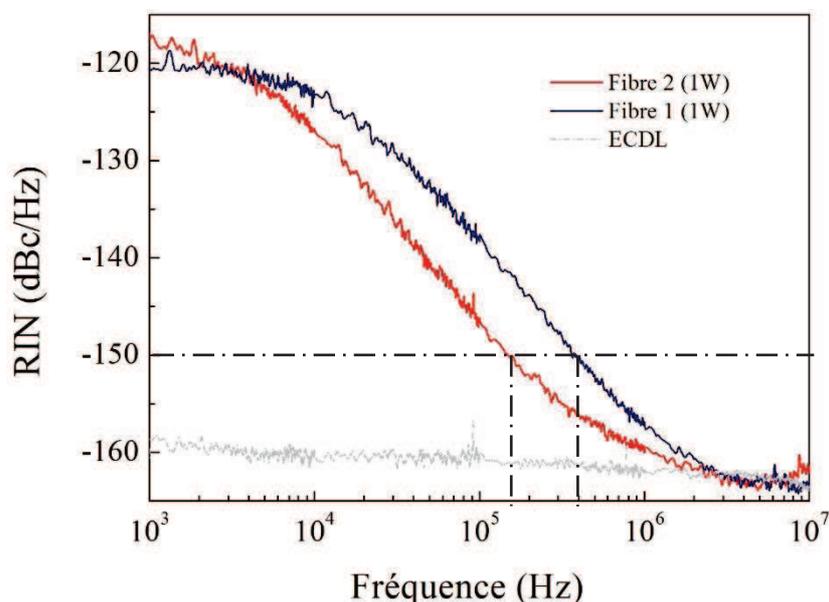


Figure 49: Comparaison du RIN en pompage gaine pour des fibres dopées Ytterbium de $6,5\mu\text{m}$ (en bleu) et $11\mu\text{m}$ (en rouge) de MFD entre 1kHz et 10MHz avec le RIN de la diode signal (en gris).

Deux conclusions principales sont à tirer de la figure ci-dessus. La première est qu'à puissance de sortie identique (ici 1W), le préamplificateur utilisant la fibre 2 démontre un caractère bas bruit plus prononcé que celui utilisant la fibre 1 de plus petite diamètre de cœur. En effet, une valeur de -150 dBc/Hz est atteinte à 170 kHz pour la fibre 2. Cette valeur n'est atteinte qu'à 400 kHz pour la fibre 1. Ce préamplificateur est donc le meilleur candidat pour le développement d'une source laser bas bruit haute puissance monofréquence. L'excès de bruit venant du bruit technique de la diode de pompe multimode, est identique pour les deux amplificateurs.

2.1.11.2. Comparaison avec le modèle analytique

La deuxième conclusion est que le modèle analytique appliqué aux fonctions de transfert de l'ion Yb est vérifié expérimentalement. En effet, les tendances issues des équations d'état de la partie précédente se vérifient expérimentalement à partir de la Figure 49. Pour une même puissance de sortie (1W), le transfert du bruit de pompe vers le bruit du signal source se différencie par la fréquence de coupure du milieu à gain. En effet, une fibre avec un MFD plus grand permet de décaler la fréquence de coupure vers les basses fréquences. C'est pour cette raison que le RIN de la fibre 2 plonge plus rapidement que celui de la fibre 1. Nous pouvons même comparer ces deux fréquences de coupure avec la valeur théorique issue du modèle analytique.

Pour rappel, la fréquence de coupure est donnée par l'équation suivante :

$$w_{eff} = P_s^0(L)B_s + P_p^0(L)B_p + \frac{1}{\tau} \quad (2.67)$$

Avec :

- $P_s^0(L)$ et $P_p^0(L)$, les puissances moyennes du laser et de pompe résiduelle en sortie de fibre ($z=L$) en nombre de photons par seconde.
- $B_s = \frac{\Gamma_s(\sigma_{sa} + \sigma_{se})}{A}$ et $B_p = \frac{\Gamma_p(\sigma_{pa} + \sigma_{pe})}{A}$ où Γ_s et Γ_p , sont les recouvrements du signal et de la pompe avec la zone active, où σ_{sa} et σ_{se} sont les sections efficaces d'absorption et d'émission du signal, où σ_{pa} est la section efficace d'absorption de la pompe et A est la surface du cœur de la fibre.
- τ est la durée de vie du niveau haut de l'ion actif (ici Ytterbium, $\tau \approx 0,7\text{ms}$) qui est relié à l'émission spontanée.

De plus, les recouvrements Γ du signal et de la pompe peuvent être calculés par l'équation suivante :

$$\Gamma = 1 - \exp\left(2 - \frac{r^2}{\omega^2}\right) \quad (2.68)$$

Où $\frac{r}{\omega}$ est le rapport entre les rayons du cœur et du MFD de la fibre dopée.

Les fréquences de coupures théoriques sont alors calculées à partir de l'équation (2.67) pour ces deux fibres commerciales. Les données utilisées sont toutes répertoriées dans le tableau ci-dessous. A , Γ_s et Γ_p sont directement calculées tandis que $\sigma_{sa,e}$ et σ_{pa} sont des valeurs issues de données expérimentales d'autres groupes de recherche, notamment les travaux de Zervas [76] et al ainsi que ceux de Zhang et al [77].

En effet, dans le papier de Zervas où les sections efficaces d'émission pour des fibres à matrice aluminosilicate et phosphosilicate sont exposées, nous pouvons voir que les verres phosphosilicates montrent à la fois, une absorption et une émission plus faibles comparées aux verres aluminosilicate. Cette réduction permet une concentration de dopant supérieure sans effets d'agrégats. Cette propriété permet la réduction du phénomène de photo-noircissement, qui est un des problèmes majeurs pour les lasers à fibres haute puissance. Le photo-noircissement est un phénomène physique engendrant une perte de puissance exponentielle au cours du temps liée à une augmentation dans la région visible et UV de la matrice de la fibre. Le passage d'une matrice aluminosilicate vers une matrice phosphosilicate permet la réduction de ce phénomène. Le photo-noircissement sera détaillé dans le chapitre 3.

D'après la Figure 50, l'émission à 1064nm pour des ions Yb insérés dans une matrice pure aluminosilicate est de $4,2 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$ tandis que pour une matrice pure phosphosilicate la valeur est de $1,7 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$.

De plus, nous estimons que la fibre 1, qui est principalement utilisée pour des applications ne nécessitant des puissances relativement faible, de l'ordre du Watt, du fait du faible diamètre de cœur de cette fibre, est fabriquée à partir de la matrice aluminosilicate. En effet, ici l'absence d'ions phosphore dans la matrice n'est pas préjudiciable car le phénomène de photo-noircissement est peu présent à ce niveau de puissance.

Pour la fibre 2, Zhang et al relèvent une valeur de section efficace d'émission de $2,5 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$. En effet, pour cette fibre de plus large aire modale, permettant une émission à plus haute puissance ($>10\text{W}$), des ions phosphores sont incorporés dans cette matrice aluminosilicate pour réduire l'effet du photo-noircissement. En prenant compte cette incorporation d'ions Phosphore, nous estimons qu'une valeur de section efficace de $2,75 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$ avec une barre d'erreur de 50% est une bonne approximation. Les sections efficaces d'absorption et d'émission des deux matrices aluminosilicates et phosphosilicates en fonction de la longueur d'onde sont répertoriées dans la figure ci-dessous.

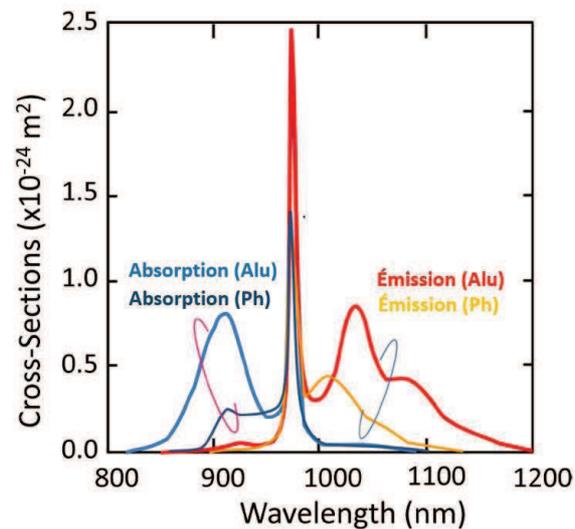


Figure 50: Sections efficaces d'émission et d'absorption pour une fibre aluminosilicate et pour une fibre phosphosilicate selon Zervas et al [76]

A partir de ces valeurs de section efficace d'absorption et d'émission, il est possible de calculer les fréquences de coupure des deux amplificateurs afin de les comparer aux valeurs expérimentales mesurées sur les RINs respectifs (Figure 49).

	Fibre 1	Fibre 2
MFD (μm)	6,5	11
A (m^2)	2.10^{-11}	9.10^{-11}
σ_{sa} (m^2)	négligeable (10^{-27})	négligeable (10^{-27})
σ_{sc} (m^2)	$4,2.10^{-25}$	$2,75.10^{-25}$
Recouvrement du signal avec la zone dopée Γ	0,62	0,8
Fréquence de coupure théorique (kHz)	13,2	2,6\pm1,6
Fréquence de coupure expérimentale (kHz)	15,8\pm5	3,7\pm1

Tableau 2-4: Comparaison entre la fréquence de coupure théorique et la fréquence de coupure expérimentale (en kHz) pour la fibre 1 et la fibre 2 à une puissance de sortie de 1W.

Les valeurs expérimentales de fréquence de coupure de ces deux fibres, calculées sur nos courbes de bruit d'intensité de la Figure 49, sont en accord avec les valeurs issues du modèle analytique. Ce modèle analytique, développé cette fois pour les fibres dopées Ytterbium, est donc un outil puissant pour anticiper les fréquences de coupure de nos amplificateurs. La fonction de transfert de notre amplificateur en fonction de la puissance de sortie est modélisable à partir de ce modèle. Cela sera utile pour développer des systèmes d'asservissement performants capable de supprimer l'excès de bruit dans les systèmes amplificateurs. L'asservissement du bruit d'intensité des amplificateurs haute puissance sera traité au chapitre 4.

L'amplification d'un signal source ultra bas bruit par un premier amplificateur, en utilisant un pompage gaine et des diodes de pompe multimodes permet de voir qu'un transfert du bruit de la pompe vers le bruit du signal source est opéré à partir de la fréquence de coupure de la fibre. Pour le développement d'un préamplificateur de faible puissance, permettant d'amplifier quelques dizaines de mW jusqu'à un Watt, la fibre 2 a été retenue pour sa fréquence de coupure plus faible engendrant un bruit d'intensité inférieur (3,7 contre 15,8 kHz).

Pour atteindre des puissances de sortie de plusieurs dizaines de Watts, un nouvel étage amplificateur est à développer. Cet amplificateur, utilisant une troisième fibre amplificatrice, possédant une plus grande aire modale afin d'éviter l'apparition d'effets non-linéaires, est appelée fibre 3. Ce troisième amplificateur est détaillé dans la partie ci-dessous.

2.5. Amplificateur [1-50W]

La montée en puissance dans les lasers monofréquence est limitée par les effets non-linéaires détaillés dans le chapitre 1 tels que la Diffusion Brillouin Stimulée (DBS). De nombreuses méthodes pour réduire ou annihiler ce phénomène ont été développées au cours du temps comme les gradients thermiques, la mise en tension de la fibre ou la compétition par le gain. Cependant, dans le cadre de notre étude de cette thèse CIFRE, le but est de développer un laser monofréquence, bas bruit d'intensité et haute puissance sans système actif supplémentaire afin d'en faire un système industriel le plus fiable possible. Par conséquent, toutes ces méthodes bien connues ne peuvent être appliquées comme solutions. Le seuil d'apparition du DBS dépend

de plusieurs paramètres tels que le diamètre du cœur, la longueur de la fibre dopée ainsi que la puissance de sortie du laser.

2.1.12. Montage expérimental

Dans la suite de cette partie, nous allons détailler l'étage amplificateur. Comme le préamplificateur, il est en configuration pompage gain copropagatif. L'injection du signal et de la pompe s'effectue à l'aide d'un combineur haute puissance dont la fibre de sortie fait 10 μm de diamètre de cœur. Afin d'atteindre une puissance de 50W, l'utilisation de deux diodes de pompe émettant 60W à 976nm est requise.

La fibre dopée utilisée pour l'étage amplificateur a les caractéristiques suivantes :

	Fibre 1	Fibre 2	Fibre 3
MFD (μm)	6,5	11	15
Ouverture Numérique du cœur	0,12	0,075	0,06
Absorption à 976nm dans la gaine (dB/m)	1,8	4,8	7

Tableau 2-5: Propriétés de la fibre 3 de 15 μm de MFD.

La différence de 30% entre le MFD de la fibre de sortie du combineur (11 μm) et la fibre amplificatrice 3 (15 μm), engendre le développement d'une brique technologique complète. En effet, la soudure de ces deux fibres aux dimensions différentes est un challenge technologique. A la fois les pertes sur le signal et l'adaptation modale sur la fibre 3 sont rigoureusement examinés. Par conséquent, la soudure entre ces deux fibres ajoute moins de 0,01 dB de pertes sur le signal tout sans excitation des modes d'ordre supérieur de la fibre 3 lors de l'injection du signal à amplifier.

Le schéma expérimental de l'amplificateur est décrit ci-dessous :

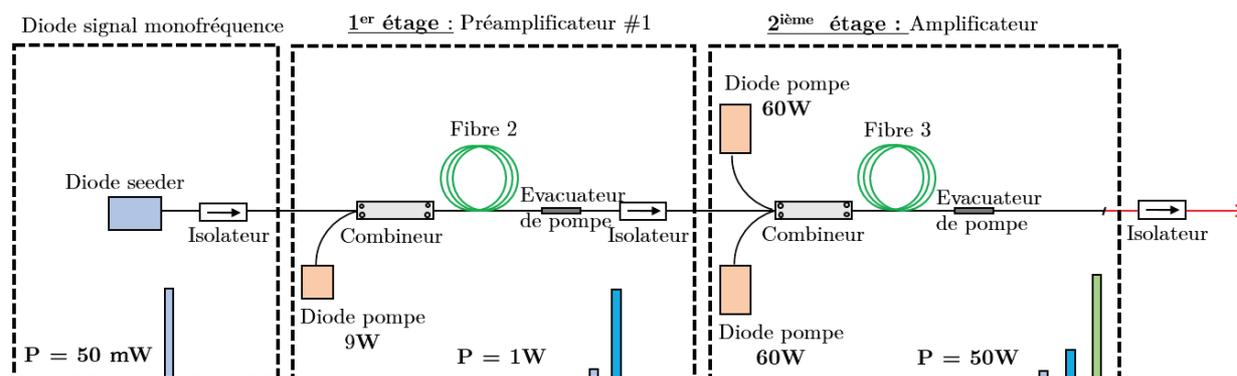


Figure 51: Synoptique du l'amplificateur pouvant émettre 50W à partir de la fibre 3 de 15 μm de MFD.

2.1.13. Montée en puissance à partir d'une fibre de 15 μm de MFD

Une puissance de 50W est atteinte pour une puissance de pompe de 65W, soit une efficacité de 74%. Le profil intensimétrique pris à 50W permet de valider la brique technologique sur la soudure entre la fibre du combineur et la fibre amplificatrice. Le mode est gaussien à 98% à 50W de puissance de sortie. Un isolateur en espace libre est positionné en sortie du laser afin d'éviter un retour optique dans l'amplificateur, qui pourrait être destructeur pour le système.

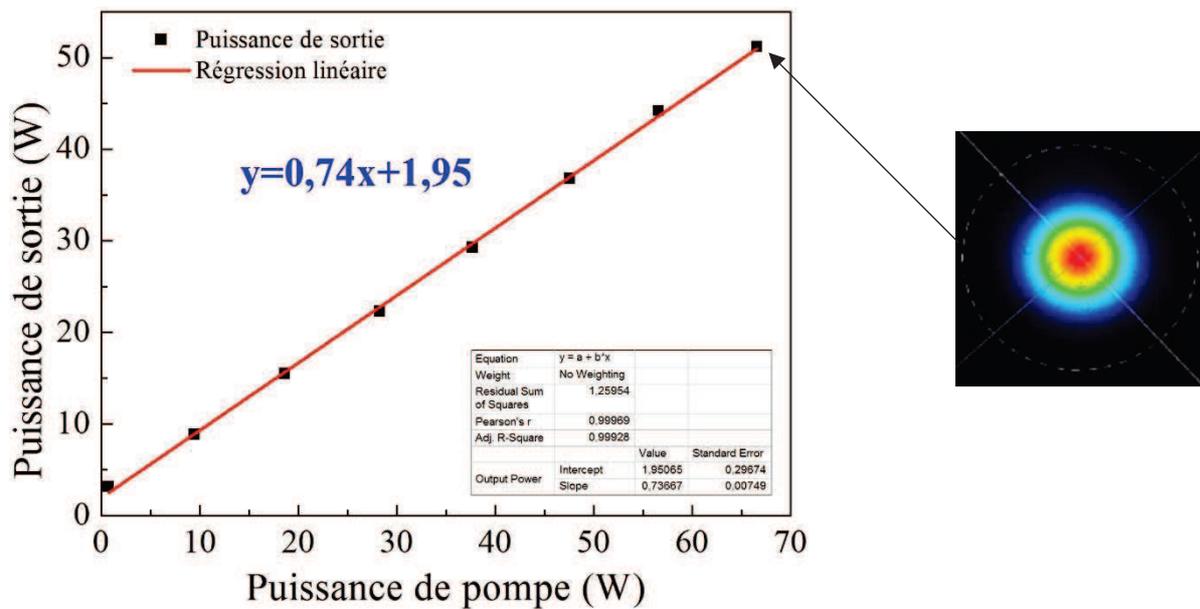


Figure 52 : Puissance de sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance de pompe injectée jusqu'à 50W (à gauche). Profil intensimétrique du faisceau en sortie du laser pris à 50W (à droite)

Le spectre optique en sortie de l'amplificateur ne présente aucun signe d'ESA avec un rapport signal sur ESA supérieur à 45 dB, comme le montre la figure ci-dessous :

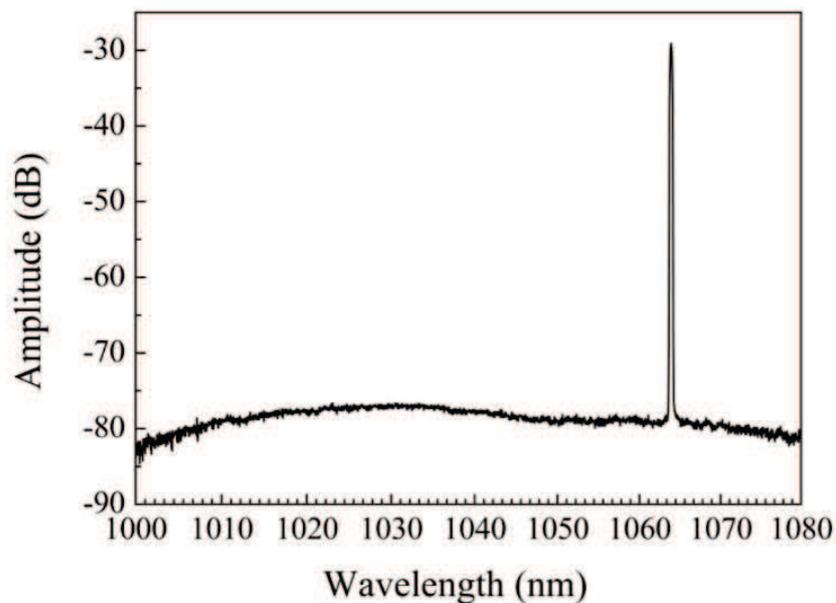


Figure 53: Spectre optique pris à 50W entre 1000 et 1080 nm

Au niveau du bruit d'intensité, Les deux diodes de pompe sont donc mise en série afin qu'elles puissent travailler dans un régime de confort, loin de la limite minimum (seuil d'émission des diodes) et loin de la limite maximale (courant maximal des diodes). En effet, les diodes de puissance multimode sont caractérisées par une amélioration du bruit d'intensité en fonction du courant d'opération, comme le montre la Figure 54, avec un gain de 15 dB entre 1,5A et 6A :

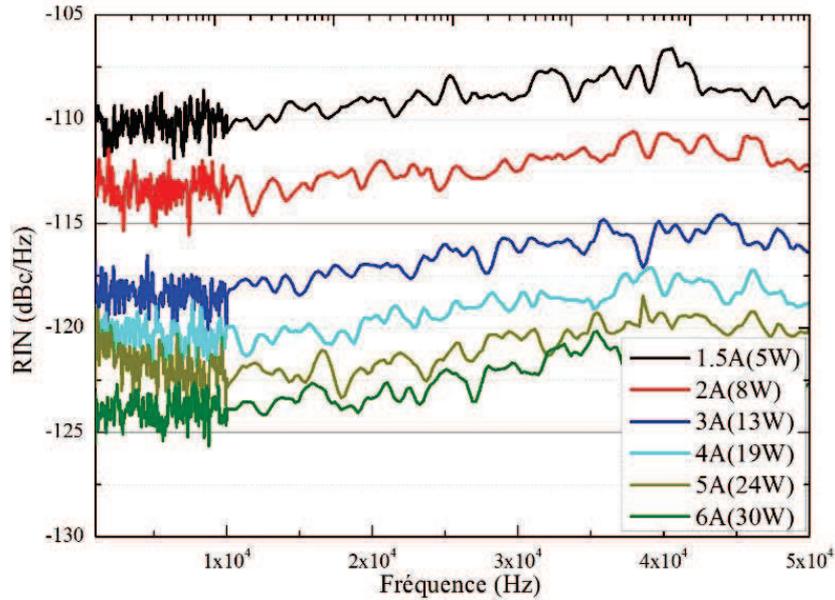


Figure 54 : Mise en évidence de la réduction du RIN d'une pompe multimode 60W opérée entre 1,5A et 6A (sur 12A) pris entre 1kHz et 50kHz

Le bruit des pompes multimodes s'améliorent au fur et à mesure de la montée en puissance. Il est donc important de les opérer à $\frac{I_{\max}}{2}$ afin d'optimiser le bruit basses fréquences du laser.

2.1.14. Mise en lumière des effets non-linéaires par la mesure de bruit d'intensité

De plus, comme nous le savons, un des désavantages de la technologie fibre pour la montée en puissance est l'apparition des effets non-linéaires (cf Chapitre 1). Parmi les effets non-linéaires des lasers à fibres ou des amplificateurs à fibres haute puissance, le DBS est à éviter pour deux raisons principales. La première est, qu'il peut être perturbateur voire destructeur pour le laser en lui-même (onde rétroactive amplifiée par le milieu à gain notamment). La seconde est, qu'il devient une source de bruit d'intensité non négligeable, dont la signature est reconnaissable sur la mesure du RIN.

Une méthode efficace pour déterminer ce seuil est de monitorer la puissance contrapropagative qui remonte vers le préamplificateur. Cette détection est permise à l'aide d'un coupleur du type 99 :1 , qui mesure la puissance Brillouin qui revient.

Une autre méthode, qui permet également de détecter la présence de ces effets non-linéaires est la mesure du RIN. Il est vrai qu'une mesure de RIN d'un système laser est un excellent moyen pour déceler toutes perturbations optiques. A partir d'un système de détection bas bruit, permettant de mesurer de très faibles perturbations d'intensité (-170 dBc), il est possible de déterminer avec précision le seuil d'apparition du DBS. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, le seuil Brillouin dépend de la largeur spectrale de la source $\Delta\nu$ mais aussi du diamètre du cœur de la fibre et de la longueur de la fibre. Pour étudier la signature du Brillouin sur le RIN, il suffit donc de faire un amplificateur dont la longueur est intentionnellement rallongée et/ou d'augmenter la puissance de signal source.

2.1.14.1. Rallongement de la fibre

En prenant un amplificateur dont la longueur de la fibre est largement supérieure à ce que les modèles prévoient vis-à-vis de la saturation de l'amplification, chaque centimètre supplémentaire va permettre d'amplifier le DBS. Pour des puissances de sortie de 25,50 et 55W, avec une longueur d'interaction accrue afin d'abaisser le seuil Brillouin, on assiste à une augmentation du bruit d'intensité à partir de plusieurs centaines de kHz.

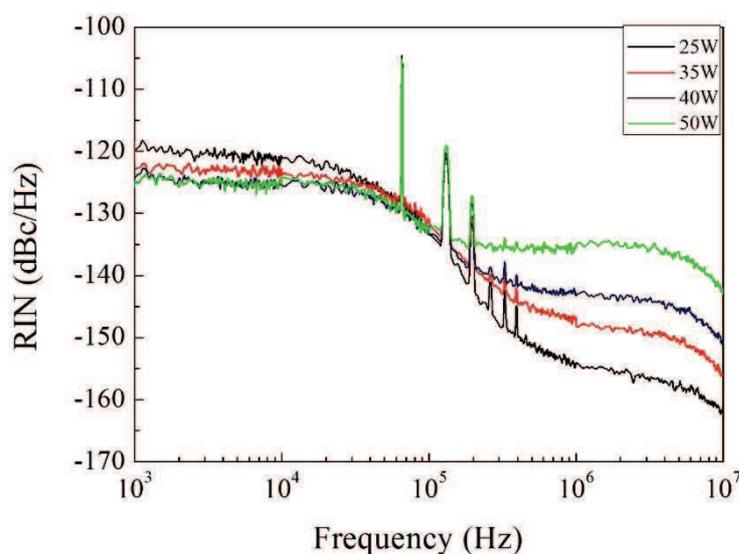


Figure 55: RIN à 25, 35, 40 et 50W à partir d'une fibre de 15 μ m dont la longueur a été rallongée (4m)

L'ajout de bruit par le DBS est de plus en plus important dès lors que la puissance de sortie augmente, comme le montre la figure ci-dessus. A contrario, on observe que le bruit basse fréquence s'améliore avec la puissance de sortie. Cette réduction de bruit s'explique par l'amélioration du bruit de la pompe avec le courant, comme vu précédemment (Figure 54).

De plus, le DBS est un phénomène optique, dont la largeur de son impact sur le bruit d'amplitude est bien connue et a été mesurée par Horowitz et al [78]. Cette même largeur est mesurée à l'aide d'une photodiode très large bande (1GHz) et un analyseur de spectre.

Ces résultats sont en accord avec les mesures de Horowitz dont la comparaison est effectuée ci-dessous :

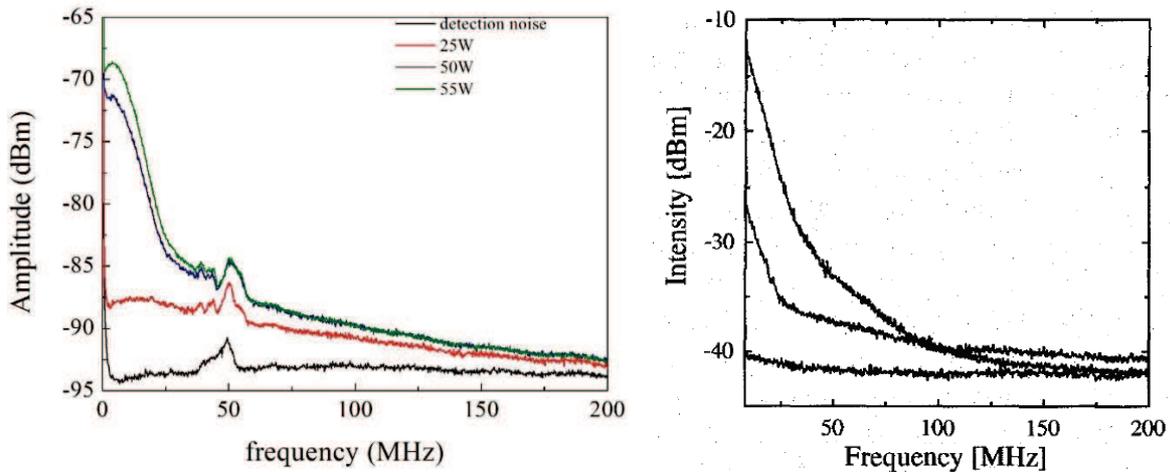


Figure 56 : Mise en évidence de la signature du DBS sur le bruit d'intensité à l'aide d'une photodiode large bande et d'un analyseur de spectre (à gauche) et comparaison avec les travaux de Horowitz [78] (à droite).

2.1.14.2. Augmentation de la puissance de la diode signal

Pour s'assurer que cette signature provient bien du DBS, nous pouvons également faire varier le gain de l'amplificateur. Avec un profil de gain constant dans le milieu à gain, la puissance seuil du DBS est atteinte plus rapidement dès lors que la puissance d'injection du signal est importante. Cela se vérifie dans la figure ci-dessous, où nous avons fait varier la puissance de signal source de 0,5W à 4W puis pris les mesures de RIN à 50W. On s'aperçoit donc que le Brillouin est de plus en plus important en fonction de la puissance d'injection.

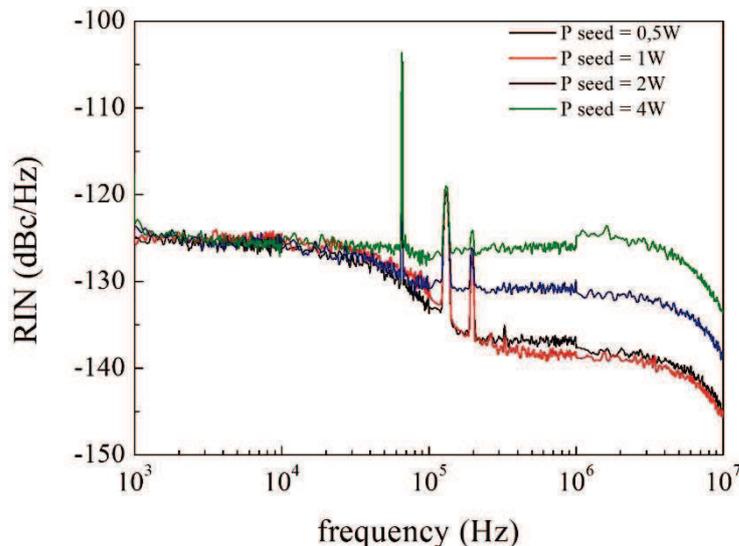


Figure 57: Evolution du RIN en fonction de la puissance de signal d'entrée sur la fibre de 15 μ m

Sur la figure ci-dessus, on s'aperçoit donc que pour une longueur donnée de fibre dopée L, le bruit d'intensité évolue en fonction de la puissance de signal source à L=0. Une augmentation de 15 dB est démontrée entre un P_{seed} de 0,5W et un P_{seed} de 4W, ce qui est en adéquation avec

l'apparition du DBS. De plus, nous pouvons remarquer que cet excès de bruit se comporte comme un bruit blanc à partir de plusieurs centaines de kHz. La diminution de bruit à partir de 5 MHz est un artefact de mesure. La photodiode utilisée a ici une bande passante inférieure à 10MHz.

A partir de cette mise en lumière de la signature du DBS dans la mesure du RIN, il est alors plus aisé de travailler sur le développement d'un amplificateur bas bruit haute puissance. Nous avons vu qu'en jouant sur la puissance de signal source et sur la longueur de la fibre, nous pouvions exacerber cet effet non-linéaire. Il suffit donc de trouver un couple optimal $[P_{\text{signal}}/L]$ permettant d'atteindre plusieurs dizaines de Watts sans effet linéaire et donc sans ajout de bruit.

2.1.14.3. Optimisation du couple $[P_{\text{signal}}/L]$

Dans un premier temps, une étude comparative sur la longueur de la fibre active a été menée. En passant de $L=3\text{m}$ à $L=2,75\text{m}$ puis $L=2,5\text{m}$, le bruit d'intensité à hautes fréquences est diminué de 15 dB avec une puissance de signal source égale à 2W. Le DBS est donc réduit de manière significative mais la mesure montre un excès de bruit de 10 dB par rapport au bruit de grenaille. Cet excès de bruit est un signe que le DBS a été réduit mais est encore présent dans l'amplificateur.

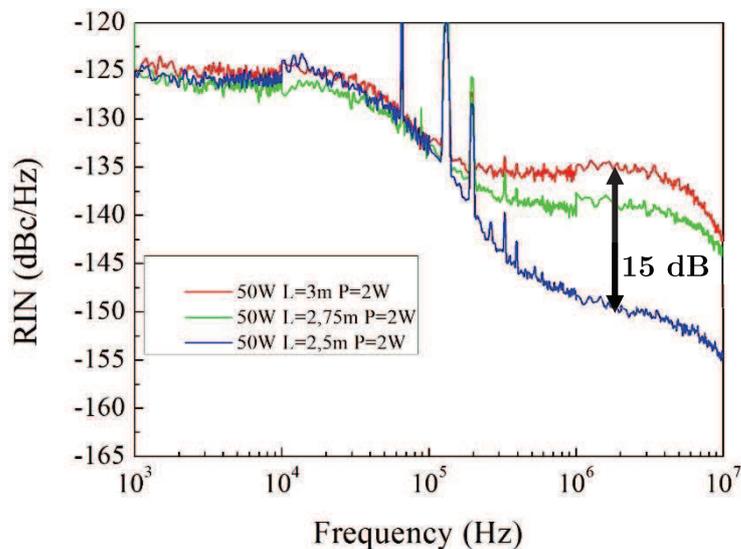


Figure 58: Effet de la réduction de la longueur de 3m à 2,5m sur le RIN d'une fibre de 15 μm à une puissance de 50W

Dans un second temps, on abaisse la puissance du signal source de 2W à 1W tout en gardant la longueur de la fibre à 2,5m. L'excès de bruit est réduit de 6 dB est le niveau de bruit atteint désormais -160 dBc/Hz à hautes fréquences.

En comparant avec 40 et 25W, on s'aperçoit que le niveau de bruit subit une hausse de seulement 5 dB entre ces deux mesures.

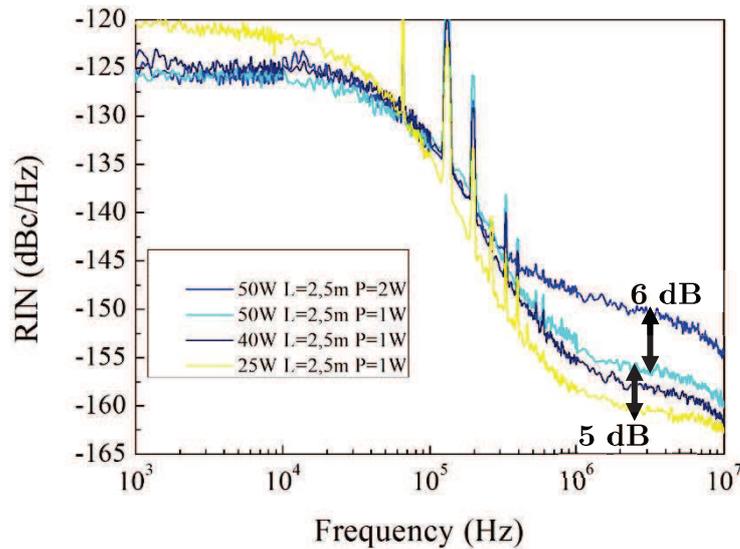


Figure 59: Effet de la puissance de signal sur une fibre de 15 μ m entre 25W et 50W pour une longueur de 2,5m

On pourrait continuer l'optimisation du couple $[P_{\text{scd}}/L]$ afin de supprimer l'excès de bruit de quelques dB entre 25W et 50W. Cependant, l'absorption de l'onde de pompe à 976nm par le milieu à gain est d'environ 7dB/m en configuration pompage gaine. De ce fait, en théorie, sur notre laser 50W avec une efficacité de 74%, la puissance de pompe résiduelle au bout des 2,5m est proche de 2W. En diminuant encore la longueur de la fibre dopée, la puissance résiduelle va continuer de croître. Pour des contraintes industrielles compréhensibles (thermique notamment) l'augmentation de la puissance résiduelle n'est pas désirée. De ce fait, une réduction supplémentaire de la longueur n'est pas effectuée.

D'autre part, une diminution de la puissance de signal source va diminuer le DBS mais va également augmenter le gain de l'amplificateur. Un fort gain (>20dB) dans les amplificateurs à fibres est à éviter dans un cadre de développement de lasers industriels afin de garder le laser le plus robuste possible.

Pour toutes ces raisons, une augmentation du bruit d'intensité à hautes fréquences de seulement 5 dB est un bon compromis pour le développement d'un laser haute puissance bas bruit en régime monofréquence.

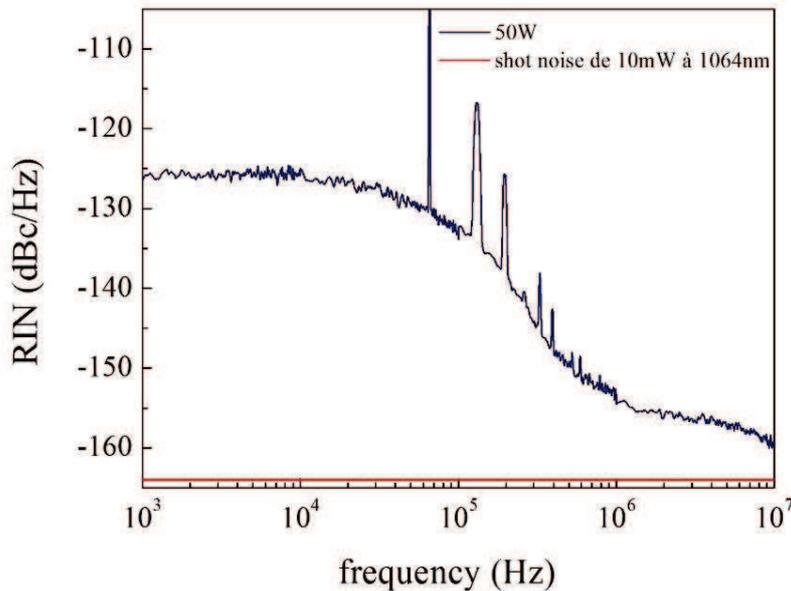


Figure 60: Spectre optique (à gauche) et RIN (à droite) pris sur l'amplificateur à une puissance de 50W à partir de la fibre de 15 μ m de MFD

2.1.15.Synthèse

Dans les deux dernières parties, nous avons vu que l'effet limitant majeure de la montée en puissance est la diffusion Brillouin stimulée. A partir de trois fibres dopées commerciales, dont les différents MFD sont de [6,5 ; 11 et 15 μ m] et pour des longueurs de fibre suffisamment élevées ($L=3m$) pour que la majorité de la pompe résiduelle soit absorbée, le seuil Brillouin limitant la montée en puissance est visible sur le graphique ci-dessous.

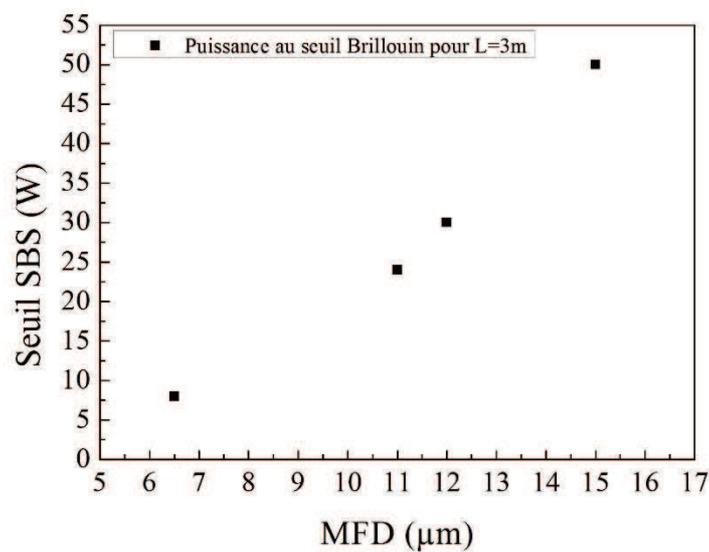


Figure 61: Puissance d'apparition du DBS en fonction du MFD de fibres dopées Ytterbium pour une longueur de 3m

De ce fait, pour le développement de sources monofréquences dans le cadre d'une production industrielle, il est difficile de dépasser les 50W à partir de fibres classiques. L'augmentation de la puissance nécessite donc une augmentation de la taille du cœur de la fibre dopée (plusieurs dizaines de microns) tout en gardant une émission monomode. Le comportement monomodal ou multimodal d'une fibre est déterminé par la fréquence normalisée V ($V < 2,405$) qui dépend du rayon du cœur de la fibre a , de la longueur d'onde du signal λ et de l'ouverture numérique ON , comme l'indique la formule suivante :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} ON \quad (2.69)$$

Par conséquent, les fibres à large aire modale (LMA) présentant un rayon de cœur important sont des solutions potentielles à la montée en puissance. Les technologies classiques de fabrication des fibres (MCVD) ne permettent pas la réalisation de fibres optiques dopées dont la gaine entourant le cœur ait un indice suffisamment bas pour que l'émission reste monomode [79]. Ceci se traduit par la perte du caractère monomode du cœur et donc une distribution spatiale de la puissance difficilement prévisible et ne correspondant pas à un profil exploitable pour de nombreuses applications. La solution pour garder une valeur de fréquence normalisée proche de 2,405 est d'abaisser l'ouverture numérique du cœur et donc de garder une émission monomode. L'ajout de microstructures dans les fibres LMA permet de se rapprocher d'une émission monomode. Les fibres microstructurées ont été inventées par Knight et al [80] à la fin des années 90. La micro-structuration consiste à réaliser une alternance de silice et de trous d'air de manière bien définie à partir d'un maillage caractérisé par d , le diamètre des trous d'air et Λ l'espacement entre chaque trou. La fabrication de ce maillage est basée sur la technique d'assemblage/étirage comme le montre la Figure 62.

Lorsque le paramètre d est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde guidée et que le rapport d/Λ est petit, l'indice de réfraction effectif de la zone microstructurée devient faible. La micro-structuration de la fibre LMA a donc pour intérêt d'abaisser l'indice de réfraction effectif dans la zone microstructurée en dessous des valeurs accessibles par exemple par dopage au fluor. Ainsi, il est possible d'obtenir une ouverture numérique faible et donc de garantir un comportement monomode malgré une grande taille de cœur.

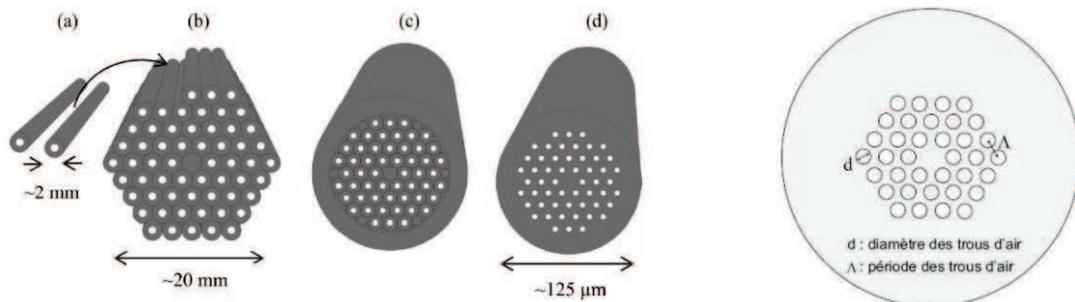


Figure 62: Illustration de la technique d'assemblage/étirage pour la fabrication d'une fibre microstructurée : (a) assemblage de capillaires millimétriques, (b) formation du motif périodique, (c) un tube manchon permet de contenir cet assemblage, (d) une fois tiré en fibre, seuls les trous correspondant à l'intérieur des capillaires sont maintenus ouverts.

De plus, la montée en puissance est permise grâce à l'utilisation d'une double gaine air/silice, appelé air-clad, permettant de guider avec une forte ouverture numérique l'onde de pompe incidente. Cette gaine air/silice est obtenue en disposant des capillaires de silice autour de la gaine de pompe. Lors du tirage de la fibre, ces capillaires sont soumis à une surpression qui provoque leur gonflement et donc la réduction de l'épaisseur de silice séparant deux trous d'air [81]. C'est l'épaisseur de ces ponts qui fixe l'ouverture numérique de la gaine d'air. En effets, ces ponts en silice peuvent être considérés comme des guides d'onde entre la gaine de pompe et la gaine externe. Il apparait alors un indice effectif dépendant à la fois de l'indice de l'air ($n=1$) contenu dans les trous ainsi que de l'épaisseur et de l'indice des ponts en silice ($n=1,45$). Plus l'épaisseur des ponts est faible, plus l'indice effectif approche celui de l'air.

La comparaison entre une fibre active double gaine non microstructurée et une fibre LMA microstructurée avec une gaine d'air est visible ci-dessous :

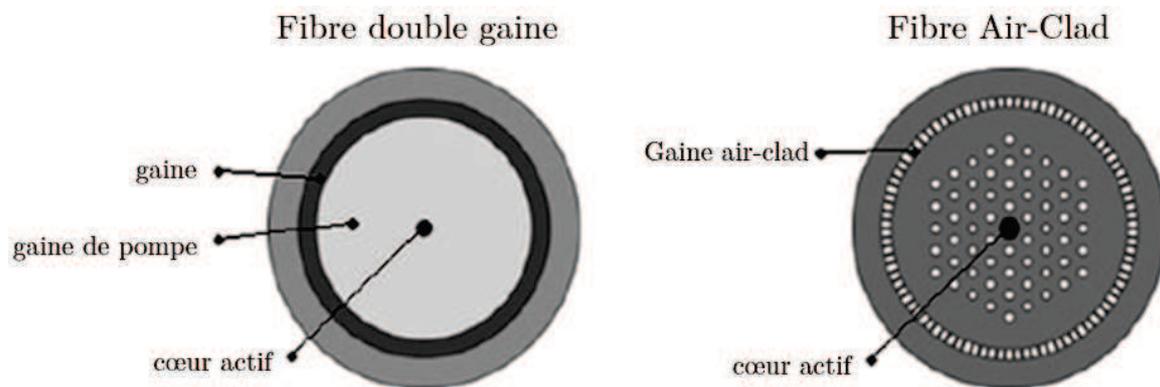


Figure 63: Schéma d'une fibre double gaine (à gauche) et d'une fibre Air-Clad microstructurée (à droite).

	Fibre double gaine	Fibre Air-Clad
Diamètre du cœur (μm)	5-10	jusqu'à 40
Ouverture numérique du cœur	0,12	0,03
Diamètre de la gaine de pompe (μm)	125-600	200-600
Ouverture numérique de la pompe	<0,48	0,6

Tableau 2-6: Comparaison en terme de diamètre de cœur, diamètre de gaine ainsi que d'ouverture numérique pour une fibre double gaine et une fibre air-clad.

Un des inconvénients de ce type de fibre à large aire modale, est la difficulté à souder des fibres passives à ce type de fibres amplificatrices. Il faut en effet développer une nouvelle brique technologique à base d'adaptateurs modaux (MFA en anglais, pour Mode Field Adapter) permettant d'adapter le mode de l'onde signal lors de l'injection dans la fibre dopée.

Cependant, un des avantages dans le cadre d'un développement de sources lasers haute puissance et à bas bruit d'intensité se situe au niveau de la fréquence de coupure. En effet, en reprenant la formule (2.67), en faisant les simplifications sur le second et troisième terme ($w_{eff} \approx P_s^0(L)B_s$) et en la développant, on s'aperçoit que :

$$w_{eff} \approx \frac{P_s^0(L)}{A} K \quad (2.70)$$

Où K est une constante et est définie par : $K = \Gamma_s(\sigma_{sa} + \sigma_{se})$

De ce fait, en utilisant des fibres à large cœur, c'est-à-dire en augmentant A , la surface du cœur de la fibre, on diminue la fréquence de coupure ce qui permet d'obtenir des lasers à plus bas bruit. Cependant, ce phénomène est annihilé par l'augmentation de la puissance de sortie $P_s^0(L)$ qui tend à augmenter cette fréquence. Pour diminuer la fréquence de coupure d'une fibre, tout en augmentant la puissance, il faut donc que le rapport des surfaces soit supérieur au gain en puissance de sortie.

Dans notre cas concret, étant limité par le DBS juste après 50W, et ne voulant pas utiliser de techniques bien connues pour réduire et/ou supprimer cet effet non-linéaire (mise en tension de la fibre, gradients thermiques, ...), nous optons pour une fibre dont le MFD est supérieur à 15 μ m.

2.6. Montée en puissance supérieure à 50W

La montée en puissance au-dessus de 50W nécessite donc l'utilisation de fibres commerciales à large cœur dopé afin de supprimer les effets non-linéaires, que l'on appelle fibre LMA. En augmentant leur diamètre du cœur, ces fibres souvent deviennent multimodes, présentent des qualités de faisceau et de taux de polarisation réduites mais souffrent également d'un plus fort dépointé de faisceau. De plus, dans notre cadre, malgré l'augmentation de la géométrie de la fibre, celle-ci doit rester suffisamment souple afin de pouvoir l'intégrer convenablement dans un produit industriel. Elle doit également être facilement soudable, être robuste dans le temps (plusieurs dizaines de milliers d'heures à pleine puissance) et ne pas trop souffrir du photo-noircissement. Les fibres LMA pouvant répondre totalement ou partiellement à ce cahier des charges sont listées dans la partie suivante.

2.1.16. Liste des fibres LMA candidates à la montée en puissance

Les fibres à large aire modale ayant un MFD supérieur à 20 μm sont présentées dans le tableau ci-dessous.

Fournisseur	Nom de la fibre	Φ cœur (μm)	Φ gaine (μm)	MFD (μm)	Absorption 976nm (dB/m)	Fréquence ⁴ normalisée V	Prix/m (€)
Nufern	PLMA -YDF-25/250-VIII	25	250	22	5	4,8	420
INO	YB-MCOF-35/250-05-2.0-PM	35	250	25	10	7,23	700
NKT	DC 200/40-YDF	40	200	31	10	3,54	2000

Tableau 2-7: Etude comparative de trois fibres commerciales de large aire modale pour le développement de l'amplificateur de puissance > 50W.

La comparaison de chacune des fibres en fonction du cahier des charges visé dans cette thèse CIFRE permet d'établir les conclusions suivantes :

Tout d'abord, la fibre PLMA -YDF-25/250-VIII de Nufern, devrait avoir un seuil Brillouin bien plus faible que les autres pour deux raisons. La première, son MFD est plus petit que les autres (20 contre 25 et 31 μm). La seconde, elle présente une absorption un peu plus faible à 976nm (5 dB/m), qui doit être compensée par une longueur de fibre plus élevée, ce qui favorise l'apparition du DBS.

Ensuite, la fibre YB-MCOF-35/250-05-2.0-PM de l'INO, laisse à penser que le seuil Brillouin sera supérieur à 100W du fait de son MFD (25 μm) et de son coefficient d'absorption à 976nm élevé (10 dB/m). Cependant, en calculant la fréquence normalisée de cette fibre, on s'aperçoit que la fibre est loin d'être monomode. Le caractère monomode est primordial pour les applications visées par ces lasers. Cependant, une fibre soit disant multimode naturellement peut devenir monomode sous l'effet de contraintes spéciales, telles que le rayon de courbure pendant l'intégration, permettant de créer de nombreuses pertes sur les modes d'ordre supérieurs et de favoriser le gain du mode fondamental uniquement.

La fibre DC 200/40-YDF de NKT Photonics semble alors être le candidat idéal pour notre montée en puissance du fait de la valeur du MFD qui dépasse les 30 μm . Sa technologie microstructurée que nous détaillerons par la suite, permet d'obtenir une émission monomode malgré un diamètre de cœur élevé. La valeur de l'absorption à 976nm est égale à 10 dB/m, ce qui permet d'envisager des amplificateurs de courtes longueurs afin de repousser le seuil Brillouin le plus loin possible.

⁴ Comme vu précédemment, la fréquence normalisée indique si la fibre est monomode ou multimode. En effet, pour une valeur inférieure ou égale à 2,405 alors la fibre est dite monomode. Pour toute valeur supérieure à 2,405 alors la fibre est dite multimode.

2.1.17. La fibre AirClad DC 200/40-YDF de NKT Photonics

La fibre DC 200/40-YDF fournie par NKT Photonics, est une fibre à cristaux photoniques (PCF) dite double gaine à large mode.

La figure ci-dessous présente une vue en coupe de la face d'une fibre DC 200/40-YDF. Le cœur dopé aux ions Yb de 40 μm de diamètre est entouré de trous d'air ainsi que de deux barreaux de polarisation. Ce cœur, dont le MFD est de 31 μm ne supporte qu'un seul mode fondamental. La structure double gaine de 200 μm est formée par un anneau de trous d'air, ce qui lui permet d'avoir une ouverture numérique très élevée pour la pompe ($>0,55$). Une vue en coupe est proposée ci-dessous.

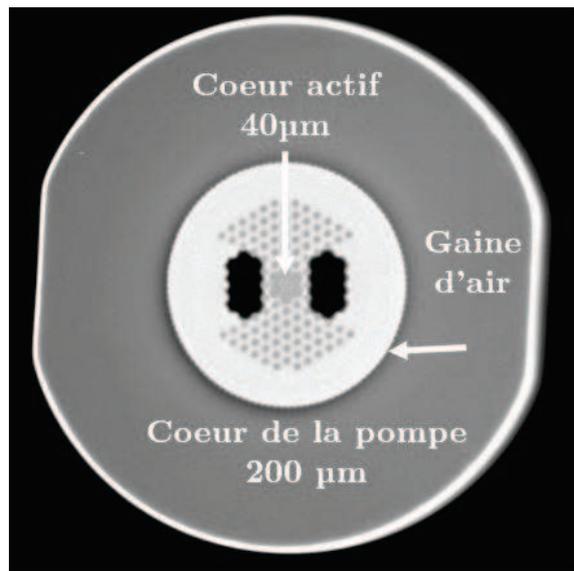


Figure 64 : vue en coupe de la fibre DC 200/40-YDF

Comme nous l'avons vu au-dessus, les fibres amplificatrices doivent être naturellement monomode afin de garder une qualité de faisceau en limite de diffraction et une grande stabilité de pointé du faisceau. Dans le but d'atteindre un comportement monomode avec des fibres à large cœur, l'ouverture numérique du cœur doit être réduite. Cela devient délicat avec des fibres à saut d'indice dont le diamètre du cœur dépasse les 15 μm puisque l'étroite différence d'indice entre le cœur et la gaine est difficile à fabriquer. D'un autre côté, avec les fibres PCF, une faible ouverture numérique peut être atteinte en réduisant le diamètre des trous de la gaine, ce qui cette fois, peut être contrôlé avec précision.

De ce fait, en utilisant cette technique, la fibre DC 200/40-YDF est monomode pour des longueurs d'onde aux alentours de 1 μm . La coupure entre un comportement monomode et multimode est défini par le croisement entre l'indice du mode effectif du mode LP_{11} et le premier mode de gaine. A ce croisement, le mode LP_{11} se couple du cœur à la gaine et le mode restant dans le cœur est le mode fondamental LP_{01} .

Les deux barreaux de polarisation créent une structure guide d'onde polarisante sur une seule et unique direction de propagation. La biréfringence induite dans le cœur augmente davantage l'indice de réfraction dans la direction du plan de ces barreaux (l'axe lent, l'axe x) que dans la

direction perpendiculaire du plan des barreaux (l'axe rapide, l'axe y). L'ouverture numérique du cœur pour le mode de l'axe lent est donc plus forte que celle de l'axe rapide, ce qui provoque une bande spectrale où seulement l'axe lent est guidé. Cette propriété polarisante de la fibre, selon un seul axe est décrite par le graphique suivant :

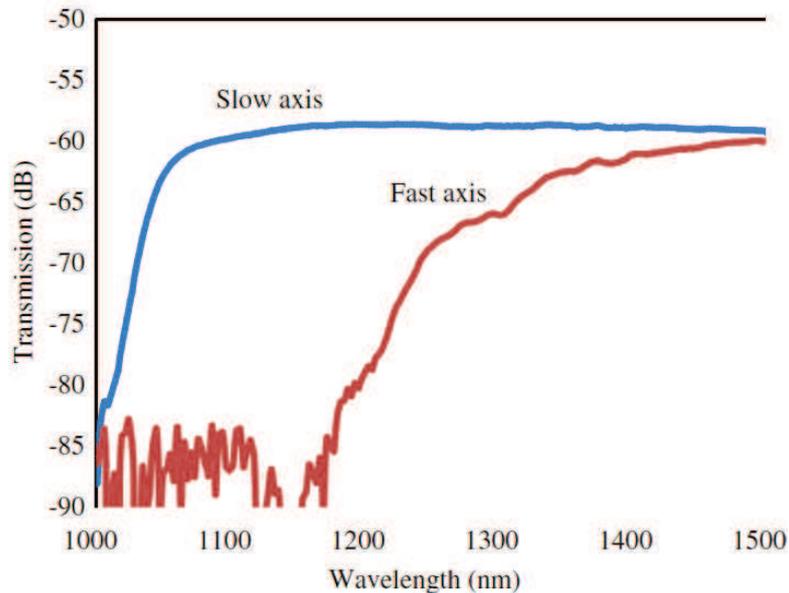


Figure 65 : Etude de la transmission pour deux axes de polarisation. La structure polarisante de la fibre génère une forte atténuation pour la polarisation en y pour des longueurs d'onde inférieures à 1200nm tandis que la polarisation en x est bien guidé jusqu'à 1200nm.

Pour résumer, cette fibre DC 200/40-YDF est un candidat sérieux pour notre montée en puissance. Ses principales propriétés sont répertoriées dans le tableau suivant :

<i>Propriétés de la fibre DC 200/40-YDF de NKT Photonics</i>	
<i>Avantages</i>	<i>Inconvénients</i>
Large cœur (MFD=31µm)	Prix (2000€/m)
Monomode	Difficile à souder
ON du cœur (ON≈0,03)	Non PM mais Pz
ON de la gaine (ON =0.6±0,05)	Modes de gaine important
Montée en puissance possible (>50W)	

Tableau 2-8: Liste des avantages et des inconvénients de la fibre DC-200/40-YDF utilisée pour le développement d'un laser de puissance supérieure à 50W.

2.1.18. Préparation de la fibre DC 200/40-YDF

Comme il a été indiqué dans le tableau ci-dessus, et comme on peut l'imaginer avec une fibre microstructurée dont le cœur est de 40 µm, il est assez difficile d'arriver à souder cette fibre à un combineur afin de développer un amplificateur. C'est notamment pour cette raison que de nombreux résultats scientifiques, qu'ils soient en régime continu ou en régime impulsionnel [82,83,84], utilisant cette fibre ou des fibres similaires, ont été obtenus en configuration espace libre. C'est-à-dire que la pompe et/ou le signal sont envoyés dans la fibre à l'aide d'un jeu de

lentilles. De 20W en 2001 par Höfer et al [85] à 100W en 2003 par Liem et al [86], on a atteint plus récemment des puissances record de 246W par Karow et al [87] en régime monofréquence.

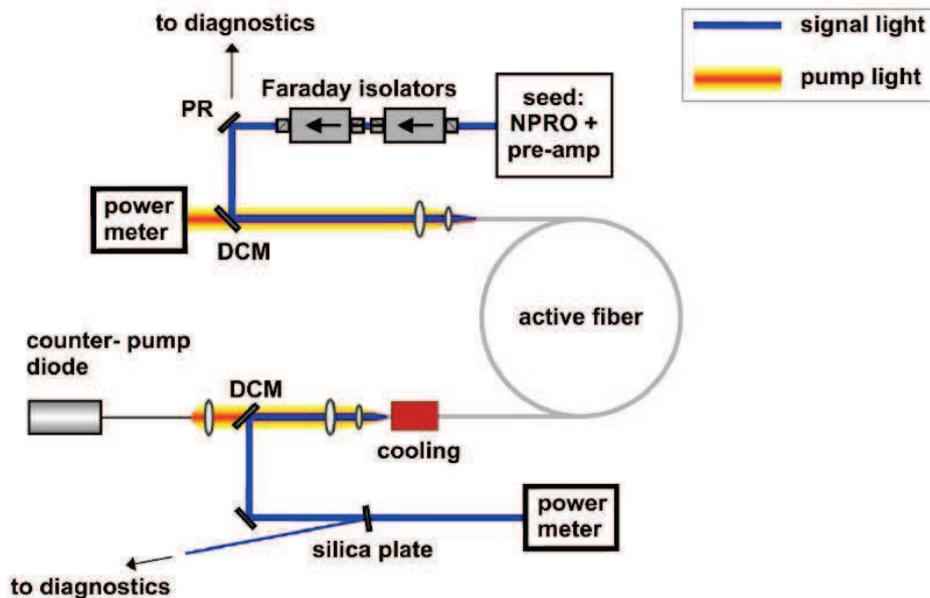


Figure 66 : Dispositif expérimental d'un MOPA avec injection en espace libre du signal et de la pompe dans une fibre PCF de MFD=29 μ m (issu des travaux de Karow et al [87])

Cependant, dans le but de développer des produits robustes, il est primordial de passer par une configuration toute fibrée pour ce type de laser. Ce travail a été effectué avec l'aide du Centre Technologique ALPhANOV. Un combineur haute puissance a donc été soudé à cette fibre à cristaux photoniques à l'aide d'un adaptateur de mode (MFA). Ce MFA, permet de passer d'un MFD de 10 μ m à un MFD de 30 μ m afin d'injecter au mieux notre signal source dans la fibre dopée. De nombreux tests ont été effectués sur la tenue à la puissance, le mode de sortie, le maintien de la polarisation, les pertes du signal et de la pompe afin d'arriver à une configuration optimale dont les principaux résultats sont exposés ci-dessous :

Tests	Valeurs
Puissance de pompe injectée	300W
Pertes sur le signal	0,6 dB
Pertes sur la pompe	0,1 dB

Tableau 2-9: Rapport de test sur les pertes signal et les pertes pompe jusqu'à une puissance de pompe injectée de 300W en sortie du MFA développé.

A l'aide de ce MFA sur cette fibre DC 200/40-YDF, l'idée de pomper avec 300W (valeur maximale pour un combineur 6+1 vers 1 standard) est rendue possible. C'est ce que présente la partie suivante.

2.1.19. Montée en puissance jusqu'à 100W

En sélectionnant la fibre, dont le MFD est le plus grand sur le marché, tout en restant souple et manipulable, et en effectuant une adaptation modale pour venir souder proprement un combineur haute puissance à cette fibre, il nous est alors possible d'amplifier notre diode signal source au-dessus de 50W.

	Fibre 1	Fibre 2	Fibre 3	Fibre 4
MFD (μm)	6,5	11	15	31
Ouverture Numérique du cœur	0,12	0,075	0,06	0,03
Absorption à 976nm dans la gaine (dB/m)	1,8	4,8	7	10

Tableau 2-10: Propriétés de la fibre 4 permettant d'effectuer une montée en puissance supérieure à 50W.

Le dispositif expérimental de ce laser est le suivant :

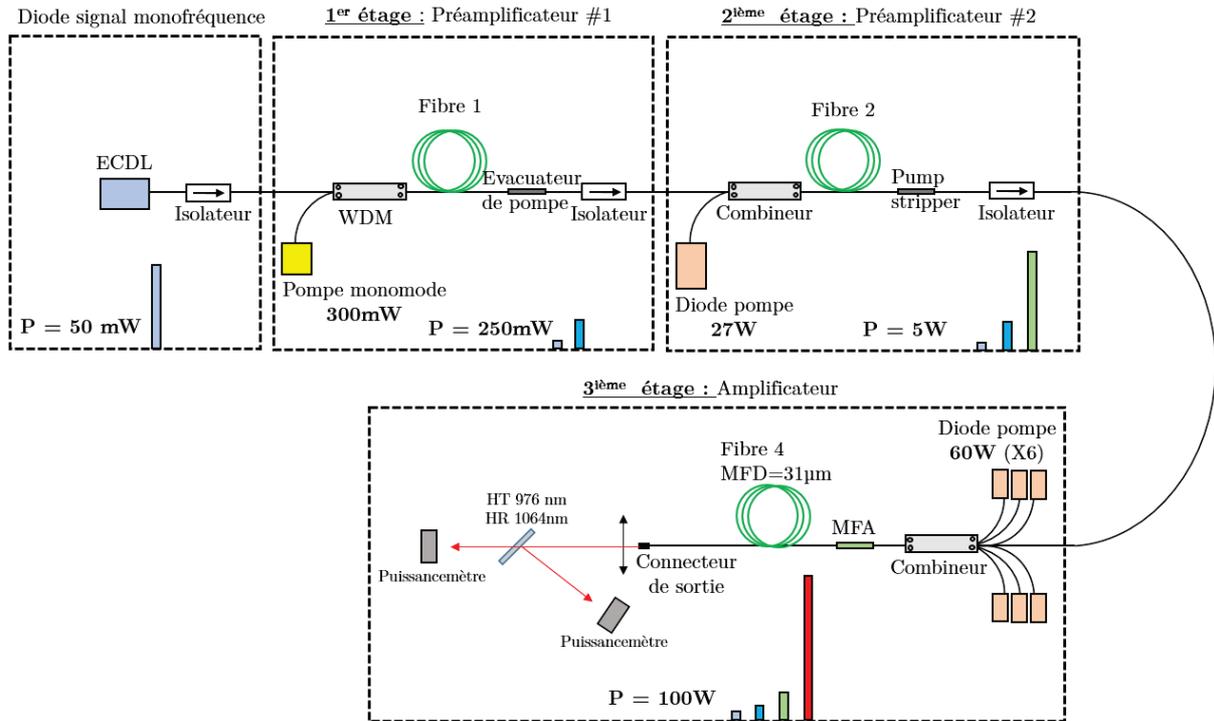


Figure 67 : Synopsis du laser tout fibré permettant d'obtenir 100W de puissance en régime continu monofréquence.

Pour viser des plus hautes puissances de sortie en régime monofréquence, il est important de trouver une fibre à gros cœur pour éviter le DBS, mais il est également indispensable de modérer les gains dans chaque étage amplificateur. En effet, un gain optique élevé ($>20 \text{ dB}$) pourrait être dangereux pour le comportement à long terme du laser. C'est pour cette raison que le montage expérimental est différent de celui du laser de moyenne puissance (50 W). On passe ici par deux préamplificateurs cascades afin que le signal injecté dans l'amplificateur principal soit d'environ 5 W.

Le premier préamplificateur (préamplificateur #1), utilise une diode de pompe monomode de 300mW à 976nm, d'un WDM (Wavelength Division Multiplexer) et d'une fibre active à petit cœur (MFD=5 μm). Une puissance de 250mW est obtenue après les pertes de l'isolateur de sortie. Cette puissance obtenue est ensuite amplifiée à l'aide du préamplificateur #2.

Le second préamplificateur (préamplificateur #2), utilise une diode de pompe multimode de 27 W à 976 nm, d'un combineur 2+1 vers 1 et d'une fibre active dont le MFD est de 10 μm . Une puissance de 5W après isolateur est obtenue. Cette puissance est alors suffisante pour

diminuer le gain dans l'amplificateur principal tout en atteignant des puissances de sortie élevées (50 W : 10 dB, 100 W : 13 dB, 200 W : 16 dB).

L'étage amplificateur principal est composé d'un combineur haute puissance, composé de six ports d'entrée multimode et d'un port signal monomode. On y soude alors six diodes de 60 W à 976 nm, stabilisées en longueur d'onde ainsi que le signal de sortie du préamplificateur #2.

Le MFA permet de faire une adaptation modale entre le cœur de la fibre de sortie du combineur de MFD=11 μm au cœur de la fibre dopée 4 dont le MFD est égal à 31 μm. Comme vu précédemment, l'optimisation de cette brique permet d'adapter le mode avec une perte de 0,6 dB. La fibre active est alors intégrée avec précaution sur un support métallique refroidi par eau. Le diamètre de courbure de l'enroulement est alors de 30 cm afin de garder une émission monomode⁵. La température de consigne pour le refroidissement de la plaque de support de la fibre est de 18°C. Une caméra thermique permet d'enregistrer la température à chaque point de la fibre, notamment au niveau de la soudure et sur les premiers centimètres, endroit où la température est la plus élevée. Elle permet de s'assurer que cet amplificateur est utilisé dans de bonnes conditions pour la stabilité en puissance notamment.

Dans ces conditions, une puissance de 100W a été obtenue en régime monofréquence. La montée en puissance, la qualité modale ainsi que le spectre de ce laser sont exposés ci-dessous :

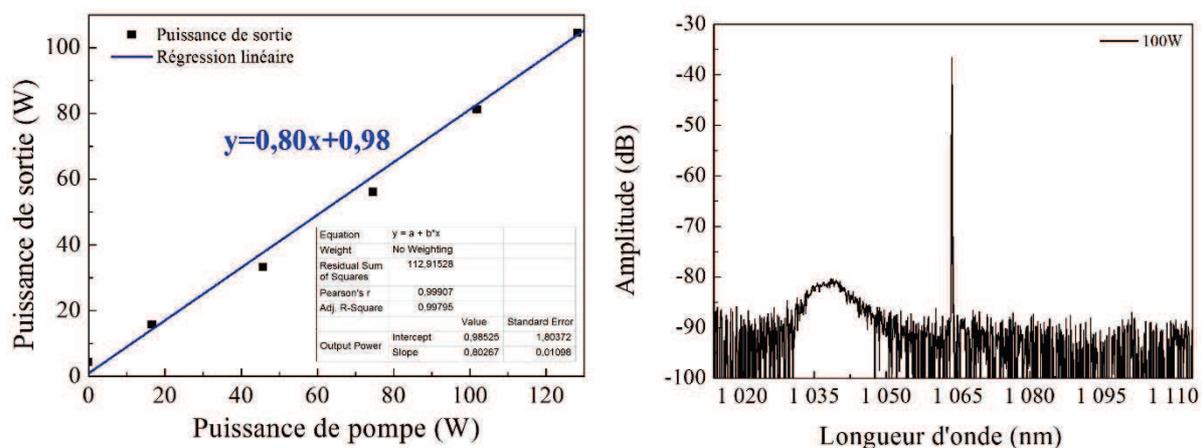


Figure 68 : Montée en puissance jusqu'à 100W dans une fibre microstructurée avec une efficacité de 80% (à gauche). Spectre optique mesuré à 100W de puissance de sortie pris entre 1010 et 1110 nm avec une résolution de 0,5nm (à droite).

Une efficacité de conversion pompe vers signal de 80% est obtenue en configuration pompage gainé dans cette fibre amplificatrice microstructurée. Cette valeur est proche de l'efficacité maximale théorique de 92%. Les 10% manquant en efficacité s'expliquent en mesurant la puissance de pompe non absorbée (mesurée égale à 9W pour 100W de puissance de sortie) à la fin de l'amplificateur laser.

⁵ NKT Photonics conseille d'enrouler la fibre DC 200/40-YDF avec un diamètre compris entre 25 et 40cm sur sa feuille de tests.

La mesure du spectre optique à 100W indique le début d'une génération d'ESA centré à 1040nm. Cependant, le rapport d'extinction signal/ESA est de 45 dB ce qui permet d'écartier tout problème d'instabilités en puissance ou de génération de bruit d'intensité supplémentaire dans la fibre. Ce taux d'extinction proche des 50 dB nous permet de valider la possibilité d'intégrer cet amplificateur dans un produit robuste et fiable de manière industrielle.

Le profil intensimétrique mesuré par une caméra CCD en sortie de fibre amplificatrice a été relevé au fur et à mesure de la montée en puissance. Les profils à 30, 80 et 100W sont visibles dans le tableau ci-dessous :

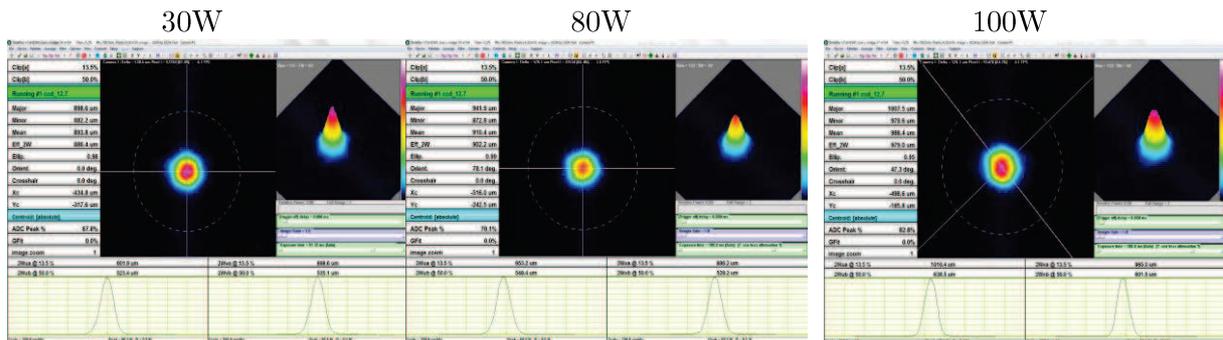


Figure 69: Profil intensimétrique pris à 1,5m de la sortie de la fibre à l'aide d'une caméra CCD aux puissances de sortie égales à 30, 80 et 100W.

Nous pouvons observer que le mode en sortie de la fibre amplificatrice ne semble pas être perturbé par l'amplification même à 100W où la mesure d'ellipticité est égale à 95%. Cette propriété supplémentaire sur le laser développé permet de valider un peu plus le cahier des charges de cette thèse. En effet, la qualité modale d'un faisceau laser est importante pour de nombreuses applications, dans le domaine infrarouge, à la longueur d'onde de travail (1064nm) mais également pour la génération d'harmonique seconde à 532nm par doublement de fréquence dans des cristaux non-linéaires.

Une endurance est effectuée à une puissance de 105W, sur cette même fibre à large cœur microstructurée dont les résultats sur 25 jours soit 600 heures sont affichés ci-dessous. On s'aperçoit que la puissance de sortie est stable, sans fluctuation particulière.

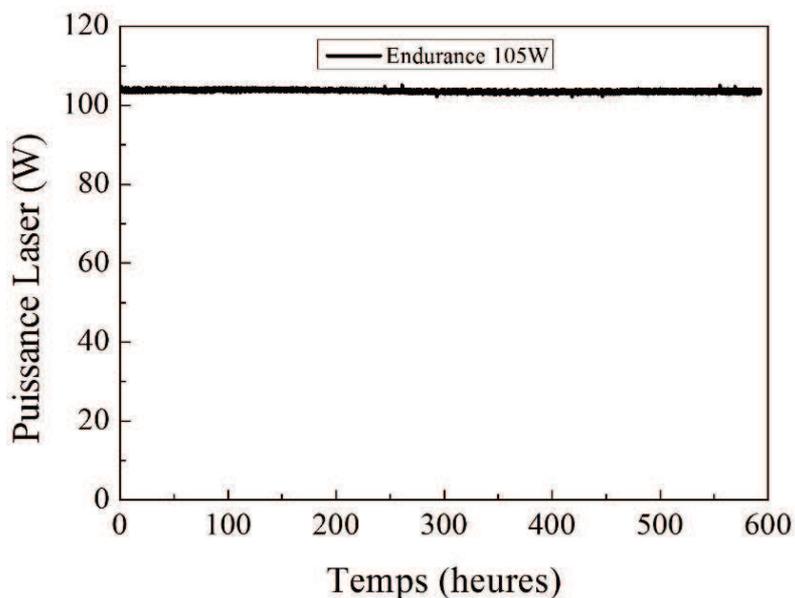


Figure 70: Endurance en sortie de fibre DC-200/40-Yb-Pz sur une durée de 600h, soit 25jours à 105W.

De plus, en effectuant un agrandissement de cette endurance, on s'aperçoit que l'amplitude des fluctuations de la puissance de sortie est inférieure à 3%. Ce système est donc opérationnel pour une intégration industrielle, à une puissance de 100W en régime continu monofréquence.

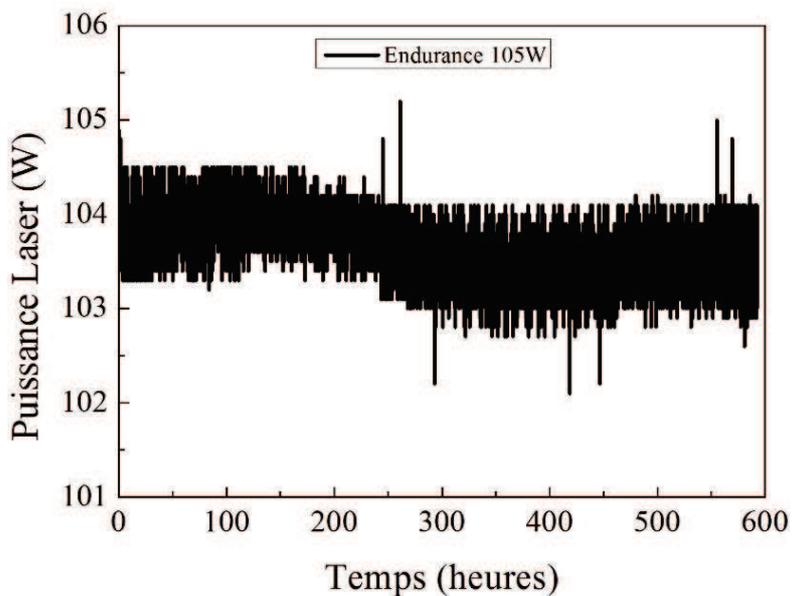


Figure 71: Stabilité de puissance du système 100W sur 25 jours visualisée entre 101 et 106W (agrandissement de la Figure 70)

Pour valider le cahier des charges finales de cette thèse, il est important de mesurer le bruit d'intensité de cette source laser 100W à l'aide du système de métrologie à bas bruit identique à celui utilisé pour le RIN des diodes signal et des étages amplificateurs. La mesure de RIN à une puissance de sortie de 100W, comparée au RIN obtenu avec l'amplificateur 50W, est visible ci-dessous :

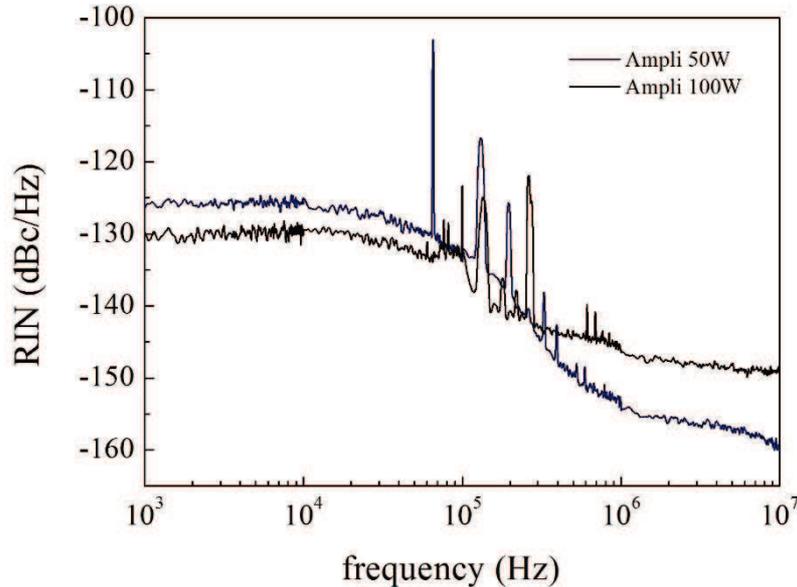


Figure 72: Comparaison du RIN de l'amplificateur 50W (en bleu) et celui de l'amplificateur 100W (en noir) entre 1kHz et 10 MHz.

La mesure de RIN de l'amplificateur 100W démontre deux différences majeures avec celui de l'amplificateur 50W. La première différence est une amélioration du bruit d'intensité dans la région [10 kHz/100 kHz] avec un gain de 5 dB pour l'amplificateur 100 W. En effet, pour atteindre 100 W, le courant des diodes de pompe est considérablement augmenté engendrant une amélioration du bruit d'intensité des diodes de pompe comme l'a montré la Figure 54.

Cependant, la seconde différence est une augmentation considérable de 10 dB du bruit d'intensité à hautes fréquences dans la région [1 MHz/10 MHz]. Cette augmentation, pourrait être interprétée comme une apparition du DBS, comme l'a montré la Figure 55. Premièrement, le seuil d'apparition du Brillouin dans une fibre à large aire modale (40 μm de diamètre) et de faible longueur (<2m) est en théorie bien supérieur à 100 W. Deuxièmement, cette augmentation du bruit d'intensité de 10 dB apparait sur le RIN même lorsque l'amplificateur est opéré à basse puissance (<50W). Ce niveau de RIN entre 1MHz et 10MHz reste en effet identique de 20W à 100W. Par conséquent, le DBS ne peut être une source de bruit dans cet amplificateur.

Par contre, une des majeures différences entre les deux amplificateurs est la fibre active dopée aux ions Yb^{3+} utilisée. L'amplificateur 100 W utilise une fibre à large aire modale de 31 μm de MFD tandis que l'amplificateur 50 W utilise une fibre de 15 μm de MFD. Il est en effet plus délicat de réussir à obtenir une émission strictement monomode avec ce type de fibre malgré une ouverture numérique du cœur faible (0,03). Le mode fondamental LP_{01} ainsi que les modes

d'ordre supérieur tels que le mode LP_{11} sont propagés par cette fibre jusqu'à la sortie. Il en résulte un mixage modal engendrant une hausse du bruit d'intensité à hautes fréquences [1MHz/10MHz]. Il a été démontré par Karow et al [87] que le faisceau en sortie de cette fibre microstructurée de 31 μm de MFD était constitué de 90% du mode LP_{01} et 10% des modes d'ordre supérieur. Cette mesure a été permise en injectant le laser dans une cavité en anneau composée de trois miroirs à balayage afin d'évaluer la qualité modale en sortie de la fibre.

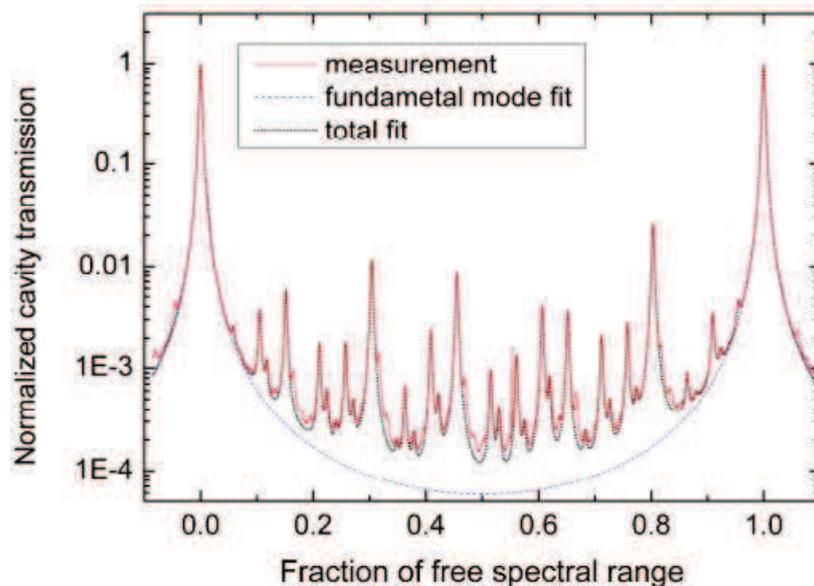


Figure 73: Contenu modal mesuré à l'aide d'une cavité en anneau de trois miroirs à balayage issu de [87] pour une puissance de sortie de 246W dans un amplificateur à fibre non tout fibré.

Sur la figure ci-dessus, le signal de transmission de la cavité après un balayage d'un intervalle spectral libre de la cavité à 246 W est représenté. A ce niveau de puissance, la proportion du mode LP_{01} (en rouge) est de 91,2% est mesuré en comparant la mesure avec une régression d'un mode LP_{01} idéal (en pointillé bleu). Chaque mode transverse est représenté par une raie sur la mesure. Pour retrouver la qualité modale, non seulement le nombre de ces modes d'ordre supérieur doit être pris en compte mais également leur amplitude.

Cependant, malgré cette hausse de RIN à haute fréquence induite par un mixage modal venant des propriétés même de la fibre active utilisée, un niveau inférieur à -145 dBc/Hz est atteint à partir de 1MHz. Ce résultat est encourageant pour valider les exigences de notre cahier des charges au sujet du bas bruit d'intensité. Cependant, le bruit en excès basses fréquences dû aux diodes de pompe ainsi que cette hausse du bruit par le biais du mixage modale à hautes fréquences, nous pousse à développer un système d'asservissement. Ce système d'asservissement du bruit d'intensité sera étudié au chapitre 4.

2.7. Conclusion du Chapitre 2

Pour conclure ce chapitre, portant sur le développement d'amplificateurs haute puissance en régime continu monofréquence et à bas bruit d'intensité, nous allons résumer les principaux résultats obtenus.

Tout d'abord, côté métrologie, nous avons présenté le développement d'un système de mesure à bas bruit permettant d'atteindre -170 dBc/Hz avec une bande passante de $[10$ Hz- 10 MHz], développement essentiel pour ce projet. Via l'étude, la comparaison et le choix de photodiodes infrarouge pouvant générer plusieurs dizaines de mA tout en ayant une réponse linéaire, ce système permet de mesurer le bruit d'intensité du laser de manière optimale. Avec 10 mW de puissance optique à 1064 nm sur le détecteur, nous pouvons atteindre un palier inférieur -160 dBc/Hz. nous nous assurons une mesure tout à fait compatible avec les objectifs industriels de cette thèse. Ce dispositif, nous permet de caractériser chaque partie de l'amplificateur en termes de bruit d'intensité, à commencer par la diode signal laser.

Du côté optique, l'étude et la comparaison de quatre technologies permettant de générer une onde monofréquence (laser à fibre, NPRO, diode DBR et ECDL) ont montré que l'ECDL était un candidat sérieux pour le développement de laser à fibres bas bruit. Malgré la présence de sauts de mode et une accordabilité restreinte (quelques centaines de pm), la sortie fibrée et le faible niveau de bruit d'intensité ont justifié ce choix. En effet, avec un RIN très faible comparable à celui de 10 mW au bruit quantique (bruit de grenaille de la lumière) sur la gamme $[1$ kHz- 10 MHz], cette technologie de diode est tout à fait adaptée pour l'amplification. La mesure de largeur spectrale de cette diode, basée sur le battement avec une autre diode monofréquence, a permis d'obtenir une valeur de 10 kHz. L'utilisation d'amplificateur à base de fibres dopées et donc indispensable pour atteindre les niveaux de puissance requis par les applications visées (plusieurs dizaines à plusieurs centaines de Watts) à partir de quelques dizaines de mW.

Pour l'amplification jusqu'à 50 W, ce chapitre a passé en revue différents types de pompage (pompage cœur et pompage gaine) sur des fibres de 5 , 10 et 15 μ m de MFD. L'étude du bruit d'intensité pour chaque type de pompage et chaque fibre testée, permet de valider le modèle analytique développé par Novak et al [70]. Ce modèle analytique, portant sur les mécanismes de transfert de bruit de signal et de pompe vers la sortie dans les amplificateurs basses puissances (quelques centaines de mW) peut donc s'adapter aux amplificateurs haute puissance. La connaissance de ces fonctions de transfert permet pour une puissance de sortie donnée, de faire une sélection précise des fibres dopées à utiliser. En effet, la fréquence de coupure des amplificateurs dopés aux ions terre rare est dépendante de l'aire du cœur dopé et de la puissance de sortie. Pour une même puissance de sortie, une fibre avec un MFD de valeur élevée permet d'obtenir une fréquence de coupure plus petite et donc un bruit d'intensité plus faible. Cette condition est valable si le bruit du signal incident est très faible, ce qui est notre cas avec la diode ECDL. Les fonctions de transfert entre la pompe, le signal incident et la sortie, vues dans ce chapitre, seront également utiles pour le chapitre 4 sur l'asservissement du bruit d'intensité.

Avec une fibre de 15 μ m de MFD, une puissance de 50 W a été obtenue avec une efficacité de 80% . Ce système est limité en puissance par l'apparition du DBS, qui peut être repoussé en diminuant la longueur de la fibre et/ou en réduisant la puissance d'entrée du signal. De ce fait, un comportement bas bruit à 50 W est obtenu à l'aide de cette fibre de 15μ m. Une augmentation de seulement 5 dB par rapport à la limite de bruit quantique de la lumière est

observée à haute fréquence. L'excès de bruit à basse fréquence est dû au bruit technique des diodes de pompe multimodes, qui sera éliminé dans le chapitre 4.

Pour aller plus haut en puissance, l'utilisation d'une fibre à large cœur est indispensable. Ces fibres ont l'avantage de repousser le seuil d'apparition de l'effet Brillouin au-dessus de plusieurs centaines de Watts, mais ont le désavantage de ne pas être facilement soudable pour le développement d'un amplificateur à fibres tout soudé. Avec l'aide du centre technologique ALPhANOV, et en passant par un adaptateur modal, appelé MFA, la soudure d'une fibre active à cristaux photoniques, microstructurées, de 40 μ m de cœur, sur une fibre passive de 10 μ m de cœur a été permise avec des pertes de 0,1 dB sur la pompe et de 0,6 dB sur le signal. Cette fibre, commercialisée par NKT Photonics, a permis la génération de 100W en régime continu monofréquence. Cette fibre, qui présente une aire du cœur dopé la plus élevée du marché, permet de s'affranchir des effets non-linéaires.

Pour s'assurer que ce système est robuste et industrialisable, une mesure de stabilité à long terme (25 jours) a été effectuée. La puissance en sortie du laser est restée stable avec une fluctuation de puissance inférieure à 3%. A la fois le profil intensimétrique et le spectre optique de cet amplificateur 100W ont été mesurés. Ces mesures sont en adéquation avec le cahier des charges visé pour un produit fiable et robuste ainsi que pour les applications visées, avec une mode gaussien à 95% et une extinction signal sur ESA supérieure à 45 dB.

En revanche, au niveau du bruit d'intensité, la mesure démontre une augmentation de 10 dB à haute fréquence [1MHz/10MHz] qui n'est pas relié à l'apparition d'effets non-linéaires tels que le DBS. Cette augmentation est générée par la non monodicité de la fibre microstructurée utilisée de 31 μ m de MFD. Cependant, le niveau de RIN reste satisfaisant avec un palier à -145 dBc/Hz à 1MHz, ce qui en fait un excellent candidat pour notre cahier des charges.

Dans la suite du manuscrit, et notamment dans le chapitre 3, nous allons étudier la montée en puissance supérieure à 100W afin d'établir les limites du système développé. Les effets limitants peuvent être de deux types :

- Limitation en puissance crête avec l'apparition des effets non-linéaires tels que le DBS
- Limitation en puissance moyenne avec l'apparition d'instabilités modales

Le chapitre suivant présente donc les effets limitants à la montée en puissance dans ces amplificateurs tout fibrés utilisant des fibres à large aire modale dopées aux ions Yb³⁺.

3. LIMITATIONS PHYSIQUES DES FIBRES DOPÉES YTTERBIUM EN RÉGIME MONOFRÉQUENCE

3.1. Montée en puissance et effets physiques limitants

Les lasers à fibres sont traditionnellement intrinsèquement associés à deux caractéristiques : haute puissance moyenne et excellente qualité modale. Ces deux caractéristiques sont requises par les industriels afin de fournir des sources compatibles avec les applications scientifiques ou militaires. Pour cette raison, la technologie fibre s'est imposée comme une technologie référente. Les propriétés intrinsèques des fibres LMA utilisées comme milieu à gain (confinement du mode dans le cœur, excellente qualité spatiale, immunité aux problèmes thermiques) permettent donc de développer des systèmes laser avec des fibres aux dimensions longitudinales limitées, induisant directement une pondération des effets non-linéaires délétères.

Néanmoins, la fabrication de fibres à large cœur n'autorisant que la propagation du seul mode de propagation fondamental est un défi technologique complexe. De nos jours, les fibres dont le MFD est typiquement supérieur à 20 μm la propagation de plusieurs modes : le mode fondamental et quelques modes d'ordre supérieur. Ainsi, les systèmes laser haute puissance sont à la fois le siège de charges thermiques importantes et d'une propagation multimodale. Ils sont donc potentiellement sujets à l'apparition d'instabilités modales se caractérisant par un échange d'énergie entre plusieurs modes de propagation.

Ainsi jusqu'à 2005, les seules limitations physiques connues à la montée en puissance des lasers à fibres étaient liées aux non-linéarités telles que l'effet Kerr en régime d'impulsions courtes ou le DBS en régime continu monofréquence. Plus récemment, l'augmentation des performances des systèmes a été freinée par l'apparition de nouveaux phénomènes physiques limitant non plus la puissance crête, mais la puissance moyenne. Ces phénomènes thermo-induits ont été désignés par le terme d'instabilités modales (IM,2005) et de dégradation modale de la fibre (DMF,2016). Ces deux phénomènes impactent le profil intensimétrique du faisceau de sortie du système laser du système, le rendant inutilisable pour les applications visées dans ce travail de thèse. Le premier, se caractérise par un battement du profil spatial avec une dynamique de l'ordre du kHz du mode fondamental LP_{01} avec le mode d'ordre supérieur LP_{11} . Le second, engendre un couplage de la puissance du cœur vers la gaine, dégradent significativement les performances (rendement et qualité modale) du système global.

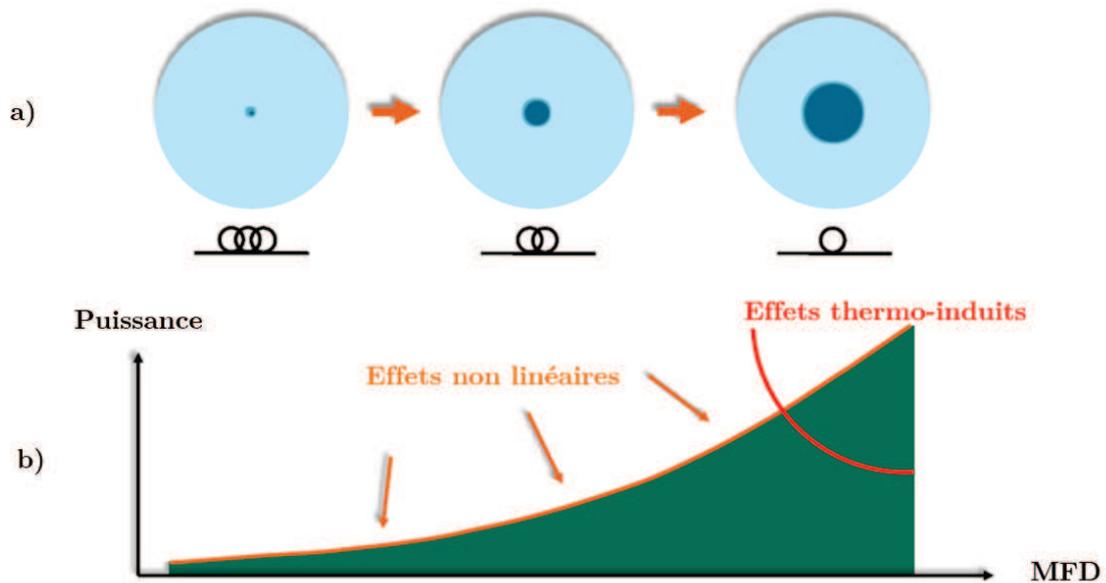


Figure 74 : En a) schéma de principe pour la montée en puissance dans les fibres amplificatrices avec l'augmentation de l'aire modale et la réduction de la longueur du milieu à gain. En b), graphique représentant les deux limitations majeures pour la montée en puissance de la technologie fibre : les effets non-linéaires (en orange) et les effets thermo-induits (en rouge) en fonction de la puissance de sortie du laser et du diamètre du mode fondamental dans le cœur de la fibre.

Le schéma de principe ci-dessus illustre en a) la stratégie usuelle adoptée pour outrepasser les effets non-linéaires délétères. Les fibres à large cœur présentent un recouvrement [cœur dopé/onde de pompe] optimisé conduisant à une réduction de la longueur du milieu à gain. Par cette stratégie de la diminution du confinement spatial du faisceau avec une diminution de la longueur d'interaction, le seuil d'apparition des effets non-linéaires (en première approximation, proportionnel au quotient $\frac{\Phi}{L}$ où Φ et L sont respectivement le diamètre du cœur et la longueur de la fibre active) est repoussé. Mais paradoxalement, cette stratégie va induire une nouvelle limitation non-linéaire, non plus en termes de puissance crête mais de puissance moyenne. En effet, les cœurs multimodaux des fibres LMA, couplés à une charge thermique par unité de longueur plus forte (pour une puissance moyenne de sortie équivalente) vont induire l'apparition d'effets non-linéaires en puissance moyenne : les IM et la DMF.

Ce sont donc les stratégies usuelles utilisées pour repousser les effets non-linéaires qui ont conduit à l'avènement de ces nouveaux effets délétères.

Dans ce troisième chapitre, nous allons dans une première partie détailler ces nouveaux effets physiques limitant la montée en puissance. Dans une seconde partie, nous allons développer nos observations expérimentales et les comparer aux modèles plus théoriques développés sur ce sujet par notamment les travaux de Ward et al [88]. Nous mettrons enfin en lumière le rôle prépondérant du photo-noircissement dans les fibres LMA sur les effets délétères, en montrant par ailleurs une contribution différentielle en fonction du régime de fonctionnement du laser (continu ou impulsionnel). En conclusion, nous démontrerons une solution auxiliaire à partir

d'un autre type de fibre active, une fibre effilée, qui a la propriété d'être beaucoup moins sensible au photo-noircissement (réduction d'un facteur 20).

3.2. Principaux effets limitant la puissance moyenne

Comme nous l'avons introduit dans les lignes précédentes, la montée en puissance dans les amplificateurs laser à base de fibre optique a historiquement conduit à l'utilisation de fibres à large aire modale. Cependant, l'émission strictement monomode dans ces fibres à large cœur est un défi technologique difficile à maîtriser. Par conséquent, cette non monomodécité peut entraîner des phénomènes thermo-induits dans les systèmes haute puissance : les instabilités modales (IM) et la dégradation modale de la fibre (DMF).

3.2.1. Les instabilités modales (IM)

Les premiers phénomènes thermo-induits d'instabilités modales ont été observés en 2011 par Eidam et al [89] sur un système pouvant générer 830W de puissance moyenne en régime femtoseconde dans une fibre à cristaux photoniques de 30 μm de MFD.

Les IM sont caractérisées par une fluctuation rapide du faisceau en sortie de fibre optique. Cette fluctuation est issue d'un transfert d'énergie entre le mode fondamental LP_{01} et les premiers modes d'ordre supérieur qui apparaît lorsque la puissance de pompe dépasse une certaine valeur seuil. Les IM sont la conséquence d'effets thermiques exacerbés au sein de la fibre.

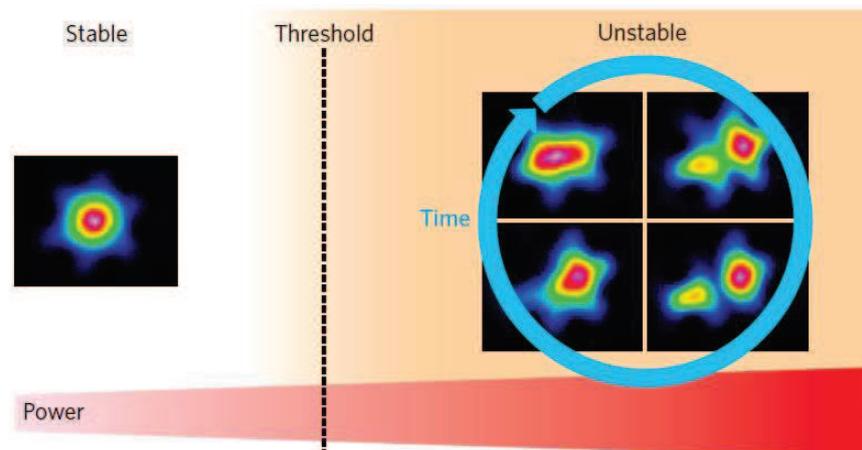


Figure 75: Schéma de principe des IM dans une fibre LMA, avec mise en lumière d'un effet de seuil (issu de [90]).

Le phénomène d'IM est relié à l'utilisation de fibres pouvant supporter quelques modes de propagation, à savoir le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur. Sous l'effet d'un dépôt thermique $\text{trop } \Delta T(z)$, issu du pompage optique du milieu à gain, le profil d'indice de réfraction de la fibre est localement modifié engendrant un gradient d'indice longitudinal $\Delta n(z)$ par effet thermo-optique. Ce gradient d'indice modifie l'ouverture numérique du cœur de la fibre et permet le confinement d'un ou des modes d'ordre supérieur dans la zone de gain. Le mode fondamental LP_{01} et le mode d'ordre supérieur LP_{11} , guidés simultanément dans le cœur, interfèrent entre eux créant un battement modal caractérisé par un motif périodique de l'intensité du signal le long de la fibre. De cette compétition modale, il en résulte un transfert

d'énergie périodique entre le mode fondamental et le mode d'ordre supérieur. L'origine de cet effet est donc thermo-optique.

Une analyse de Fourier de ce battement modal montre que proche du seuil d'apparition des IM les fluctuations sont quasi-périodiques avec des fréquences de l'ordre du kHz [91]. Cependant, lorsque la puissance de sortie est supérieure à la puissance seuil d'apparition des instabilités modales, les fluctuations modales deviennent chaotiques [92].

Une des solutions pour repousser le seuil d'apparition des IM passe par le développement de fibres à large aire modale strictement monomode. Pour cela, les modes d'ordre supérieurs doivent être délocalisés en dehors de la zone de gain, afin d'éviter tout couplage modal. Une première solution a été proposée en 2013 par Naderi et al [93] via l'assemblage de sept cannes de compositions chimiques différentes servant à élaborer le cœur de la fibre. Malgré différents dopages, les indices des sept cannes sont parfaitement adaptés afin de faire un gain sélectif sur le mode fondamental uniquement. A partir de cette technique, Robin et al [94] a repoussé le seuil d'apparition de 530 à 811W en puissance moyenne à partir d'un amplificateur continu monofréquence.

Une autre technique, consiste à utiliser le principe de combinaison cohérente. Il est en effet possible de développer plusieurs chaînes laser, de puissance inférieure au seuil d'apparition des IM, et de les combiner de manière cohérente afin d'accroître la puissance moyenne de sortie du système final. Cette technique, basée sur la stabilisation active de la phase de plusieurs ondes a été démontrée aussi bien en régime impulsionnel [95] et en régime continu [96] générant respectivement 1,8GW de puissance crête et 4kW de puissance moyenne. Cependant, cette technique de stabilisation nécessite généralement des dispositifs complexes et encombrants. Une voie élégante pour réduire ce problème est d'intégrer directement les différentes chaînes laser dans une seule fibre multi-cœurs. Ce dispositif a été proposé par Otto et al [97] avec le développement d'une fibre à plusieurs cœurs suffisamment espacés au sein de la fibre pour interdire les couplages de modes entre ceux-ci. Le seuil d'apparition des IM a été multiplié par quatre avec cette technique (536W contre 147W) grâce à l'excitation simultanée des différents cœurs.

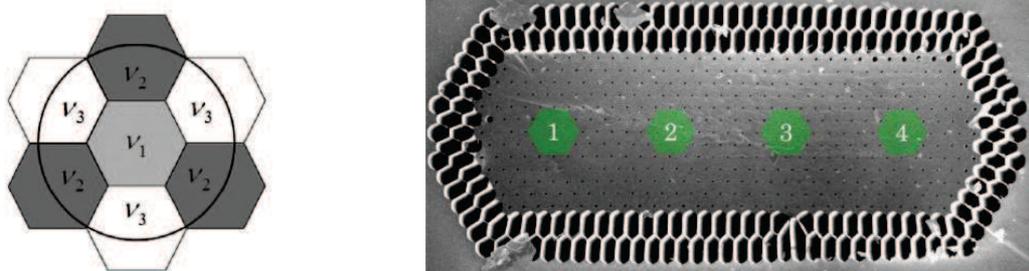


Figure 76: Deux exemples pour repousser le seuil d'apparition des IM. À gauche, schéma du cœur de la fibre utilisée par Robin et al [94] permettant un gain sélectif du mode fondamental et à droite, image au MEB de la fibre multi-cœurs utilisée par Otto et al [97] où chaque cœur est numéroté et surligné d'un rond vert.

La *Figure 76* représente les sept cannes proposées par Naderi et al [93]. A gauche, le cercle représente la dimension du mode fondamental et les quatre régions en gris font référence aux régions dopées Yb^{3+} . Les indices de ces régions sont parfaitement adaptés avec les régions de silice pure en blanc (à gauche). Sur la droite, une image au MEB de la fibre multi-cœurs utilisée par Otto et al [97] est insérée. Chaque cœur est numéroté et est surligné d'un rond vert.

3.2.2. Le phénomène de dégradation modale de la fibre (DMF)

Plus récemment, en 2016, Ward et al [88] a démontré que le modèle des IM n'était pas compatible avec quelques observations expérimentales. En effet, il met en lumière un nouveau phénomène limitant la puissance moyenne, se caractérisant par une saturation de la puissance de sortie ainsi qu'une augmentation de la puissance du laser dans la gaine. De plus, ces observations ont été faites pour une puissance d'opération bien inférieure au seuil d'apparition théorique des IM. Ce nouveau phénomène est appelé Dégradation Modale de la Fibre (DMF). Ce phénomène induit également une limitation de la puissance moyenne, mais est distinct des IM, malgré une origine thermo-optique commune. Le DMF se caractérise par un transfert de l'énergie du mode fondamental LP_{01} vers le mode d'ordre supérieure $\text{LP}_{1,1}$, sans battement quasi-périodique.

De ce fait, ces deux phénomènes, IM et DMF, sont par définition tous les deux d'origine thermo-optique. A contrario des IM, le DMF n'a pas encore été observé dans de nombreux systèmes laser, et une étude expérimentale systématique de ce phénomène n'apparaît pas dans la littérature. Le peu d'observations reportées dans la littérature sont rappelées dans la section suivante.

Les travaux de Brar et al [98], ont permis d'observer une augmentation de la puissance dans la gaine après deux heures d'opération, sur un amplificateur à base de fibre LMA double gaine (20/400 μm) pouvant émettre 300W de puissance moyenne. A partir d'un amplificateur similaire (25/400 μm), une instabilité modale caractérisée par une fluctuation rapide du profil du faisceau a été observée à un niveau de puissance plus élevée (400W). Pour Brar et al, l'absence de fluctuations dynamiques en sortie du laser indique clairement des processus séparés pour ces deux effets.

Une réduction brutale de la puissance a également été observée dans un amplificateur à fibre double gaine à cristaux photoniques [99]. Cette réduction s'accompagne d'une modification de la qualité modale en sortie de fibre. Ici, encore une fois, aucun battement n'est observé mais une augmentation de la lumière dans la gaine après plusieurs dizaines de minutes à une puissance optique de 120W.

Ces observations, rassemblées par Ward et al [88], les ont conduit à proposer un modèle décrit ci-dessous. Il part de l'hypothèse qu'une fibre LMA est par définition multimode. Par conséquent, le mode fondamental LP_{01} ainsi que des modes d'ordre supérieur se propagent dans la fibre amplificatrice. Cette situation crée un motif d'interférence longitudinal. La présence de ce motif d'interférence engendre un réseau d'intensité de photo-noircissement. Ce réseau suit les variations spatiales de l'inversion de population. Par conséquent, il y a une forte dépendance

entre les zones de la fibre où l'inversion de population est plus élevée, c'est-à-dire où l'intensité est plus basse, et le taux de photo-noircissement déposé dans le cœur de la fibre. De ce fait, les régions où le photo-noircissement est plus élevé sont en opposition de phase avec le motif d'interférence du signal.

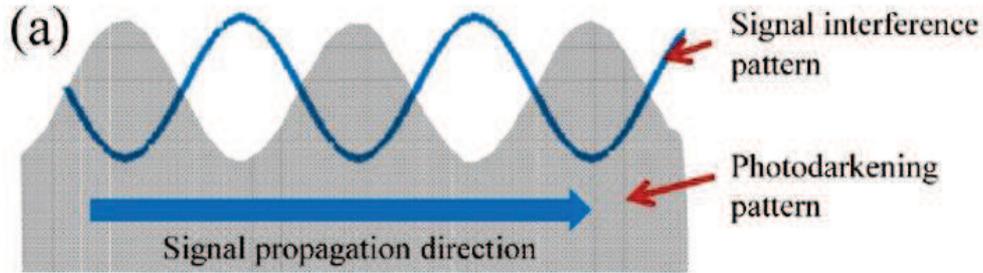


Figure 77: Schéma pour expliquer le déphasage de π entre le motif d'interférence du signal issu du battement modal entre le mode LP_{01} et le mode d'ordre supérieur LP_{11} et le motif d'intensité du photo-noircissement qui s'inscrit dans le cœur de la fibre (issu de [88]).

L'établissement d'un déphasage du motif d'interférence du signal entre le mode fondamental et le mode d'ordre supérieur et le motif du photo-noircissement est caractérisé par une échelle de temps allant de quelques minutes à quelques heures puisque lié à la constante de temps du photo-noircissement.

Plus précisément, d'après Canning et al [100], le motif d'interférence engendré par la propagation dans la fibre de plusieurs modes (par exemple le mode LP_{01} et le mode LP_{11}) est caractérisé par une amplitude A et une phase Φ . Cette phase est liée aux constantes de propagation différentes pour chacun des modes et est donnée par la formule suivante :

$$\Phi = \frac{2\pi L}{\lambda} \Delta N \quad (3.71)$$

Où ΔN est la différence d'indice effectif des modes LP_{01} et LP_{11} , L est la longueur de la fibre et λ est la longueur d'onde du signal de propagation. De plus, l'équation (3.71), via ΔN prend en compte le recouvrement des modes LP_{01} et LP_{11} dans le cœur et dans la gaine, ce qui nous permet d'exprimer le déphasage en fonction de la fraction de puissance de chaque mode dans le cœur.

En effet, si le ΔN est le même à la fois pour le cœur et pour la gaine, il n'y a pas de modification de la valeur du déphasage. ΔN peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\Delta N = (\eta_1 - \eta_2)n_c + (\eta_2 - \eta_1)n_g \quad (3.72)$$

Où η_1 et η_2 sont les fractions de puissance dans le cœur du mode LP_{01} et LP_{11} .

Cependant, comme le cœur de la fibre est soumis au phénomène de photo-noircissement, (que nous verrons dans la partie 3.3.2) une lente charge thermique supplémentaire est déposée, engendrant une modification de l'indice de réfraction du cœur n_c . En effet, l'augmentation des pertes dans le cœur de la fibre du fait du photo-noircissement se traduit par une élévation de

température induisant une modification de l'indice de réfraction du cœur par effet thermo-optique. De ce fait, l'équation (3.72) s'écrit de la manière suivante :

$$\Delta N = (\eta_1 - \eta_2)(n_c + \Delta n) + (\eta_2 - \eta_1)n_g \quad (3.73)$$

Où Δn est le changement d'indice dans le cœur lié au photo-noircissement.

Ce changement d'indice dans le cœur Δn entraîne alors une nouvelle valeur de ΔN et donc une valeur différente de phase Φ d'après l'équation (3.71). Le motif d'intensité longitudinal du battement modal subit donc par effet thermo-optique un déphasage au cours du temps, qui suit la constante de temps du photo-noircissement, comme le montre la figure ci-dessous :

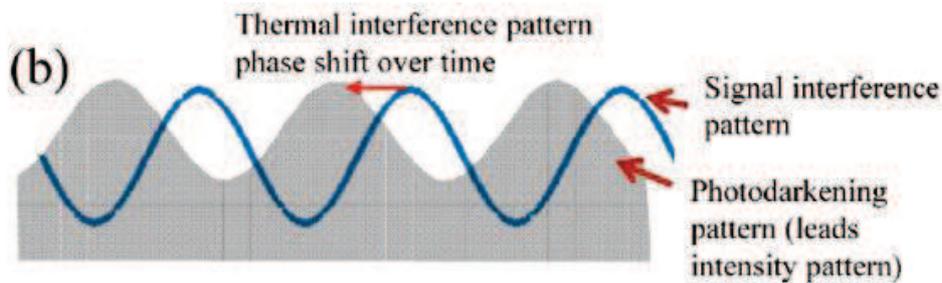


Figure 78: Schéma pour expliquer le déplacement du motif d'intensité longitudinal vers le début de la fibre engendrant un déphasage avec le réseau d'intensité du photo-noircissement (issu de [88])

Comme la fibre est graduellement chauffée en raison de l'augmentation de l'absorption du photo-noircissement du mode fondamental, le motif d'interférence se déplace vers le début de l'amplificateur, là où le signal est injecté. Il se déplace dans cette direction car le mode LP_{01} a un plus fort recouvrement avec le cœur que le mode LP_{11} . Il subit donc un plus grand changement d'indice de réfraction. Cela provoque une différence accrue entre les indices effectifs des deux modes engendrant une longueur de battement plus petite. Par conséquent, cela contracte le motif d'interférence vers le début de la fibre.

Comme le processus de photo-noircissement sature et que l'absorption approche une valeur d'équilibre [101], le taux auquel le réseau bouge diminue jusqu'à atteindre une condition stationnaire.

Le photo-noircissement engendre l'augmentation des pertes dans le cœur de la fibre avec notamment l'absorption de l'énergie du mode fondamental ce qui donne naissance à un gradient thermique qui suit le motif de photo-noircissement. Il existe donc un déphasage entre la phase du gradient thermique et la phase du motif d'interférence. Comme pour les IM, le gradient de température $\Delta T(z)$, issu du photo-noircissement, a un fort impact sur le profil d'indice de réfraction de la fibre ce qui engendre un gradient d'indice longitudinal $\Delta n(z)$. Ce gradient d'indice modifie l'ouverture numérique du cœur de la fibre et permet le confinement du mode LP_{11} dans la zone de gain. Cela engendre le transfert d'énergie entre le mode LP_{01} et le mode LP_{11} .

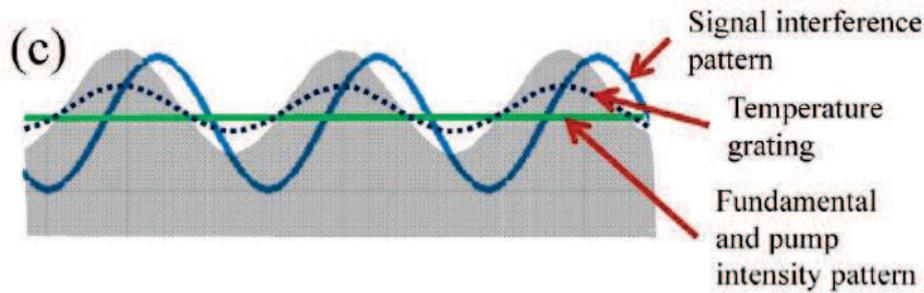


Figure 79: Schéma pour expliquer l'apparition d'un motif périodique de température créant une modification des paramètres géométriques de la fibre à savoir une augmentation de l'ouverture numérique du cœur permettant de coupler le mode LP_{11} dans la zone de gain (issu de [88])

Selon la constante de temps du photo-noircissement, qui dépend en grande majorité de la chimie à l'intérieure de la fibre (ions dopants, matrice,...), ce phénomène peut impliquer des constantes de temps longues (jusqu'à des jours entiers) pour apparaître.

3.2.3. Comparaisons entre IM et DMF

Dans cette sous-partie, et après avoir détaillé ces deux phénomènes limitant la montée en puissance dans les amplificateurs à fibres dopées aux ions Ytterbium, il est utile de les comparer. Même si les causes semblent être identiques, à savoir un dépôt de chaleur dans le cœur de la fibre, les limitations induites et les observations expérimentales sont bien distinctes. Nous avons résumé les principales observations relatives aux deux effets dans le tableau suivant.

	IM	DMF
Cause	Dépôt de chaleur dans la fibre	
Origine	Défaut quantique & Photo-noircissement	
Signature	Battements entre mode LP_{01} et modes d'ordre supérieur	Transfert de la puissance du LP_{01} aux modes d'ordre supérieur
Dynamique au seuil	Instantané	Dizaines de minutes ou quelques heures

Tableau 3-1: Comparaison du phénomène d'IM et du phénomène de DMF au niveau de la cause, de l'origine, de la signature ainsi que de la dynamique au seuil

Aujourd'hui, ces limitations inconnues il y a environ dix ans, ont freiné la montée en puissance exponentielle des systèmes fibrés malgré les nombreuses solutions proposées par les différents groupes de recherche. Une ingénierie poussée sur le développement de nouvelles fibres permettrait de s'affranchir de ces phénomènes. La fibre idéale serait donc une fibre LMA, de large diamètre de cœur, tout en étant strictement monomode ($V < 2,405$), avec une forte ouverture numérique de la gaine.

Maintenant que nous avons vu le principe physique de formation des IM et de la DMF dans les systèmes laser à fibres de haute puissance, nous allons expliciter les termes sources thermiques qui engendrent ces phénomènes. Le dépôt de chaleur dans un laser à fibre est régi essentiellement par deux termes sources : le défaut quantique et le photo-noircissement.

3.3. Termes sources de chaleur dans une fibre

Les sources de dépôt de chaleur dans la fibre ayant un impact sur le profil de température et donc sur l'apparition des IM et de la DMF sont listées ci-dessous :

3.3.1. Défaut quantique

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le défaut quantique est relié à la différence d'énergie entre les photons de l'onde de pompe et ceux de l'onde signal.

$$q = h\omega_p - h\omega_s = h\omega_p \left(1 - \frac{h\omega_s}{h\omega_p}\right) = h\omega_p \left(1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_s}\right) \quad (3.74)$$

Cette différence se matérialise par une génération de chaleur dans la matrice hôte. Dans le cas des amplificateurs à fibres dopées Ytterbium, que ce soit en pompage à la longueur d'onde de 976 ou 915nm, le défaut quantique se situe entre 10 et 15% pour une émission à la longueur d'onde de 1064nm. A contrario, les amplificateurs à fibres dopées Erbium ou Néodyme, présentent un défaut quantique bien supérieur à 30% ce qui engendre un problème de gestion de la thermique dans ce type d'amplificateurs.

Ce dépôt de chaleur participe alors à partir d'une puissance seuil à l'apparition des phénomènes thermo-induits. L'effet du défaut quantique sur le seuil d'apparition des instabilités modales a été simulé par Otto et al [102] et est visible sur la Figure 80. Pour augmenter ou diminuer le défaut quantique dans une fibre, une solution simple repose sur la modification de la longueur d'onde du signal source, tout en gardant la longueur d'onde de pompe fixe. On s'aperçoit que plus le défaut quantique est faible (longueur d'onde signal courte) plus le seuil d'apparition est élevé. En passant de 1030nm à 1010nm, le seuil d'apparition est même augmenté de plus de 50%.

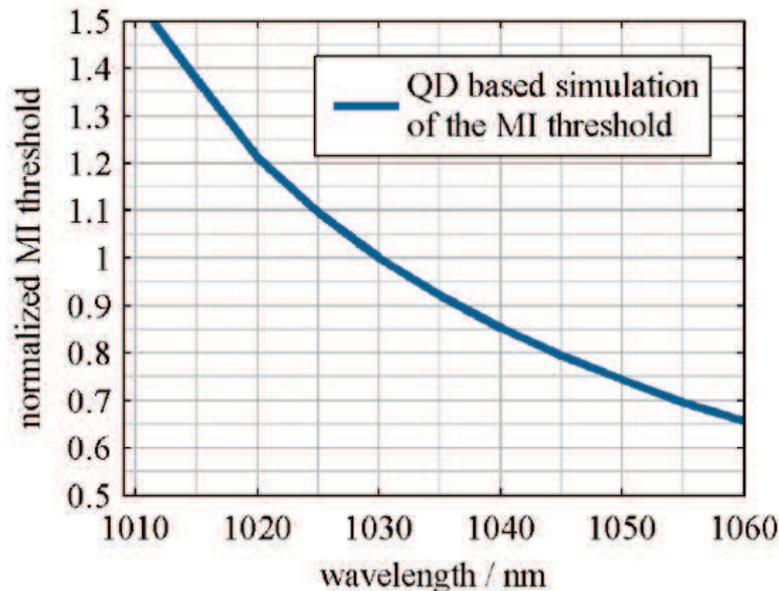


Figure 80: Seuil d'apparition théorique normalisé des IM en fonction de la longueur d'onde du signal (issu de [102]).

Ces résultats sont issus d'une simulation basée sur un modèle prenant en compte uniquement le défaut quantique. Cependant, un écart non négligeable entre valeur théorique et valeur expérimentale remet en cause l'exactitude du modèle. Il a en effet été démontré par Otto et al [102] que l'impact d'un autre phénomène physique jouait un rôle clé au niveau de la valeur du seuil d'apparition des instabilités modales des lasers à fibres dopés Ytterbium. Ce phénomène est le photo-noircissement. Otto a montré que la présence de photo-noircissement n'agit pas uniquement sur une réduction significative du seuil d'apparition des instabilités modales mais aussi sur une modification de leurs comportements. Cela a permis d'expliquer les écarts entre les prédictions théoriques et les mesures expérimentales notamment au sujet du seuil d'apparition des instabilités modales en fonction de la longueur d'onde du signal [102,103].

Une seconde source de dépôt de chaleur est donc issue du photo-noircissement, que nous allons détailler dans la section ci-dessous.

3.3.2. Photo-noircissement

Le terme photo-noircissement fait référence à l'augmentation des pertes en transmission dans un milieu à gain provoquée par une irradiation de lumière à des longueurs d'onde précises. Dans les fibres dopées Yb, le photo-noircissement, est un processus photochimique qui se caractérise par une forte atténuation du cœur induite par le pompage optique qui s'étend de l'ultra-violet jusqu'au domaine spectral de la pompe et du signal, dans le proche infra-rouge [104,105,106].

Cette atténuation optique, illustrée ci-dessous, affecte l'onde de pompe et de signal, ce qui crée à la fois une diminution de l'efficacité du laser ainsi qu'un dépôt de chaleur non homogène [107].

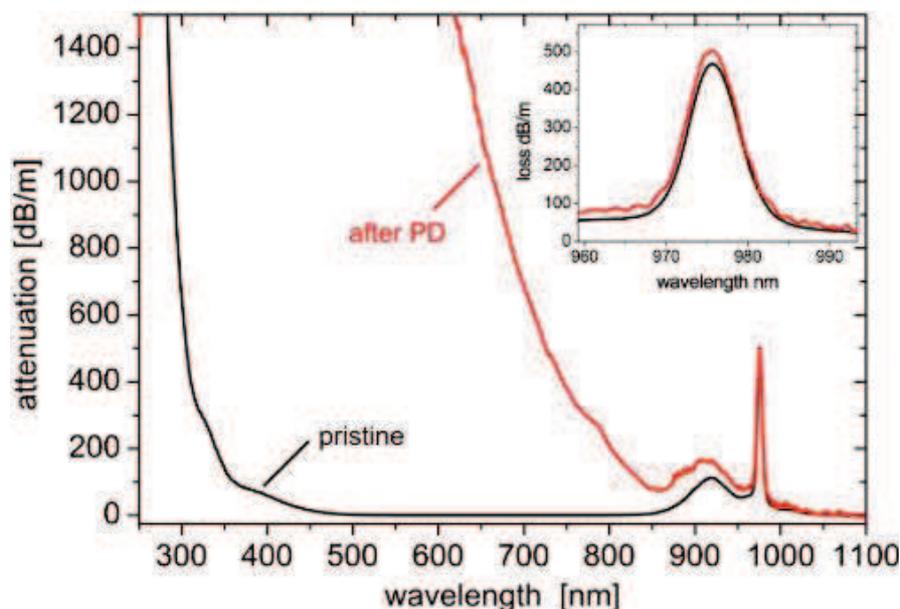


Figure 81: Mise en évidence de l'augmentation de l'absorption dans le visible et le proche infrarouge du cœur d'une fibre après photo-noircissement [issu de 107].

La formation du photo-noircissement est reliée à la création de centres colorés. Dans le verre, les centres colorés apparaissent lorsqu'un excès ou un défaut d'électrons générés par un phénomène d'excitation sont piégés dans une discontinuité de la matrice, causant une absorption additionnelle de la lumière transmise [108]. Dans un laser ou un amplificateur à fibres, le photo-noircissement est principalement régi par l'énergie des photons de pompe et de signal en interaction avec le cœur dopé aux ions Yb de la fibre. Le photo-noircissement est généralement produit par pompage des ions Yb^{3+} dans la gamme 915-980nm [109]. Yoo et al [112] a cependant obtenu un effet similaire en irradiant le cœur d'une fibre dopée Ytterbium à l'aide de la radiation à 488nm d'un laser Ar^+ . Le photo-noircissement est par conséquent lié à la présence des ions Yb^{3+} car les fibres non dopées ne photo-noircissent pas.

Les études théoriques et expérimentales ainsi que les solutions permettant d'annihiler ce phénomène sont des sujets de recherche à part entière. De nombreux groupes de recherche ont étudié cette problématique [110,111,112,113,114,115].

Les lasers à fibre présentent des niveaux d'inversion de population élevés (jusqu'à plus de 50%) couplés à des non uniformités du dopage de la silice. De ce fait, les mécanismes à l'origine du photo-noircissement sont renforcés. Pour qu'un centre coloré apparaisse, deux options sont envisagées. Tout d'abord, le mécanisme nécessite plusieurs ions Yb^{3+} proches les uns des autres, dont deux dans leur état excité. Leur proximité est un gage de réussite du transfert d'énergie de ces deux ions excités vers un troisième. Le phénomène est donc d'autant plus probable que la proximité des ions est grande, c'est-à-dire que la concentration en ions est élevée. Ensuite, la seconde option est de disposer de suffisamment d'ions simultanément excités pour que la probabilité du transfert d'énergie soit la plus grande possible. Le cas des systèmes trois niveaux nécessitant comme l'Ytterbium d'atteindre un niveau d'inversion global de plus de la moitié des ions dopants est donc tout particulièrement favorable au phénomène de photo-noircissement.

Le photo-noircissement a également été observé dans les fibres dopées aux autres ions terre rare tels que le Tm^{3+} , Ce^{3+} , Pr^{3+} , Eu^{3+} et le Tb^{3+} [116,117,118,119,120]. L'origine physique est identique, à savoir une création de centres colorés par la photoionisation de la Silice de la matrice.

Il est par conséquent favorisé par les fortes concentrations de cet ion et les forts taux d'inversion, ce qui suggère que l'énergie de plusieurs ions Yb^{3+} excités est nécessaire pour créer les centres colorés à l'origine des pertes induites. De plus, il est important de noter que le co-dopage Aluminium induit la création d'agrégats d'ions Yb et favorise les échanges énergétiques entre sites et donc le phénomène de photo-noircissement. Une matrice phosphosilicate permet une grande solubilité des ions Yb. Il est ainsi possible d'éviter ce phénomène pour des densités de dopant 100 fois supérieures à celles permises dans les matrices aluminosilicates. C'est la matrice « idéale » pour les applications laser nécessitant une forte inversion. L'ajout d'ions Lanthane (La^{3+}) ou l'ajout d'ions Cérium (Ce^{4+}) peuvent réduire les effets dus aux agrégats comme il a été démontré par Philipsen et al (La^{3+}) et Engholm et al (Ce^{4+}) [121,122].

Pour conclure, le phénomène de photo-noircissement, contribuant à l'apport de chaleur dans les fibres dopées, n'est pas à exclure de l'explication de l'origine des instabilités modales.

Par conséquent, ce nouveau lien entre instabilité modale et photo-noircissement permet de déterminer le seuil d'apparition avec davantage de précision. Il est déterminé pour un amplificateur à fibre pour une charge thermique moyenne fixée entre 29 et 34W/m découlant de nombreuses observations expérimentales [123]. Par conséquent, un modèle simplifié permettant de calculer le seuil d'apparition des instabilités modales dans un système laser affecté par du photo-noircissement a été établi par Jauregui et al [123]. Ce modèle révèle que même de très faibles pertes induites par photo-noircissement peuvent multiplier par deux la charge thermique totale dans la fibre dopée. Cependant, même si le photo-noircissement est un processus dynamique qui atteint un état d'équilibre bien défini après un certain temps [124], les constantes de temps caractéristiques sont en général plus grandes de plusieurs ordres de grandeur que celles observées par les instabilités modales.

3.3.3. Photo-blanchiment

Comme nous venons de le voir, le noircissement d'une fibre est caractérisé par une augmentation de l'absorption de la fibre dans la région visible, induisant des pertes optiques dans la fibre ainsi qu'une augmentation de la température. Il se traduit également par une diminution de la puissance de sortie du laser. A contrario, le blanchiment d'une fibre, qui est le phénomène inverse du noircissement, est caractérisé par une modification de l'absorption de la fibre dans le visible se rapprochant alors de la condition initiale d'une fibre non irradiée. Le blanchiment photo-induit par le biais d'injection d'ondes lumineuses UV ou visible ou le blanchiment thermo-induit par la mise en température de la fibre utilisée permet de supprimer les centres colorés générés par le noircissement.

La première mise en évidence d'un photo-blanchiment a été réalisée par Friebele et al [125], en injectant une radiation à 850nm dans deux fibres différentes : une première fibre avec un co-dopage germanium et une seconde avec un co-dopage phosphore. Ce premier résultat comparatif montre une diminution des pertes induites par le noircissement. Le photo-blanchiment a également été reporté par Manek-Hönninger et al [126] à l'aide d'une lumière impulsionnelle ultra-violette à 355 nm et de 90 μ J dans une fibre LMA microstructurée de 22 μ m de diamètre de cœur. Le photo-noircissement est cette fois effectué en injectant une radiation de 45 W à 976 nm. La mise en évidence du photo-blanchiment repose sur la mesure du spectre d'absorption [400-1200 nm] de cette fibre avant et après photo-noircissement, puis après photo-blanchiment par la radiation UV. Malgré une dégradation du spectre d'absorption dans le visible après photo-noircissement, le spectre post photo-blanchiment redevient identique à celui d'une fibre vierge de toute radiation, comme le montre la Figure 82.

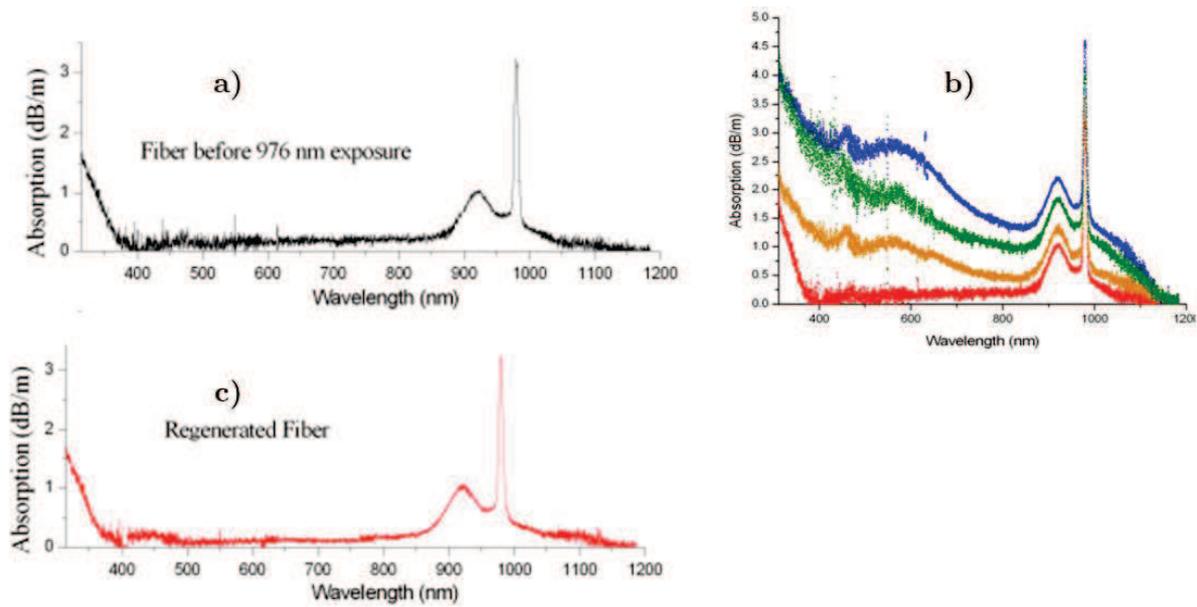


Figure 82 : Spectres optiques issus de [126] : En a), spectre d'absorption d'une fibre dopée vierge, jamais irradiée. En b) mise en évidence de l'augmentation de l'absorption de la fibre entre 400 et 1120nm au fur et à mesure du photo-noircissement par un pompage optique à 976nm. En c) spectre d'absorption de cette fibre après photo-blanchiment par une onde UV à 355nm impulsionnelle.

Le blanchiment thermo-induit, a lui été démontré pour la première fois par Jasapara et al [127]. En chauffant à 500°C une fibre pré-noircie par l'injection d'une radiation à 976nm, la transmission de la fibre dans la région visible (600nm) a augmenté de 5 dB. Depuis, de nombreuses expériences de blanchiment thermo-induit ont été menées dont notamment les travaux de Brichard et al qui a observé une réduction de 50% des défauts de la fibre en chauffant jusqu'à 300°C et jusqu'à 90% en chauffant à 500°C [128]. Mady et al [129] a également observé un processus de guérison en chauffant à 500°C une préforme alumino-silicate dopée Ytterbium. Les résultats montrent que le blanchiment est efficace avec une transmission retrouvée et identique entre 200 et 800nm après thermo-blanchiment, comme le montre la figure ci-dessous :

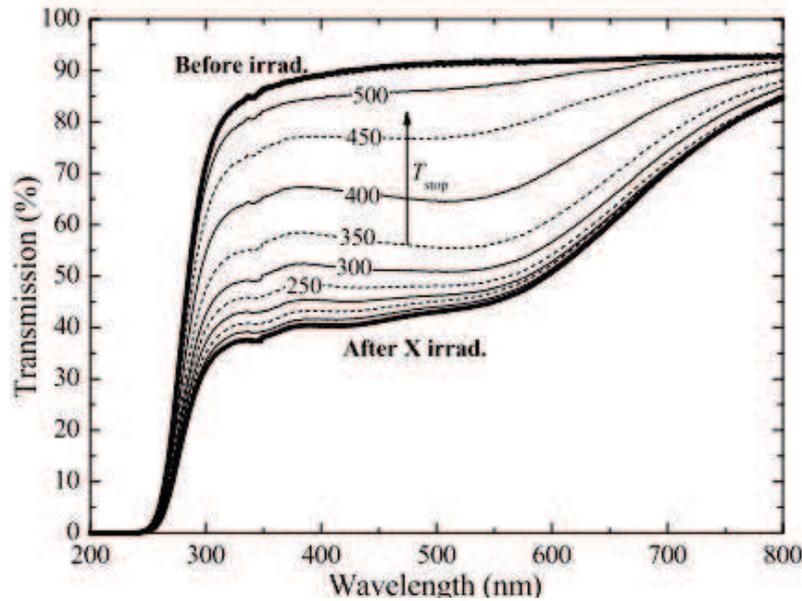


Figure 83: Transmission d'un échantillon d'AS : Yb en fonction de la longueur d'onde avant irradiation et après irradiation (en gras). Transmission optique après chauffage de la fibre de 250 à 500°C.

3.3.4. Equilibre photo-noircissement et photo-blanchiment

Le photo-noircissement et le photo-blanchiment dans les fibres optiques dopées aux ions terres rares ont été étudiés indépendamment par de nombreux groupes de recherche. Le photo-noircissement, se caractérisant par une diminution exponentielle de la puissance de sortie jusqu'à une stabilisation au bout de plusieurs dizaines d'heures doit être pris en compte pour un système industriel stable et robuste. Le photo-blanchiment, par l'injection d'une radiation UV ou visible, permet de retrouver les propriétés du laser initial en termes de puissance de sortie et de spectre d'absorption. Cependant, une étude de l'équilibre entre ces deux phénomènes peut être intéressante afin d'atténuer ou de supprimer l'effet du photo-noircissement dans des lasers haute puissance et n'a été que rarement abordé.

Dans la suite de cette partie, nous allons détailler à l'aide des travaux de Piccoli et al [130] l'équilibre entre photo-noircissement et photo-blanchiment. Le laser à fibre utilisé ici se compose d'une fibre active Ytterbium de quelques centimètres de long et de deux réseaux de Bragg fibrés de réflectivité 99% et 41% soudés aux deux extrémités de la fibre active. L'étude repose sur l'évolution de la puissance de sortie du laser en fonction de l'injection de deux longueurs d'onde de pompe dans le cœur (976 et 405nm). Les tests s'effectuent à partir de l'irradiation de la fibre par soit l'une soit l'autre soit les deux longueurs d'onde simultanément. La puissance de sortie en fonction du temps et de la configuration d'injection est représentée ci-dessous :

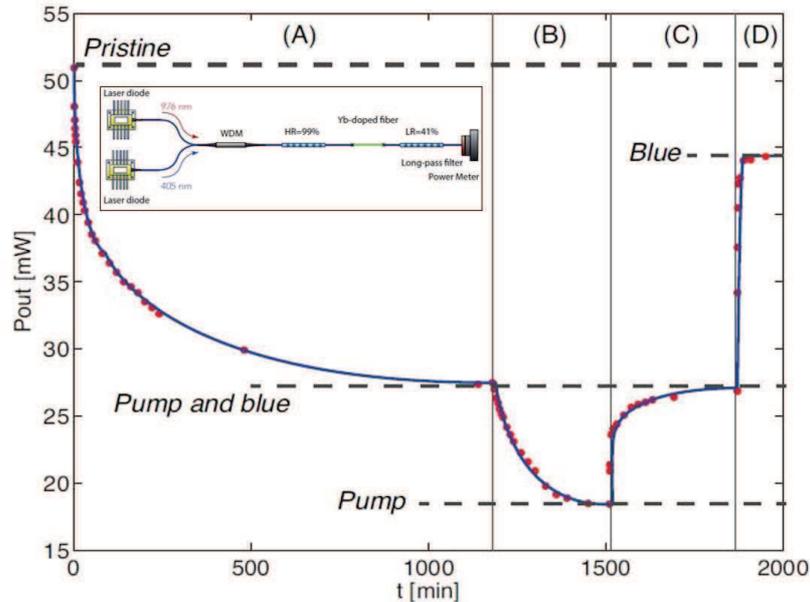


Figure 84 : Evolution de la puissance du laser en fonction des conditions d'opération (pompe seule, pompe et bleu, bleu seul) d'après les travaux de Piccoli et al [130].

L'étape A montre l'évolution de la puissance de sortie en fonction du temps pour une injection simultanée de l'onde de pompe à 976nm et d'une onde bleue à 405nm. Une décroissance exponentielle, similaire à celle du photo-noircissement est observée avec une diminution de la puissance d'environ 45%. Une stabilisation de la puissance est obtenue après un délai de 1000 minutes, démontrant la fin du phénomène de photo-noircissement. A l'étape B, la fibre est irradiée uniquement avec l'onde de pompe à 976nm, l'onde visible ayant été coupée. Un nouveau phénomène de photo-noircissement est observé avec une constante de temps plus faible. Une diminution exponentielle de la puissance jusqu'à 35% ainsi qu'une stabilisation au bout de 500 minutes sont présentées. A l'étape C, l'onde bleue est allumée à nouveau, simultanément avec l'onde de pompe. On observe une augmentation rapide de la puissance de sortie du laser jusqu'au retour à la valeur obtenue en fin de l'étape A au bout de 400 minutes. Ce retour, est similaire à un phénomène de photo-blanchiment comme nous l'avons vu précédemment. Pour finir, l'étape D montre un phénomène de photo-blanchiment plus intense, à l'aide de l'irradiation de l'onde bleue uniquement, la pompe à 976nm ayant été éteinte. Le gain en puissance est proche de 40%. Un retour à la puissance initiale, avant photo-noircissement n'est cependant pas atteint mais les puissances initiales et finales sont différentes de seulement 10%.

Cette expérience montre donc, pour la première fois, l'équilibre établi entre le photo-noircissement (par l'onde de pompe à 976nm) et le photo-blanchiment (par l'onde visible à 405nm) lorsqu'elles sont injectées simultanément dans un système laser à fibre.

De ce fait, en opérant à la fois la pompe du système laser (9xx nm), créant une inversion de population, et donc du photo-noircissement, et la pompe de la régénération (4xx nm) créant du photo-blanchiment, on peut atteindre un équilibre entre ces deux phénomènes.

Nous venons de voir les termes sources de chaleur présentes dans les amplificateurs haute puissance. Ces dépôts de chaleur sont à l'origine de l'apparition des effets thermo-induits engendrant une modification du profil intensimétrique en sortie de la fibre dopée. Après avoir développé un amplificateur à fibre pouvant émettre 100W en régime continu monofréquence, notre étude s'est portée sur une montée en puissance supérieure afin de viser une puissance de 200W à partir de la même fibre dopée utilisée précédemment (fibre 4 du chapitre 2). En doublant la puissance de sortie, la charge thermique supplémentaire, apportée par le défaut quantique et le photo-noircissement, peut potentiellement dépasser la charge thermique nécessaire à l'apparition de phénomènes thermo-induits. La partie suivante détaille la montée en puissance jusqu'à 200W et la mise en évidence du phénomène de DMF dans une fibre LMA microstructurée.

3.4. Mise en évidence du phénomène de DMF dans une fibre LMA microstructurée

Nous avons montré dans les pages précédentes que la montée en puissance dans les fibres LMA peut présenter certaines limitations, dont l'origine commune est thermo-optique. Ces limitations sont les phénomènes d'IM et de DMF. Elles affectent le profil intensimétrique du faisceau en sortie de la fibre active, rendant les sources laser inutilisables pour les applications visées dans le travail de cette thèse.

L'objectif initial de ce travail de thèse est le développement d'un laser en régime continu monofréquence de haute puissance à bas bruit d'intensité. Une puissance de 100W a été obtenue à partir d'une fibre de 40 μ m de diamètre de cœur. L'objectif de cette partie est donc de poursuivre la montée en puissance, supérieure à 100W, et d'en discuter les limitations expérimentales.

3.4.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental pour la mise en évidence du phénomène de DMF reprend l'amplificateur laser utilisé dans le chapitre 2. Il est composé d'une diode laser signal, de deux étages préamplificateurs, puis d'un dernier étage amplificateur à base d'une fibre LMA de 40 μ m de cœur. Comme nous pouvons le voir dans la figure ci-dessous, en sortie du laser, plusieurs capteurs ont été positionnés afin de mettre en évidence l'apparition de phénomènes thermo-induits. Tout d'abord, une caméra thermique est placée au-dessus de la fibre amplificatrice permettant d'obtenir la dynamique thermique dans la fibre au cours du temps. Dans un second temps, en sortie du laser, une fraction de la puissance est prélevée à l'aide d'un miroir wedge. Le faisceau laser correspondant est filtré à l'aide d'un iris réglable permettant de bloquer le mode d'ordre supérieur LP_{11} et de transmettre uniquement le mode fondamental LP_{01} . La puissance transmise, issue du cœur de la fibre, est alors monitorée par un puissance-mètre. Cette mesure permet d'anticiper une apparition du phénomène de DMF, et de mettre en évidence l'échange d'énergie entre le mode fondamental LP_{01} et le mode d'ordre supérieur LP_{11} .

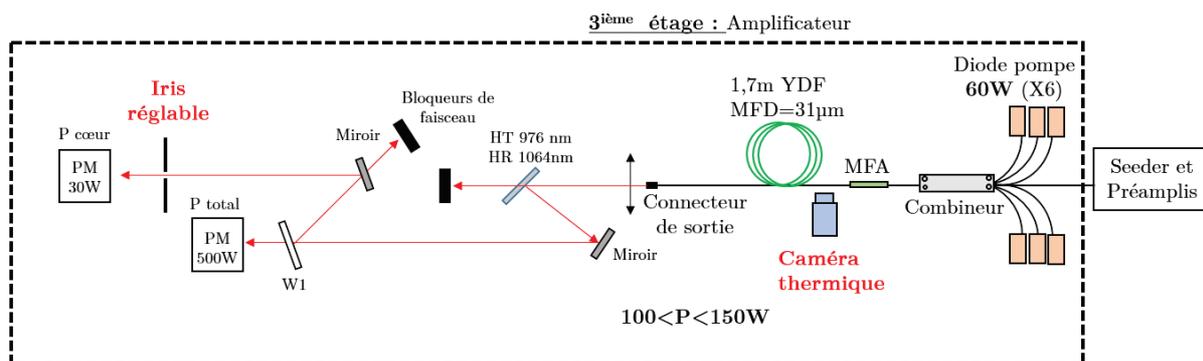


Figure 85 : Dispositif expérimental mis en place sur l'amplificateur de puissance supérieure à 100W permettant de monitorer l'apparition du phénomène de DMF.

Le pompage optique de la fibre amplificatrice est effectué à l'aide de six diodes de 60W à la longueur d'onde de 976nm. La puissance totale de pompe est donc égale à 360W. Une montée en puissance jusqu'à 200W est potentiellement permise.

3.4.2. Résultats obtenus à 200W en régime continu monofréquence

Dans ces conditions, une puissance de 215W a été obtenue en régime monofréquence. La montée en puissance, la qualité modale ainsi que le spectre de ce laser sont exposés ci-dessous :

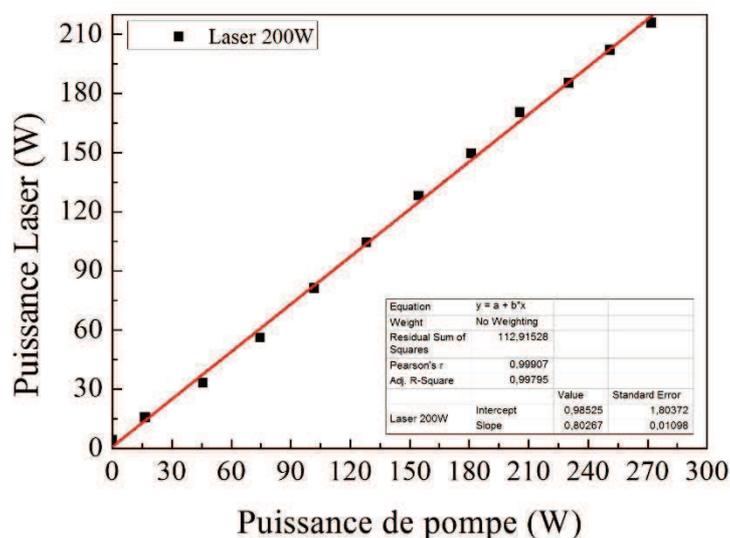


Figure 86 : Montée en puissance dans de la fibre dopée DC 200/40-YDF jusqu'à 215W en régime monofréquence. La régression linéaire affiche une pente de 80%, ce qui correspond ici à l'efficacité de conversion pompe vers signal du laser (à gauche). Photographie de la puissance prise après un miroir wedge (pertes par réflexion de 8%) à une puissance de 215W (à droite).

Au niveau de l'efficacité, avec 1,7m de fibre dopée, on atteint 80%. Ici donc 215W de laser à 1064nm sont générés pour 270W de pompe à 976nm. Cette grande efficacité est un atout pour le cahier des charges d'un laser industriel : puissance de pompe à fournir plus faible, peu de puissance de pompe résiduelle, moins d'échauffement.

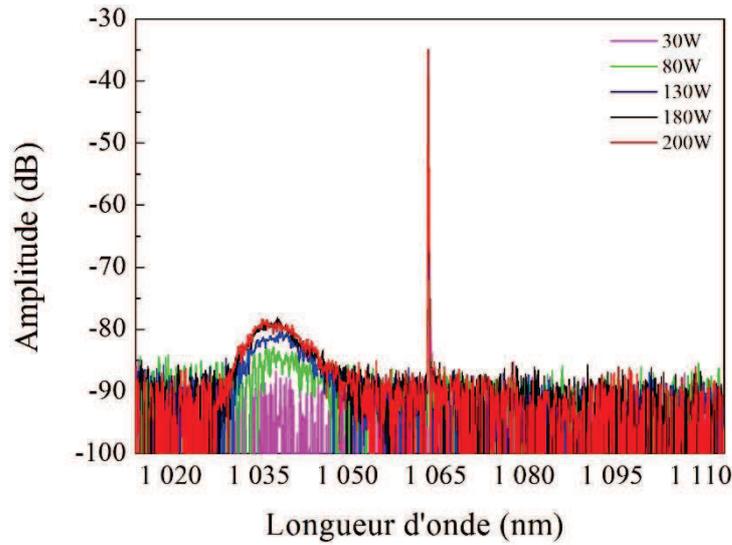


Figure 87 : Spectre optique du laser haute puissance (200W) à différentes puissances de sortie pris avec un span de 100nm centré à 1064nm et une résolution de 0,07m.

Le spectre prélevé en sortie du laser démontre une légère augmentation de l'ESA, dans la région [1030-1045nm] au fur et à mesure de l'amplification. Cependant, une extinction de 44 dB entre le signal et l'ESA est mesurée, ce qui rentre dans les spécifications pour un laser industriel robuste.

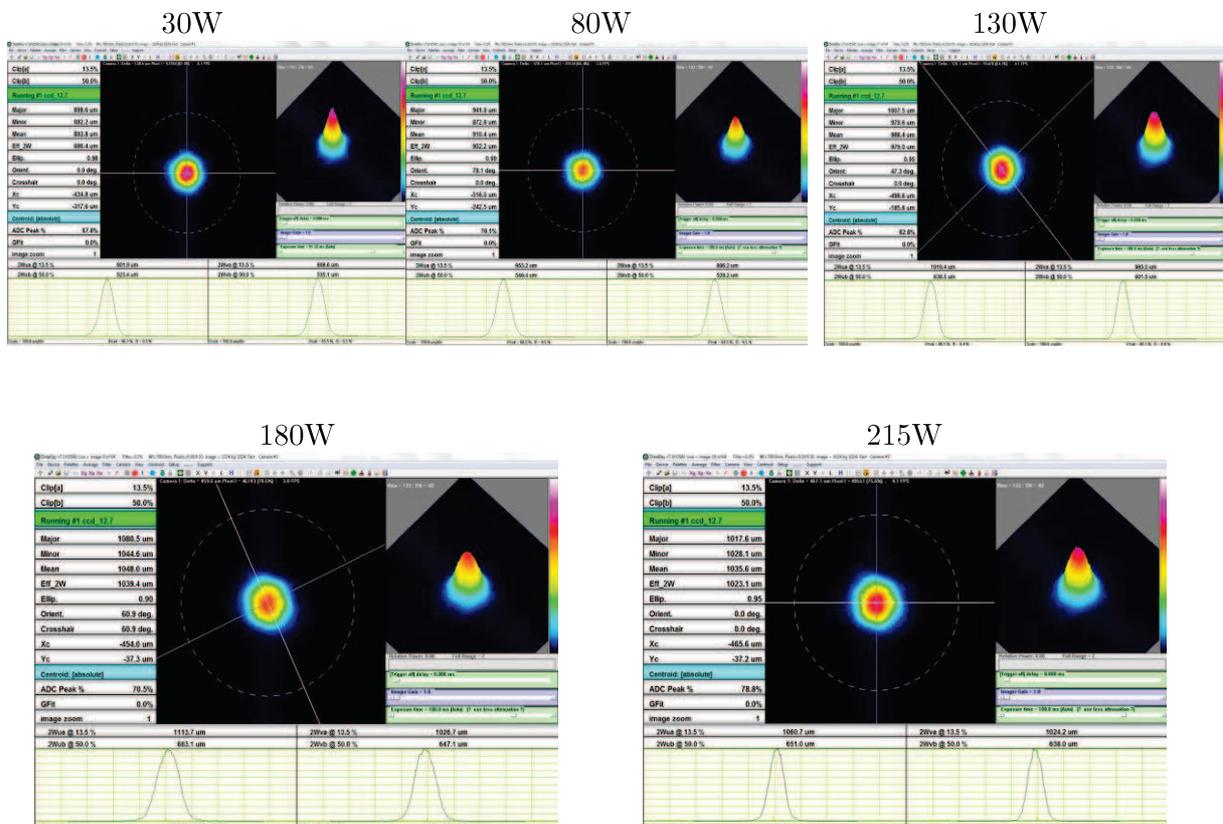


Figure 88: Profils intensimétrique prélevés en sortie du laser pendant la montée en puissance (30, 80, 130, 180 et 215W)

Le profil intensimétrique du faisceau en sortie de la fibre amplificatrice, pris en champ proche et en champ lointain est de nature gaussienne à 200W. Aucun battement entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur n'est observé. Le mode en sortie du laser ne subit pas de phénomènes dégradants tels que les effets thermo-induits, à la fois IM ou DMF, au fur et à mesure de l'amplification. Le seuil d'apparition des IM, qui est un phénomène instantané n'est donc pas atteint pour ce type de fibre à une puissance de 215W.

La mesure de bruit d'intensité de cet amplificateur est présentée ci-dessous. La fréquence de coupure est difficile à déterminer en partant de la mesure expérimentale du fait de l'excès de bruit à basses fréquences du au couple [Diode de pompe multimode/ Electronique d'alimentation] qui n'est pas du tout optimisé pour l'utilisation de 300W de puissance optique de pompe. En effet, la puissance demandée par ces six diodes de pompe mise en série deux à deux est d'environ 700W (6 x (12A x 10V)). Il est alors difficile de trouver une alimentation capable de générer plus de 700W à bas bruit et à bas coût. Cependant, cette première mesure de bruit d'intensité à 200W de puissance laser reste encourageante pour la suite du projet. La fréquence de coupure théorique qui découle du modèle analytique pour cette fibre LMA à une puissance de 200W est égale à 36 kHz, ce qui est bien inférieur aux fréquences de coupure de la fibre 15 μ m à 50W.

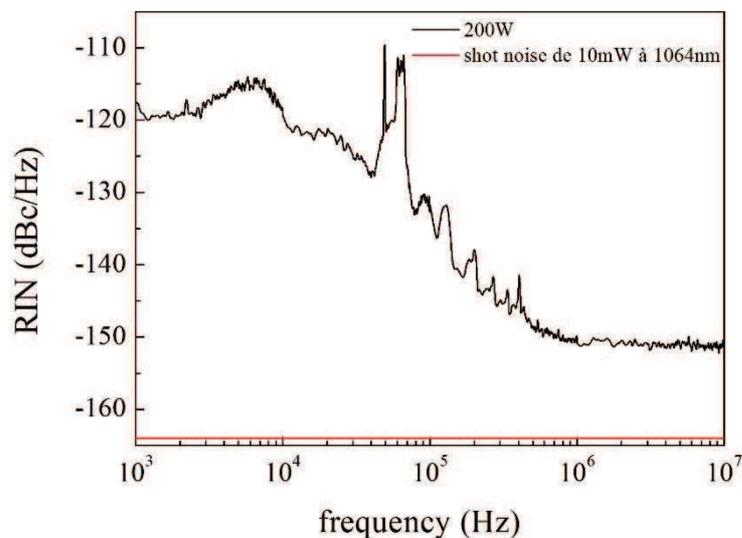


Figure 89: RIN du laser tout fibré utilisant la fibre DC-200/40-Yb-Pz pris à 200W de puissance optique

3.4.3. Mise en évidence du phénomène de DMF

Cependant, d'après les travaux de Brar et al [98] et de Ward et al [88] le phénomène de DMF a été observé au bout de plusieurs heures, dépendant de la dynamique du photo-noircissement dans la fibre. Ici, en effectuant le photo-noircissement de cette fibre, on s'aperçoit que le phénomène de DMF apparait au bout de plusieurs dizaines d'heures.

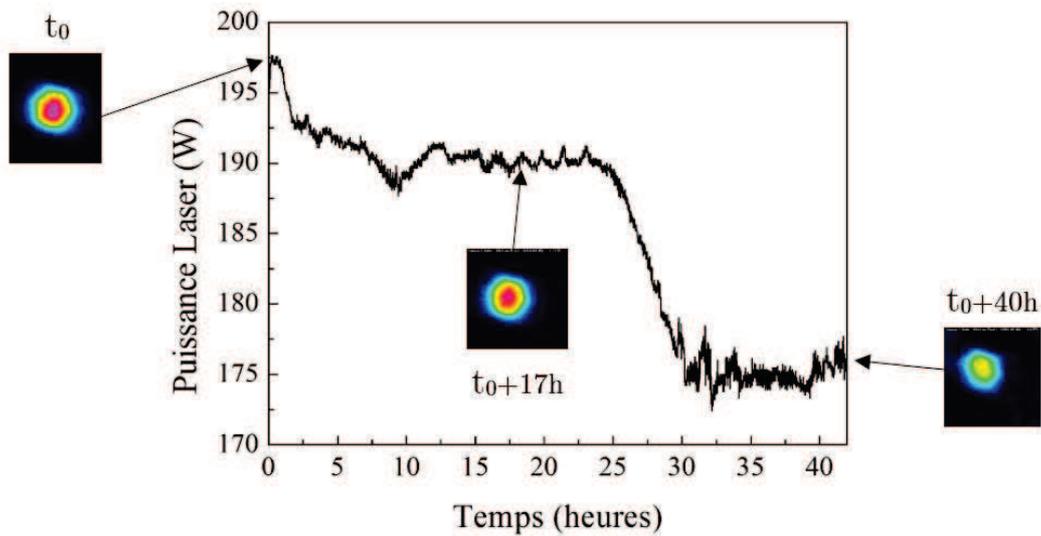


Figure 90: Mise en évidence du photo-noircissement de la fibre DC-200/40-Yb-Pz à 200W sur 40h avec mesure de qualité modale à l'aide d'une caméra CCD à $t=0$, $t=17h$ et $t=40h$

En effet, en opérant le laser à 197W à $t=0$, on obtient une baisse de puissance supérieure à 10% par rapport à la puissance initiale au bout de 30h (175W), mais l'évolution de la puissance ne ressemble pas à l'évolution exponentielle du phénomène de photo-noircissement. De plus, le profil intensimétrique en sortie de fibre a été fortement dégradé par rapport aux conditions initiales t_0 , ainsi qu'à t_0+17h . Simultanément à une chute de la puissance de sortie, le profil intensimétrique a subi une dégradation du fait du transfert de l'énergie du mode fondamental LP_{01} vers le mode d'ordre supérieur LP_{11} . Ces signes, identiques à ceux décrits par Brar et par Ward sont la signature du phénomène de DMF.

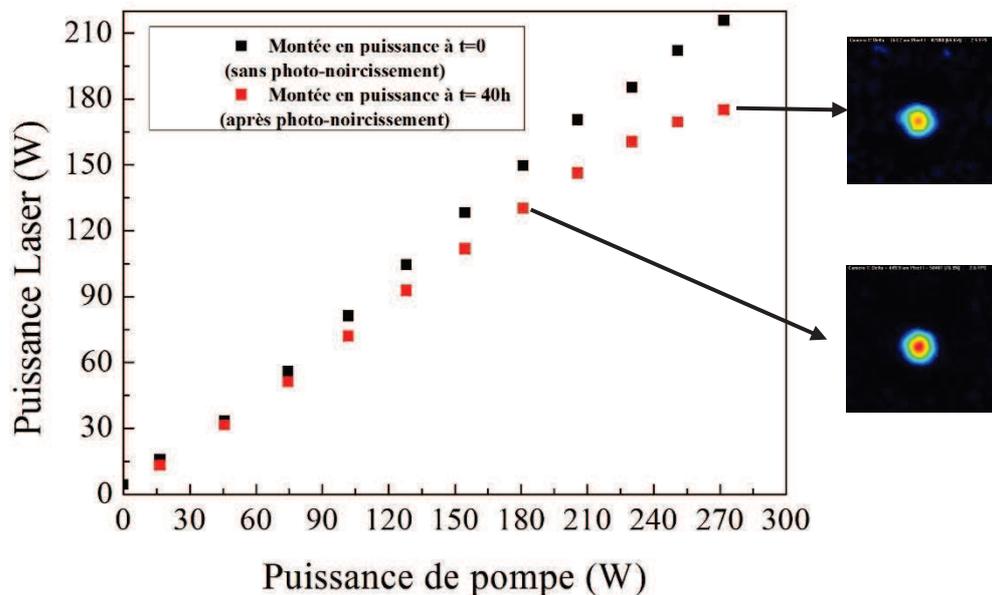


Figure 91: Comparaison de l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe sur l'amplificateur LMA avant (en noir) et après (en rouge) photo-noircissement. Profil intensimétrique en sortie de fibre pris à 130 et 175W démontrant un transfert de puissance du cœur vers la gaine à plus forte puissance de sortie.

Sur la Figure 91, deux conclusions sont à tirer : la première est que la montée en puissance de l'amplificateur après photo-noircissement montre des signes de saturation aux alentours de 175W. Cette saturation est liée à l'apparition de phénomène de DMF qui fait fuir la puissance initialement dans le cœur dopé, vers la gaine non dopée. Il en résulte une perte d'efficacité qui tend vers une saturation à forte puissance. Le profil intensimétrique pris en sortie de la fibre à 130 et 175W illustrent bien ce phénomène où un transfert de puissance entre le cœur et la gaine est visible au fur et à mesure de la montée en puissance.

Après avoir mis en lumière ce phénomène de DMF dans une fibre LMA microstructurée en régime continu monofréquence, nous nous sommes demandé si ce phénomène était dépendant du régime d'opération (continu ou impulsionnel). Par chance, un amplificateur identique utilisant cette fibre LMA était à notre disposition. La seule différence est que cet amplificateur utilise comme un oscillateur picoseconde (60 ps / 40 MHz / 10 mW) à la place d'une diode laser signal monofréquence. Nous allons donc présenter dans la partie suivante le travail effectué sur un amplificateur haute puissance (>100W) en régime impulsionnel puis le comparer au travail déjà établi sur l'amplificateur continu monofréquence. Cette comparaison permettra notamment de déterminer les similitudes ou les différences entre chaque régime en fonction du photo-noircissement dans les fibres LMA. Cette comparaison n'a jamais été reportée dans la littérature.

3.5. Mise en évidence d'une dépendance du régime d'équilibre du photo-noircissement avec le régime d'opération

Le phénomène de DMF apparaissant au bout de plusieurs dizaines d'heures, est un phénomène limitant la montée en puissance dans les fibres LMA en régime continu monofréquence. Toutefois, les études expérimentales sur une dépendance du seuil d'apparition du phénomène de DMF en fonction du régime d'opération sont peu nombreuses. La partie suivante a donc pour but d'étudier la dépendance du régime d'équilibre du photo-noircissement avec le régime d'opération : régime continu monofréquence et régime impulsionnel.

3.5.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental de cette étude utilise un amplificateur à fibre LMA, identique à celui décrit précédemment. La majeure différence est l'utilisation d'une fibre dopée vierge, à savoir non photo-noircie préalablement. La longueur et le diamètre d'enroulement de la fibre ainsi que le contact thermique entre la fibre et le support de maintien sont similaires par rapport à l'ancien système.

Pour étudier la dépendance du photo-noircissement avec le régime d'opération, nous utilisons un oscillateur impulsionnel permettant de générer des impulsions de 60 ps à la cadence de 40 MHz. La puissance moyenne en sortie de cet oscillateur est de 10 mW identique à la configuration en régime continu monofréquence. L'oscillateur est tout fibré, ce qui permet de le souder au premier étage préamplificateur.

Le schéma expérimental est donc le suivant :

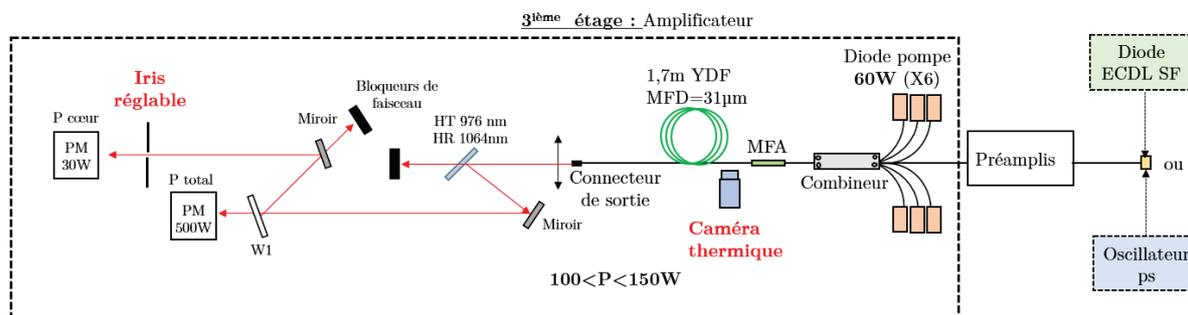


Figure 92 : Dispositif expérimental mis en place sur l'amplificateur de puissance supérieure à 100W permettant de comparer les dynamiques de photo-noircissement en régime impulsionnel et en régime continu monofréquence.

3.5.2. Etude de la dynamique du photo-noircissement en fonction du régime d'opération

Pour étudier l'évolution du photo-noircissement en fonction du régime d'opération du laser, à savoir continu monofréquence à l'aide d'une diode signal ECDL monofréquence et impulsionnel, à l'aide d'un oscillateur fibré picoseconde, la puissance de l'amplificateur est ajustée à 114W. L'expérience consiste donc à enregistrer l'évolution de la puissance au cours du temps en fonction du régime d'opération. Afin de déterminer si le seuil d'apparition du DMF est atteint, le profil intensimétrique est enregistré à l'aide d'une caméra CCD.

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, le nouveau phénomène appelé DMF, est en étroite relation avec le photo-noircissement. Ce phénomène est caractérisé par une diminution de la puissance de sortie du laser dans le temps.

Pour quantifier cette influence, on opère notre amplificateur haute puissance à 114W non pas en monofréquence, mais en régime impulsionnel. L'oscillateur utilisé, qui est amplifié dans les différents étages de fibres dopées, a les propriétés suivantes :

Durée de l'impulsion	60 ps
Fréquence	40 MHz
Puissance moyenne	10 mW

Tableau 3-2: Propriétés de l'oscillateur impulsionnel utilisé.

Notre étude se décompose en trois étapes bien distinctes :

Etape 1, régime picoseconde :

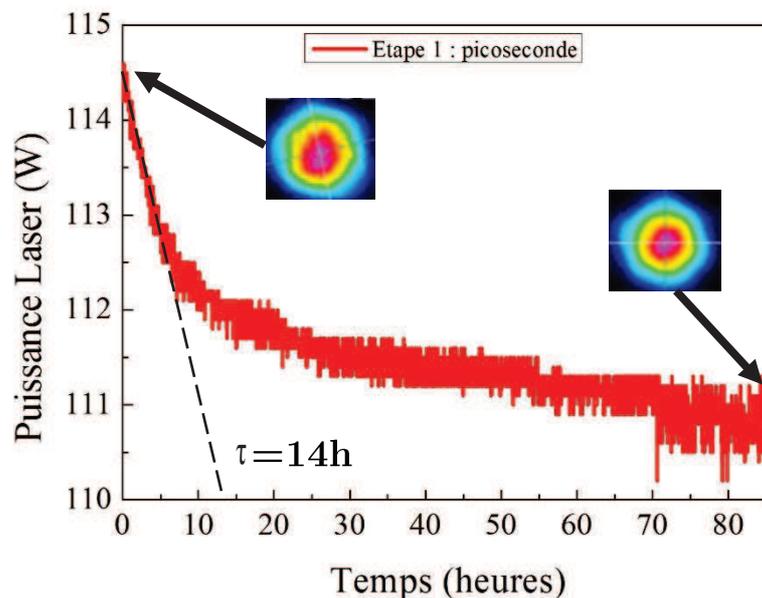


Figure 93 : Photo-noircissement en régime impulsionnel pour une puissance de 114W. Profil intensimétrique du faisceau à $t=0$ et $t=90$ (en insert)

La première expérience consiste à étudier le photo-noircissement de cette fibre en régime impulsionnel. Une dégradation de la puissance de la forme mathématique $\exp(-t/\tau)$, montre qu'au bout d'environ 50h, la puissance a chuté de 3,5% et s'est stabilisée à la valeur de 111W. Ce palier de stabilisation indique que le photo-noircissement est terminé. La constante de temps τ de ce phénomène en régime impulsionnel est mesurée égale à 14h. Les profils intensimétriques pris à $t=0$ et $t=90\text{h}$ n'indiquent pas de dégradation modale durant le photo-noircissement.

A partir de ce nouvel amplificateur, il nous est permis de continuer notre investigation en régime continu monofréquence. Comme nous l'avons vu dans la Figure 92, il est possible d'interchanger les signaux d'entrée de l'amplificateur et par conséquent de passer d'un régime impulsionnel à un régime continu. L'étape 2, présente l'évolution de la puissance après changement du régime d'opération en régime continu monofréquence :

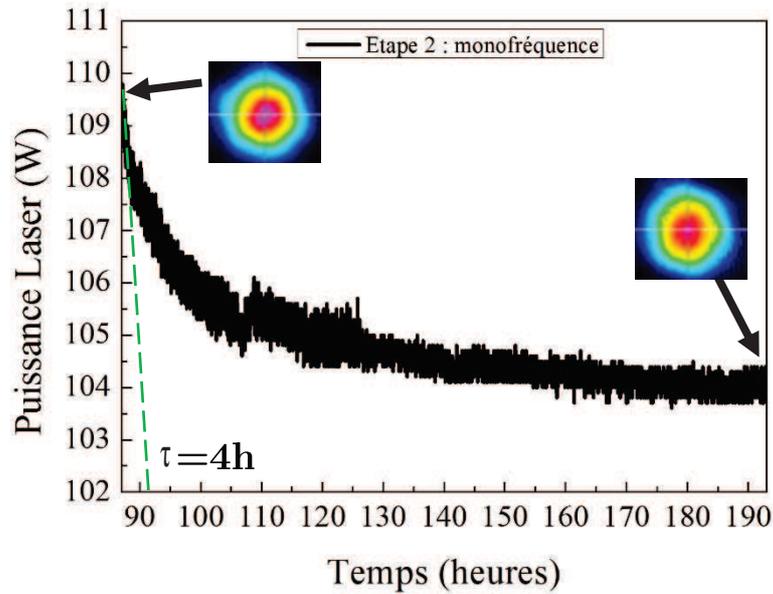


Figure 94: Photo-noircissement en régime continu monofréquence pour une puissance de 110W. Profil intensimétrique du faisceau à $t=87$ et $t=190h$ (en insert)

En remplaçant l'oscillateur picoseconde par notre diode signal monofréquence, on s'aperçoit qu'une seconde phase de photo-noircissement apparaît. Cette dernière se stabilise au bout de 50h, mais la constante de temps τ du photo-noircissement est plus de trois fois plus courte (4h contre 14h). Après cette seconde phase de photo-noircissement, la puissance optique en sortie du laser a subi une diminution de quasiment 7%. La puissance est passée de 111W à 104W. Cette étape montre la forte dépendance du photo-noircissement en fonction du régime d'opération du laser avec des constantes de temps τ allant de 14h à 4h. Les deux courbes d'évolution de la puissance de sortie en fonction du temps sont visibles ci-dessous.

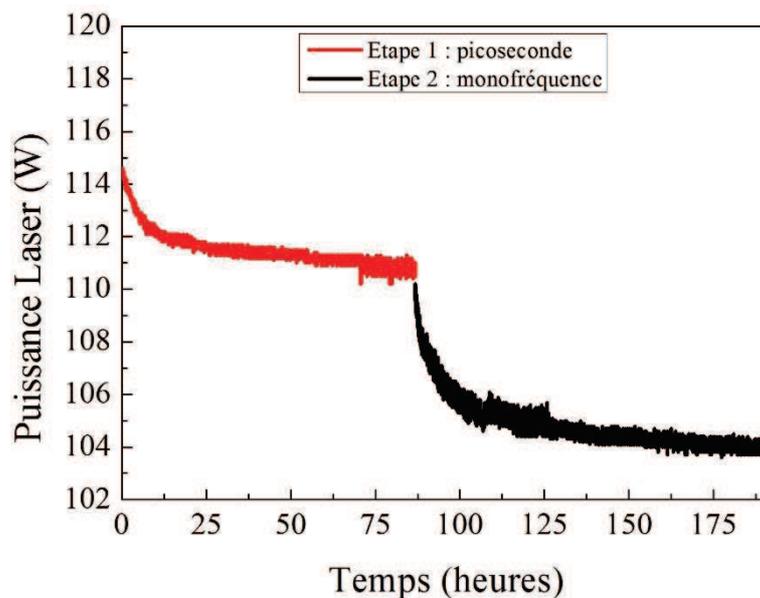


Figure 95: Photo-noircissement en régime impulsif puis en régime continu monofréquence

Cette nouvelle phase de photo-noircissement, caractérisée par une deuxième constante de temps et par une chute de puissance optique bien plus importante (3,5% de perte de puissance en régime impulsionnel contre 7% en régime continu monofréquence), ressemble de près aux résultats obtenus par Piccoli et al [130] détaillés à la partie 3.3.4. Dans ces travaux, un laser à fibre était irradié dans un premier temps à la fois une onde à 976 nm et une onde à 405 nm, induisant une première phase de photo-noircissement, puis en coupant la diode à 405 nm, une seconde phase de photo-noircissement, plus intense avait été démontrée. La troisième étape, qui avait permis un retour de la puissance optique en sortie du laser et donc une annihilation du phénomène de photo-noircissement, avait été effectuée en allumant à nouveau la diode à 405 nm. Nous nous sommes alors demandé si dans notre cas, des résultats similaires pouvaient être obtenus en inter changeant à nouveau la diode laser signal monofréquence avec l'oscillateur picoseconde. C'est ce que démontre l'étape 3, présentée dans la Figure 96.

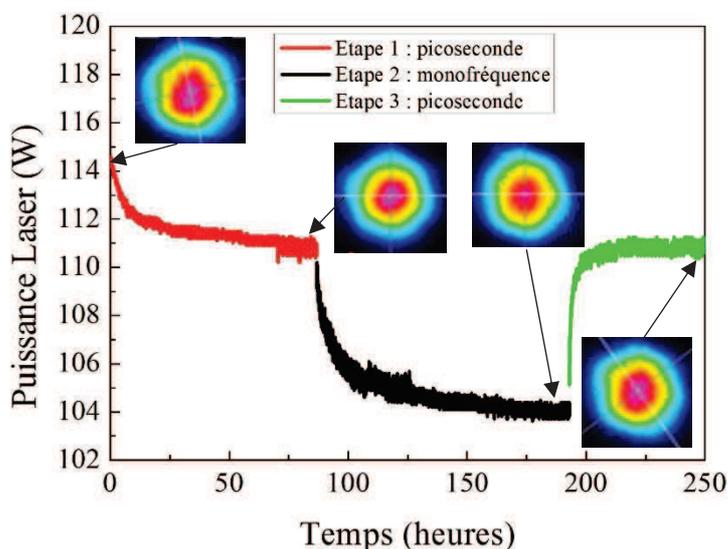


Figure 96: Mise en évidence du photo-blanchiment à l'aide d'un oscillateur picoseconde sur une fibre PCF à large cœur et profils intensimétrique associés (en insert)

En régime impulsionnel, la puissance du laser subit une augmentation de manière quasi-immédiate (1h) et se stabilise à 111W. Cette puissance de stabilisation correspond à la puissance atteinte lors de la première phase de noircissement de la fibre en régime impulsionnel.

Le régime impulsionnel agit ici comme un nouveau procédé partiel de photo-blanchiment pour cette fibre LMA. Il permet donc de retrouver l'équilibre initial du photo-noircissement en régime pulsé. C'est la première fois que ce phénomène de photo-blanchiment par une opération en régime impulsionnel est démontré. Cet équilibre entre photo-noircissement et photo-blanchiment, par l'opération en régime impulsionnel, se caractérise par un retour de la puissance initiale en sortie du laser. Cet équilibre est parfaitement comparable au photo-blanchiment induit par l'injection d'une lumière UV ou visible par exemple, vu à la partie 3.3.4 à partir des travaux de Piccoli et al [130].

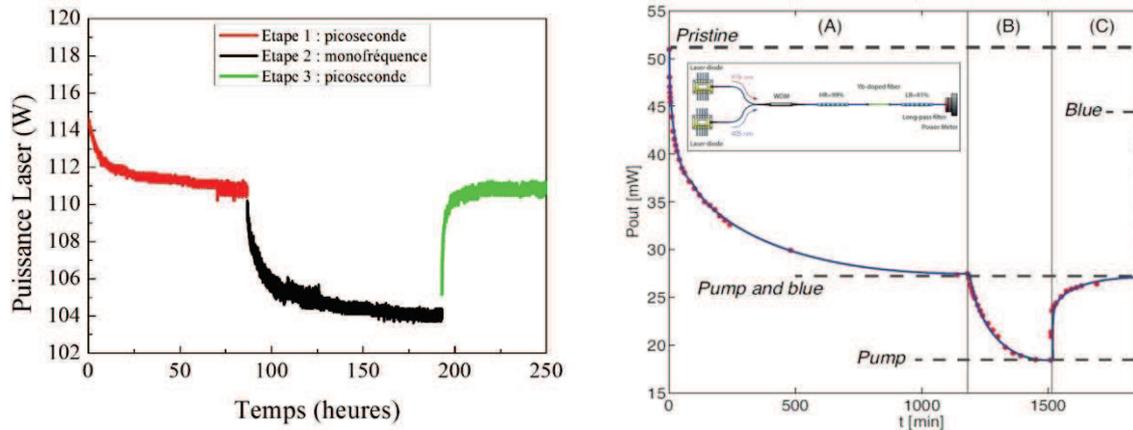


Figure 97: Comparaison entre notre étude sur la dynamique du photo-noircissement en fonction du régime d'opération (à gauche) et l'étude issue des travaux de Piccoli [130] sur le photo-blanchiment par de la lumière bleue.

Nous venons donc de voir la dynamique du photo-noircissement en fonction du régime d'opération du laser. Le phénomène de photo-noircissement et de photo-blanchiment coexistent en régime impulsionnel picoseconde. Par conséquent, du fait du mécanisme de photo-blanchiment partiel des fibres par l'opération impulsionnelle, et donc la destruction des centres colorés dans la matrice participant au photo-noircissement, il semble logique d'imaginer que la charge thermique induite dans la fibre pour une puissance moyenne de sortie identique est inférieure en régime impulsionnelle comparée au régime continu monofréquence. L'apparition des phénomènes thermo-induits dépend de la charge thermique déposée dans la fibre et est par conséquent liée au photo-noircissement. Par définition, ici, le seuil d'apparition de ces effets devrait être différent selon le régime d'opération. C'est ce que nous allons démontrer dans la partie suivante.

Le but de la partie suivante est donc d'augmenter la puissance de sortie afin de déterminer le seuil d'apparition du phénomène de DMF en fonction du régime d'opération : impulsionnel et monofréquence.

3.5.3. Dépendance du seuil de DMF en fonction du régime d'opération

Pour étudier la dépendance du seuil d'apparition du phénomène de DMF en fonction du régime d'opération, nous avons fractionné l'expérience en six étapes distinctes, où soit le régime d'opération et/ou la puissance de sortie sont modifiées, comme le montre la figure ci-dessous :

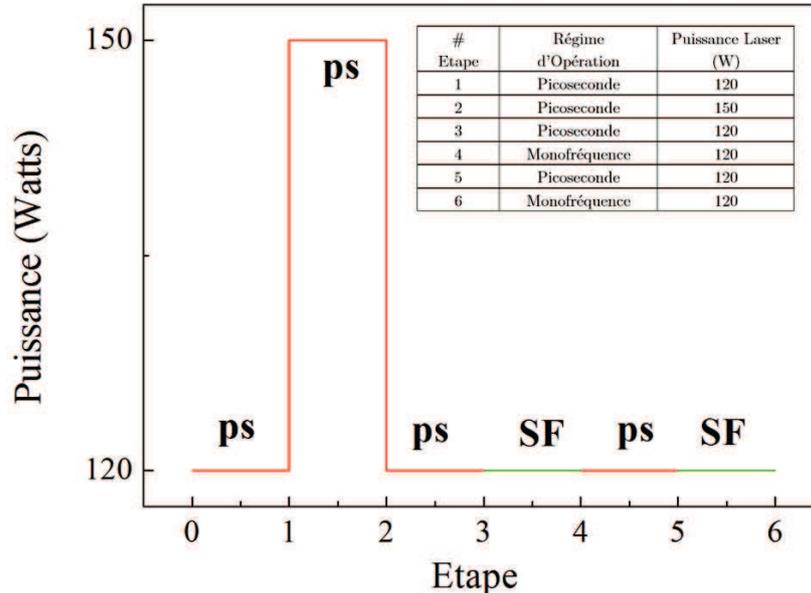


Figure 98: Protocole expérimental afin de déterminer le seuil d'apparition du phénomène de DMF en régime impulsif et en régime continu monofréquence

Nous avons représenté sur un même graphique de la Figure 99, l'évolution temporelle de trois grandeurs physiques caractéristiques du système :

- La température de la fibre : cette température est directement reliée à l'absorption supplémentaire induite par le phénomène de photo-noircissement. De ce fait, la lecture directe du taux de photo-noircissement sera toujours disponible malgré une chute de puissance significative du fait de l'apparition du phénomène de DMF.
- La puissance de sortie du laser : cette mesure permet de déterminer le taux de photo-noircissement en fonction du régime d'opération et de contrôler l'apparition du phénomène de DMF.
- Le rapport cœur/gaine : à l'aide de l'iris réglable, la puissance des modes de gaine de la fibre est bloquée. Le puissance-mètre monitoré donc uniquement la puissance issue du cœur de la fibre. En cas d'apparition du phénomène de DMF, la puissance du mode LP_{01} est transférée au mode d'ordre supérieur LP_{11} , ce qui modifie la valeur des rapports

de puissance entre le cœur et la gaine, comme nous avons pu le visualiser sur les profils intensimétriques de la Figure 91.

Les résultats sont exposés ci-dessous, suivant la numérotation des étapes comme indiquées sur la Figure 98.

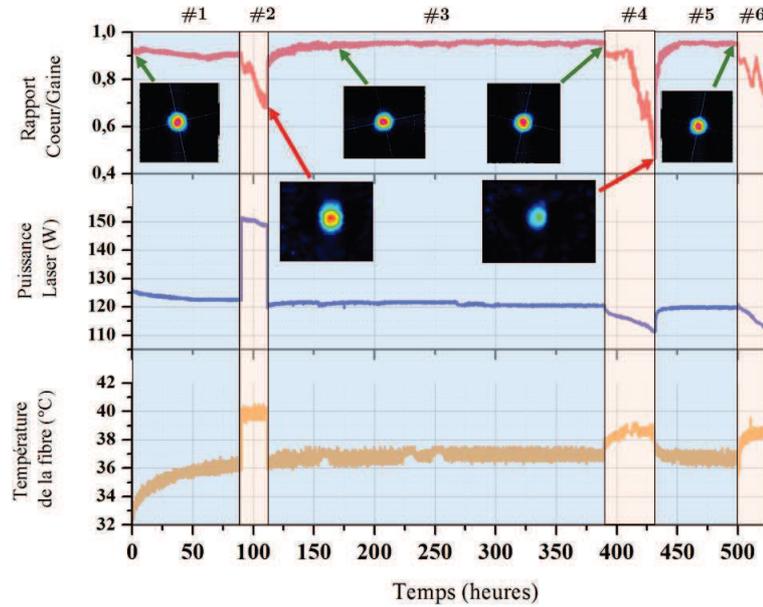


Figure 99: Pour les étapes #1 à #6, de bas à haut : température, puissance laser et rapport cœur/gaine en fonction du temps

Étape #1 120W en picoseconde : La puissance totale passe de 125W à 120W du fait des pertes générées par le photo-noircissement, ce qui provoque une augmentation lente sur 90h de la température de 3°C ($T_{\text{initiale}}=33^{\circ}\text{C}$, $T_{\text{finale}}=36^{\circ}\text{C}$). Cependant, la qualité modale de la fibre reste inchangée, avec plus de 90% de la puissance totale confinée dans le cœur.

Étape #2 150W en picoseconde : En augmentant la puissance totale jusqu'à 150W, on s'aperçoit que la température de la fibre subit une augmentation immédiate de 4°C, portant la température à 40°C. Cette élévation est due au défaut quantique supplémentaire entre 120 et 150W déposés dans la fibre. De plus, la température se stabilise à 40°C, sans hausse lente comme vu dans l'étape 1. Le phénomène de photo-noircissement est donc saturé. Cependant, le rapport cœur/gaine décroît jusqu'à un ratio de 65% au bout de 25h. Le seuil d'apparition du phénomène de DMF est donc atteint avec le transfert de la puissance du mode LP_{01} vers le mode LP_{11} . La puissance totale chute légèrement en passant de 150W à 148W. Le seuil d'apparition du DMF en régime picoseconde est se situe donc entre 120 et 150W, ce qui est en accord avec les prédictions de Ward et al [88].

Étape #3 120W en picoseconde : En diminuant la puissance totale du laser à 120W, correspondant à la puissance de sortie de l'étape 1, à la fois la température et le rapport cœur/gaine présentent des valeurs identiques à celles de l'étape 1. La température, sous l'action d'un dépôt de chaleur réduit par le défaut quantique, évolue de 40°C jusqu'à 36°C tandis que

le rapport cœur/gaine augmente jusqu'à atteindre les 93% initiaux. L'intensité modale insérée dans le cadre de l'étape 3 renseigne sur l'augmentation de la puissance du mode LP_{01} au détriment du mode LP_{11} . Le système est laissé en opération pendant 10 jours à 120W sans aucune modification des paramètres étudiés. Le système laser est régénéré. Comme vu précédemment, en régime impulsionnel, il existe bien un équilibre entre le phénomène de photo-noircissement et le phénomène de photo-blanchiment sur la fibre utilisée. Cet équilibre permet d'abaisser la charge thermique de photo-noircissement présente dans la fibre et d'augmenter le seuil d'apparition du DMF.

Etape #4 120W en monofréquence : Le système, une fois régénéré, est cette fois-ci opéré en régime continu monofréquence à une puissance totale de 120W. On observe une diminution de la puissance jusqu'à 111W simultanément à une augmentation lente de la température de la fibre de 2°C. Ces observations rappellent le signe du phénomène de photo-noircissement. Pour une puissance de sortie identique, à savoir 120W, l'écart entre la température de la fibre du régime continu monofréquence et du régime impulsionnel est donc de 2°C. La charge thermique induite par le phénomène de photo-noircissement est donc différente selon le régime d'opération.

Toutefois, en régime continu monofréquence, la puissance du mode LP_{01} subit une diminution entraînant une chute du rapport cœur/gaine qui devient égal à 45% au bout de 50h. Le seuil d'apparition du DMF est donc atteint pour cet amplificateur. Ce seuil d'apparition est donc plus bas en régime continu monofréquence. Ceci s'explique par la charge thermique plus importante du photo-noircissement dans la fibre. Ce résultat est en adéquation avec les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux issus des travaux de Ward et al [88].

Etape #5 120W en picoseconde : En échangeant encore une fois l'oscillateur source du laser par un oscillateur impulsionnel, on régénère de manière efficace le système. Les paramètres initiaux tels que le rapport cœur/gaine, la température de la fibre et la puissance totale sont retrouvés du fait d'un équilibre entre photo-noircissement et photo-blanchiment.

Etape #6 120W en monofréquence : L'étape 6 est identique à l'étape 4, à savoir une amplification jusqu'à 120W en régime continu monofréquence. Le seuil d'apparition du DMF apparaît une fois de plus à la puissance de sortie de 120W. La mise en évidence de ce phénomène limitant est donc validée.

3.5.4. Conclusion

Le but de cette partie était d'étudier la dynamique et le comportement du photo-noircissement en fonction du régime d'opération d'un amplificateur à fibre à des puissances de sortie supérieure à 100W. Il a été montré que l'opération en régime impulsionnel permettait de mettre en évidence une coexistence entre photo-noircissement et photo-blanchiment différente par rapport au régime continu monofréquence.

Cela se traduit par une température dans le cœur de la fibre plus basse pour une même puissance, synonyme d'une absorption de l'onde signal dans le cœur inférieure en régime

impulsionnel. Cette différence de gradient de température n'a pas les mêmes conséquences sur l'ouverture numérique du cœur de la fibre qui ne couple donc pas le mode fondamental LP_{01} et le mode d'ordre supérieur LP_{11} de manière identique.

C'est pour cela, qu'en augmentant la puissance respectivement à 150 et 120W, le seuil d'apparition du phénomène de DMF a été atteint pour le régime impulsionnel et le régime continu monofréquence. Cette différence de valeur de seuil d'apparition du DMF en fonction du régime d'opération du laser n'avait pas encore été démontrée auparavant.

Du fait d'un seuil d'apparition du phénomène de DMF au bout de plusieurs dizaines d'heures, pour une puissance de 120W en régime continu monofréquence, le développement de sources laser haute puissance robuste et à caractère industriel semble être limité à une puissance de sortie de 100W. Pour contourner cette limitation physique et poursuivre la montée en puissance, nous avons cherché à proposer une solution technologique à partir d'une nouvelle fibre amplificatrice : la fibre effilée.

La suite de ce chapitre portera sur le développement d'une source laser haute puissance à partir d'une fibre effilée nous permettant de contourner ce phénomène de DMF.

3.6. Solutions pour contourner le phénomène de DMF à partir d'une fibre effilée

3.6.1. Etat de l'art et avantages des fibres effilées

Entre le début de ce travail de thèse et ces expériences, de nouvelles technologies de fibre ont été développées, concurrençant les technologies PCF sur le terrain des très larges aires modales. Durant cette thèse, de nouvelles fibres à large cœur permettant de générer plus de 100W de puissance moyenne en régime monofréquence ont fait leur apparition. Il est important de rappeler qu'un large cœur ne suffit pas, il faut également que dans notre problématique d'instabilités modales, la fibre ait une fréquence normalisée la plus proche de 2,405, synonyme d'une émission strictement monomode.

Un faible taux de photo-noircissement est également souhaité afin de repousser le seuil de DMF le plus loin possible. Afin de s'affranchir des effets non-linéaires tels que le DBS, le taux d'absorption de la fibre à 976nm doit être supérieur ou égale à 10 dB/m afin de limiter la longueur de l'amplificateur à quelques mètres.

Une méthode pour améliorer l'absorption de la pompe et donc potentiellement diminuer la longueur du milieu à gain est d'augmenter le rapport entre l'aire du cœur et l'aire de la gaine. Cela peut être effectué selon deux méthodes. La première, en augmentant à la fois le diamètre du cœur et en réduisant son ouverture numérique (de manière typique, en dessous de 0,05 [131]). Cela permet de garder une valeur de fréquence normalisée V , relativement basse ($V=5,7$ [131] et $V=7,4$ [132]). Malgré un comportement initial non strictement monomode ($V>2,405$) couplée à un large cœur, une émission en limite de diffraction est possible courbant la fibre avec un rayon de courbure approprié, engendrant davantage de pertes sur les modes d'ordres supérieurs. ($M^2=1,4$ et $1,6$ pour [131,132]).

La seconde option, repose sur l'utilisation de fibres à cristaux photoniques (PCF) présentant un large diamètre extérieur [133]. Cependant, ces dispositifs de type « rod », ne peuvent être considérés comme un réel système fibré du fait que ces fibres PCF à large diamètre ne permettent pas de les contraindre, de les courber du fait de leur diamètre de quelques mm.

C'est à partir de ce constat que le concept des fibres effilées a été proposé. Les fibres effilées non seulement offrent une augmentation significative de l'absorption de la pompe dans la gaine, mais aussi une immunité au photo-noircissement par le biais d'ajout d'ions phosphore dans la matrice. Une fibre effilée est caractérisée par une augmentation croissante des diamètres du cœur et de la gaine de manière adiabatique permettant notamment de garder une émission monomode. De quelques μm de diamètre de cœur, ces fibres peuvent atteindre plusieurs dizaines de μm . Un schéma de cette nouvelle géométrie est proposé ci-dessous.

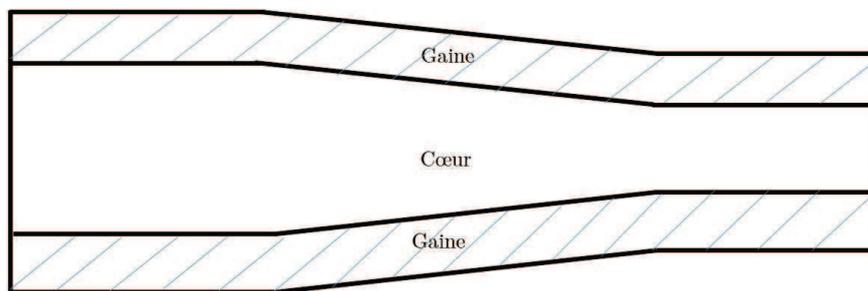


Figure 100: Schéma d'une fibre taper avec augmentation adiabatique du diamètre du cœur et de la gaine

Ces fibres, dont le cœur augmente avec la longueur, ont plusieurs avantages, qui sont listés ci-dessous :

- Seuil Brillouin repoussé par l'augmentation du diamètre du cœur
- Forte absorption de l'onde de pompe par l'effet de mixage modal [134]
- Faisceau en limite de diffraction due à l'effet de sélection de mode [135,136]
- Haute efficacité de conversion de la pompe vers le signal laser [137]

Le développement à la fois de lasers à fibres et d'amplificateurs lasers est permis à partir de cette fibre effilée. La première configuration a permis de générer plusieurs centaines de Watts en utilisant comme coupleur de la cavité les 4% de réflexion de l'interface air/silice ainsi qu'un miroir de réflectivité $R=100\%$ [138,139].

En configuration amplificateur, des valeurs records de 750W en large bande et de 160W en sortie monofréquence ont été atteintes par Filippov et al [136]. Trikshev et al [140] a généré 160W en régime continu monofréquence à partir d'une fibre taper de 18m de long (passage de 7,5/120 μm à 44/700 μm). Cependant, sur les 160W, 30W sont inclus dans l'ESA, ce qui réduit la puissance utile à 130W avec une largeur spectrale de 1 MHz. Ces travaux ont été effectués en configuration espace libre avec une injection de pompe à partir du côté le plus ouvert de la fibre taper.

En configuration tout-fibrée, un record de 260W avec une efficacité de 71% a été généré par Huang et al [141] sur une fibre taper de 7,2m (20,4/237,1 μm vers 46,9/579,9 μm). Cependant,

des IM ont été observées pour une puissance supérieure à 260W avec un transfert de l'énergie entre le mode LP_{01} et le mode LP_{11} . En dépassant le seuil d'apparition des instabilités modales, le profil intensimétrique, la largeur spectrale (2 GHz à 4,9 GHz) et l'efficacité (71% à 54%) ont été modifiés.

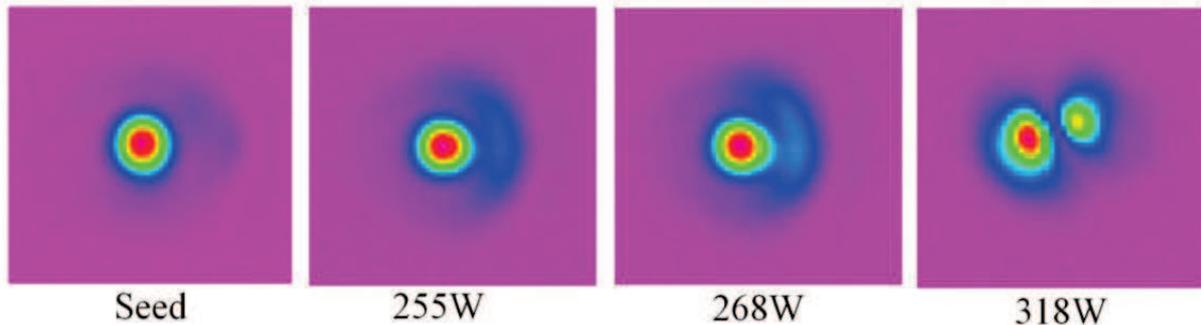


Figure 101: Schéma expérimental issu de [141] permettant de générer 260W en régime monofréquence à partir d'une fibre effilée (20/237 vers 47/580 μ m).

A partir des résultats déjà obtenus dans la littérature et des progrès continus sur la fabrication de ces nouvelles fibres à large aire modale, la possibilité de développer des sources haute puissance (>100W) sans effet thermo-induit limitant s'est offerte à nous. Les prochaines parties présentent la source laser développée à partir d'une fibre effilée.

3.6.2. Dispositif expérimental

Dans la suite de nos expériences, nous avons utilisé une fibre effilée dont le diamètre de la gaine varie de 80 μ m à 360 μ m sur une longueur de 2,5m, comme le montre le schéma ci-dessous. Le diamètre du cœur varie de 10 à 40 μ m.

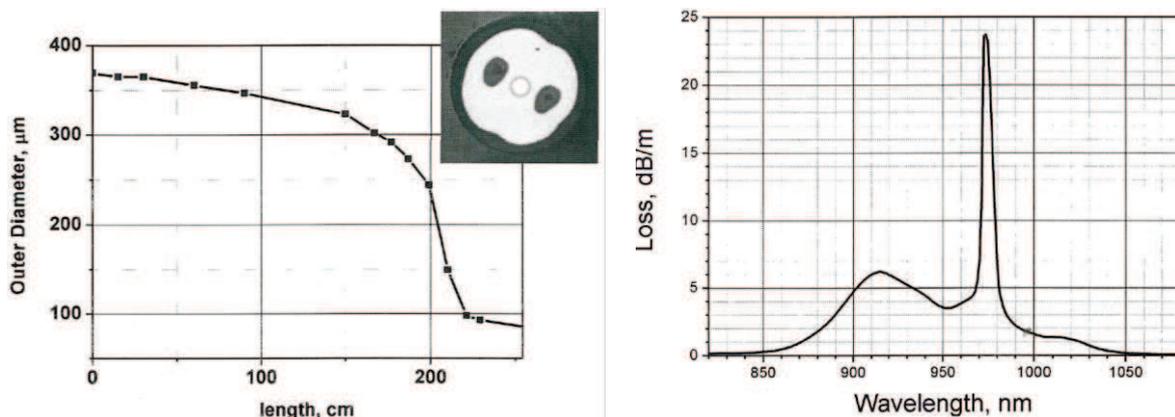


Figure 102: Diamètre externe de la fibre en fonction de la longueur et vue en coupe de la face de la fibre taper (à gauche). Pertes en fonction de la longueur d'onde de cette fibre (à droite).

Avec des diamètres de 10 μ m pour le cœur et 80 μ m pour la gaine, il est impossible de souder un combineur de puissance dont la fibre de sortie fait 125 μ m de diamètre de gaine sans engendrer des pertes. De ce fait, l'injection de la pompe s'effectue en espace libre, à l'aide de lentilles pour adapter la taille du faisceau de pompe avec l'ouverture numérique et le diamètre de la fibre.

Un autre atout de cette fibre à large aire modale réside dans les propriétés physico-chimiques de la matrice utilisée. En effet, cette fibre permet d'avoir une résistance au photo-noircissement 20 fois plus importante que les fibres aluminosilicates par l'ajout d'ions Phosphore. Par conséquent, le seuil d'apparition des instabilités modales est potentiellement repoussé vers de plus fortes puissances.

De plus, on observe que le taux d'absorption en fonction de la longueur d'onde est bien supérieur par rapport aux autres fibres à large aire modale telle que celle utilisée précédemment ou les fibres effilées de la littérature. Une absorption de la pompe à 976nm d'environ 23 dB, contre 10 dB/m pour la fibre LMA PCF de notre amplificateur précédent est mesurée à partir de la Figure 102.

Le montage expérimental, avec une injection de l'onde de pompe en espace libre dans cette fibre effilée est visible ci-dessous. Comme dans les expériences précédentes, nous utilisons la même diode signal source ECDL de 50 mW, ainsi que les deux étages préamplificateurs permettant d'amplifier ce signal jusqu'à plusieurs Watts. Une diode de pompe multimode à 976nm, pouvant émettre 300W est utilisée pour le pompage optique en espace libre de la fibre effilée. Le faisceau est collimaté par une lentille f_1 puis focalisé à l'aide de la lentille f_2 . Le rapport des focales est optimisé pour que le maximum de puissance de pompe soit injecté dans la fibre, en fonction de l'ouverture numérique de la pompe et de la fibre active. Un évacuateur de pompe est placé entre la fibre dopée et l'isolateur de sortie du préamplificateur afin d'évacuer la quantité de pompe non absorbée par la fibre active.

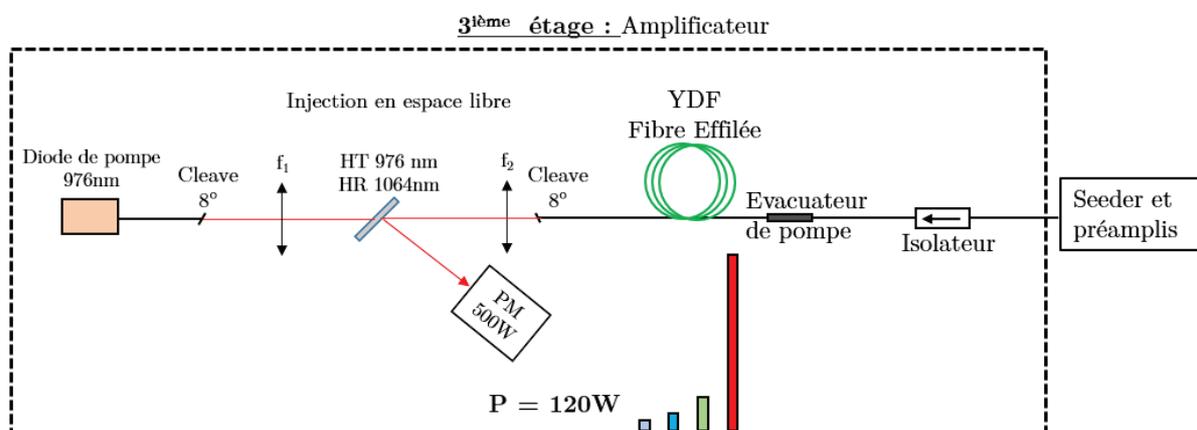


Figure 103: Dispositif expérimental de la fibre effilée permettant de générer 120W en régime continu monofréquence

Nous sommes donc ici dans une configuration totalement différente de celles vues précédemment : pompage en espace libre et dans le sens contrapropagatif.

3.6.3. Montée en puissance

Les résultats, obtenus avec cette nouvelle fibre, sont résumés ci-dessous :

Puissance Laser (W)	120
Efficacité (%)	60
Qualité modale	TEM ₀₀
Rapport signal sur ESA	> 50 dB

Tableau 3-3: Propriétés optique et spectrales de l'amplificateur laser développé à partir d'une fibre effilée.

On s'aperçoit qu'une efficacité de 60% est obtenue pour générer 120W de laser en sortie de fibre effilée. Cette valeur assez faible pour un système Ytterbium, pompé à 976nm, s'explique par un décalage en longueur d'onde de la diode de pompe aux basses puissances. En effet, cette diode stabilisée en longueur d'onde, qui peut émettre 300W, a sa longueur d'onde d'émission à 200W égale à 974 nm. Cet écart par rapport à 976nm s'explique par la température de refroidissement du module. Une température plus élevée permet de décaler la longueur d'onde d'émission vers les hautes longueurs d'onde. Ici, le système est refroidi à 18°C à l'aide d'un refroidisseur à eau car il est placé en série avec le refroidissement de la fibre effilée.

Les résultats obtenus avec cette fibre sont résumés ci-dessous :

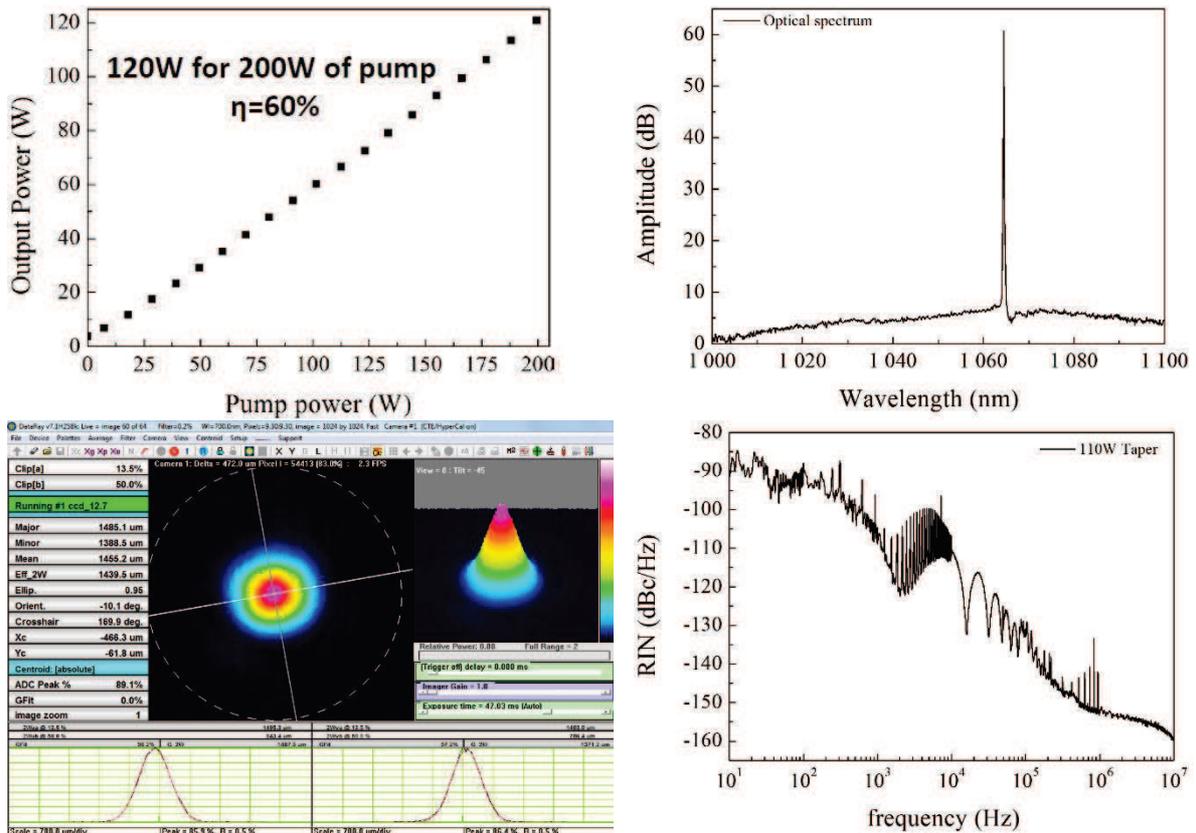


Figure 104 : En haut à gauche : efficacité de conversion pompe vers signal, en haut à droite : spectre en sortie du laser, en bas à gauche : qualité modale à 120W et en bas à droite : RIN pris à 110W de l'amplificateur à base de la fibre effilée.

Nous avons donc obtenu 120W de puissance laser pour 200W de puissance de pompe injectée soit une efficacité de 60%. Le profil intensimétrique pris en sortie de la fibre effilée à l'aide

d'une caméra CCD indique bien le comportement monomode de cette nouvelle fibre avec un faisceau gaussien à 95% pour une puissance de 120W de puissance de sortie.

Le spectre optique, relevé entre 1000 et 1100nm avec une résolution de 0,5 nm montre un rapport signal sur ESA supérieur à 50 dB. Cette valeur est en adéquation avec les objectifs d'extinctions de l'ESA par rapport au signal dans un produit industriel robuste et fiable. Il est comparable au spectre optique de l'amplificateur tout fibré développé dans le chapitre 2. En revanche le bruit d'intensité du laser est particulièrement élevé, avec de nombreuses raies et harmoniques électroniques. Après investigation, cet excès de bruit est apporté par l'alimentation de la diode de pompe, qu'il faudrait filtrer et/ou changer pour une étude plus précise. Cependant, l'allure générale de la conversion du bruit de pompe vers le bruit du signal indique que la fréquence de coupure est faible, ce qui en fait potentiellement un candidat sérieux pour un amplificateur bas bruit haute puissance.

A une puissance de 120W, aucune dégradation modale n'a été visualisée en régime continu monofréquence. Cela fait donc de la fibre effilée, un candidat potentiel pour la montée en puissance future (>200W) en régime continu monofréquence à bas bruit d'intensité. Cependant, nous n'avons pas eu le temps d'évaluer le comportement long terme de cette fibre effilée à la fin de cette thèse CIFRE avec une endurance en puissance à 120W afin de comparer avec la fibre LMA microstructurée utilisée précédemment. Toutefois, du fait de l'ajout d'ions phosphore, cette fibre est 20 fois moins sensible au photo-noircissement, ce qui nous permet de penser que ce type de technologie peut être une solution pour le développement d'une source laser haute puissance à bas bruit jusqu'à 200W et plus.

3.7. Conclusion du chapitre 3

Le chapitre 2 nous a permis d'observer qu'en partant d'une diode signal monofréquence, générée par une diode laser à cavité étendue, nous étions capables de développer un amplificateur haute puissance tout fibré pouvant émettre 100W avec une excellente qualité spectrale et modale. Ce laser ne montre aucun signe d'instabilités modales même après photo-noircissement. Il ne reste donc qu'à étudier le bruit de cet amplificateur et le comparer aux valeurs du cahier des charges pour les applications visées.

Le chapitre 3, lui, a montré que la montée en puissance supérieure à 100W était plus délicate en utilisant des fibres LMA car la non monodicité de ces fibres pouvaient engendrer des phénomènes limitant la puissance moyenne tels que les instabilités modales ou les dégradations modales de la fibre. Ce dernier phénomène apparaît à 120W en régime continu monofréquence. Une puissance finale de 100W est donc retenue pour répondre au cahier des charges des applications visées par ce travail de thèse CIFRE en termes de bruit d'intensité.

Dans ce chapitre, nous avons présenté deux types d'effets limitant présents dans les amplificateurs haute puissance à base de fibres dopées. Le premier, appelé instabilité modale (IM), se caractérise par une dégradation subite de la qualité modale de la fibre, avec un battement entre le mode fondamental LP_{01} et le mode d'ordre supérieur LP_{11} . Ce battement a une fréquence propre, au kHz et apparaît pour un seuil de puissance donné. Ce phénomène, est

réversible, c'est-à-dire qu'en diminuant la puissance sous le seuil d'apparition, le battement cesse et la qualité modale en sortie du système retrouve sa valeur originelle.

A contrario, un nouveau phénomène observé en 2016 par Ward et al, est présenté comme une dégradation modale de la fibre (DMF) causée par le défaut quantique couplé au photo-noircissement. Cette dégradation se caractérise par une fuite de la puissance initialement dans le cœur, vers la gaine sans battement. Contrairement aux IM, cette dégradation n'est pas immédiate dès le dépassement du seuil en puissance. En effet, le régime transitoire associé au phénomène de DMF est beaucoup plus long puisqu'il est directement relié à la dynamique du photo-noircissement. Ce phénomène prend donc plusieurs heures avant de s'établir.

Ce phénomène limitant a été observé dans un premier temps à une puissance proche de 200W en régime continu monofréquence. Au bout de 30h, proche de la dynamique du temps d'établissement du phénomène de photo-noircissement, le phénomène de DMF a été observé engendrant une dégradation du profil intensimétrique du laser avec un transfert de la puissance du mode LP_{01} vers le mode LP_{11} . En addition à ce transfert de puissance d'un mode à l'autre, on a également observé une chute de la puissance de sortie, synonyme d'une perte de guidage du mode fondamental LP_{01} dans la zone de gain, à savoir le cœur de la fibre.

L'étude de la dynamique du photo-noircissement en fonction du régime d'opération du laser, à savoir impulsionnel ou continu a permis de tirer les conclusions suivantes : de manière similaire au photo-blanchiment des fibres dopées aux ions terres rares par l'injection de photons énergétiques dans le visible ou dans l'ultra-violet, les fibres photo-noircies peuvent être régénérées par le passage en régime impulsionnel. Nous avons démontré que le passage en régime impulsionnel permettait d'effectuer un photo-blanchiment partiel de ces fibres dopées.

Ceci s'explique par la mise en place d'un équilibre entre photo-noircissement et photo-blanchiment selon le régime d'opération. En régime impulsionnel, nous avons observé un photo-blanchiment partiel de la fibre avec la disparition du réseau photo-induit dans la fibre engendrant un retour de la puissance dans le cœur ainsi qu'un retour de l'efficacité de conversion initiale. Cet équilibre entre photo-noircissement et photo-blanchiment permet de repousser le seuil d'apparition du DMF de 120 à 150W en régime impulsionnel. Le seuil d'apparition du phénomène de DMF en régime continu monofréquence est égal à 120W, ce qui est en corrélation avec les prédictions théoriques et expérimentales de Ward et al.

Pour repousser ce seuil d'apparition, une technique prometteuse repose sur la diminution du taux de photo-noircissement dans la fibre amplificatrice. L'utilisation d'une fibre large cœur dite effilée avec un taux de photo-noircissement 20 fois inférieur aux fibres classiques par l'ajout d'ions phosphore dans la matrice de la fibre, a permis de démontrer 120W stable, avec une excellente qualité modale. Ce type de fibre peut être un candidat sérieux pour le développement d'un laser continu monofréquence d'une puissance de 200W. Néanmoins, l'utilisation de cette fibre effilée ne peut se faire en configuration toute fibrée. L'injection de plusieurs centaines de Watts de pompe se fait en espace libre, ce qui peut être un désavantage mais pas un obstacle pour une application industrielle robuste et fiable.

L'étude et la réduction du bruit d'intensité de l'amplificateur 100W détaillé au chapitre 2 à l'aide d'un asservissement électronique est décrit dans le quatrième et dernier chapitre de cette thèse CIFRE. Ce chapitre, portera essentiellement sur une étude métrologique de ces amplificateurs haute puissance.

4. ÉTUDE ET RÉDUCTION DU BRUIT D'INTENSITÉ SUR DES AMPLIFICATEURS HAUTE PUISSANCE EN RÉGIME MONOFRÉQUENCE

4.1. Introduction générale

Les sources laser à bas bruit d'intensité sont une condition préalable pour les applications de recherche fondamentale telles que la spectroscopie, les réseaux optiques moléculaires ou d'atomes froids ainsi que les interféromètres optiques de haute sensibilité. En particulier, les sources utilisées dans les détecteurs d'ondes gravitationnelles nécessitent à la fois une puissance élevée ($>50\text{W}$) et un bruit d'intensité extrêmement bas [142,143,144]. De plus, les lasers de haute puissance et à bas bruit d'intensité ont également un grand intérêt dans le domaine de l'industrie au niveau du traitement des matériaux incluant la nano lithographie [145] et la photo-inscription de réseaux de Bragg fibrés [146]. Il existe donc une demande industrielle forte pour ce type de sources laser à bas bruit. Les sources laser basées sur des amplificateurs à fibres sont des candidats à très grand potentiel pour atteindre les puissances nécessaires au développement des prochaines générations des détecteurs d'ondes gravitationnelles [147]. Ce potentiel découle des avantages intrinsèques de la fibre comme milieu à gain, à savoir : grande conversion d'efficacité, excellentes propriétés thermo-optiques, compacité et robustesse et excellente qualité modale.

En général, le bruit intrinsèque d'une source laser n'est pas compatible avec la sensibilité requise par ces applications. La détection d'ondes gravitationnelles est une des applications nécessitant le plus d'effort en termes de réduction de bruit d'intensité. De nombreuses techniques ont été développées pour supprimer le bruit de fréquence et/ou le bruit d'intensité. Pour le bruit de fréquence, la méthode la plus répandue repose sur l'utilisation de différents actionneurs comme par exemple des modulateurs acousto-optiques ou électro-optiques (AOM, EOM) qui font une rétroaction sur le signal source. Très répandue également, la stabilisation sur une raie d'absorption atomique ou moléculaire par l'ajustement de la longueur de la cavité laser à l'aide d'un transducteur piézoélectrique via un signal d'erreur. Ce signal est issu de la comparaison entre la fréquence optique du laser et la fréquence de la référence atomique ou moléculaire [148,149,150].

Le bruit d'intensité lui est généralement supprimé en ajustant le courant de la pompe ou en modulant directement l'intensité en sortie du laser à l'aide d'un signal d'erreur détecté par une photodiode rapide [151,152]. Cette réduction de bruit d'intensité est basée sur une modification de l'amplification, via une modulation des pompes participant au gain. Cette technique est privilégiée par rapport à une rétroaction sur le signal source en amont afin de limiter le risque d'engendrer une transformation amplitude/fréquence du signal source.

Par ailleurs, une suppression simultanée du bruit de fréquence et d'intensité a également été démontrée. Cette réduction est permise du fait de la corrélation existante entre ces deux bruits,

qui permet de contrôler l'un par rapport à l'autre et vice versa. Par exemple, dans le cas d'un laser monofréquence utilisant la technologie NPRO à base de Nd:YAG, la stabilisation en fréquence à partir d'une rétroaction sur la pompe a permis également de réduire le bruit d'intensité [153,154]. En effet, connaissant la grande corrélation entre le bruit de fréquence et d'intensité avec les fluctuations de puissance de la pompe, une rétroaction électronique sur le courant de cette dernière permet de supprimer ces excès de bruit.

Pour les lasers à fibre, des asservissement à partir de l'onde de pompe sur le bruit de fréquence et d'intensité ont été vérifiées [155,156,157]. Il est donc prédit que les bruits de fréquence et d'intensité des lasers à fibre peuvent être simultanément supprimés avec un asservissement sur la pompe identique aux lasers solides à base de Nd:YAG. Cependant, pour les lasers à fibre, les origines du bruit de fréquence et d'intensité sont généralement : l'émission spontanée du milieu à gain, les fluctuations thermiques dans la fibre, les instabilités de l'onde de pompe et les perturbations environnementales. De nombreuses techniques ont été développées pour supprimer les bruits de ces lasers monofréquence. La méthode la plus commune repose sur une rétroaction électronique [158,159,160,161] ou optique [162,163,164,165].

Faire un état de l'art exhaustif de toutes les techniques de rétroaction à la fois électronique et optique est au-delà de cette thèse. Cependant, nous allons citer quelques exemples représentatifs avec différentes approches pour réduire le bruit des lasers. Cela permettra de se diriger vers l'approche que l'on a suivie au cours de cette thèse. Nous nous focaliserons sur la compréhension et la maîtrise de la réduction du bruit d'intensité pour des lasers industriels.

Un des premiers exemples de réduction du bruit d'intensité par rétroaction électronique, à l'aide d'un PID, sur des lasers à fibre a été démontré par Ball et al [158]. Une réduction de 30 dB sur le bruit d'intensité d'un système laser monofréquence à l'aide d'un circuit de rétroaction a été démontrée en 1993.

La technologie de rétroaction optique a également été développée pour la réduction de la largeur spectrale et du bruit des sources laser. Par exemple, en 2012, Zhao et al ont investigué les effets d'un verrouillage par injection optique sur un laser à fibre DFB [164], engendrant une suppression de 16 dB sur le bruit d'intensité autour de l'oscillation de relaxation. Malgré ce gain, le RIN final reste éloigné du bruit de grenaille avec une valeur moyenne de -120 dBc/Hz.

Pour conclure, il est important de noter qu'une boucle de rétroaction électronique permet de supprimer les excès de bruit basses fréquences générés par le bruit de la pompe ou les perturbations extérieures. Cependant, pour atteindre une suppression de plus large bande passante, une combinaison entre une rétroaction optique (via un SOA) et une rétroaction électronique doit être réalisée, comme le montrent les travaux de Zhao et al en 2016 [166].

De plus, comme nous l'avons vu au chapitre 2, l'étude des mécanismes de transfert de bruit fournit une méthode efficace pour comprendre et prédire le bruit d'intensité dans les amplificateurs à fibres. Ces mécanismes ont été évalués de manière expérimentale par la mesure

des fonctions de transfert dans le domaine fréquentiel pour le signal d'entrée et le signal de pompe dans la gamme de fréquence [10Hz-1MHz].

L'amplification d'une source laser de très faible bruit d'intensité, par exemple une diode laser à cavité étendue, par une fibre dopée aux ions terre rare, pompée par des diodes laser multimodes de forte puissance, génère une augmentation du bruit d'intensité à basse fréquence. Cette augmentation de plusieurs dizaines de dB a notamment été observée sur notre amplificateur 50W du chapitre 2. La suppression de cet excès de bruit nécessite la compréhension de la dynamique de bruit dans l'amplificateur. Ce mécanisme peut être modélisé en partant des équations d'état, en y ajoutant les variations de puissance de signal source et de pompe et en les considérant comme des perturbations. Durant l'amplification, ces fluctuations ne sont pas transférées instantanément à la sortie, engendrant un comportement dépendant de la fréquence. Le modèle analytique de ce mécanisme de transfert de bruit du signal et de la pompe, qui a été proposé initialement par Novak et al [74] montre que :

- La fonction de transfert de la modulation de la pompe est similaire à un filtre passe-bas
- La fonction de transfert de la modulation du signal est similaire à un filtre passe-haut amorti

Ce modèle a été validé expérimentalement à basse puissance (plusieurs centaines de mW) à la fois sur des amplificateurs à base de fibres dopées Ytterbium et Erbium [167,168] et même sur des amplificateurs co-dopés Erbium/Ytterbium [169]. Cependant, ce mécanisme de transfert de bruit de pompe et de signal vers la sortie pour des amplificateurs de haute puissance (>1W) n'a pas encore été étudié. La connaissance précise des fonctions de transfert de la modulation d'amplitude de la pompe et du signal permet ainsi de supprimer très efficacement le bruit d'intensité en utilisant une boucle de rétroaction active.

En effet, dans le but de supprimer le bruit d'intensité, plusieurs approches ont été appliquées dans les dernières années. Cependant, la modulation de diode laser de pompes multimodes de fort courant n'est pas triviale et développer une rétroaction avec une bande passante supérieure à 200-300 kHz est difficile [170].

Les amplificateurs optiques à semi-conducteur (SOA) montrent une large bande de plusieurs GHz pour la suppression du bruit d'intensité [171,172]. Cependant, ces systèmes sont efficaces lorsqu'ils sont opérés sous le régime de saturation. En effet, du fait de la saturation, le temps de réponse et donc la dynamique du SOA sont tellement rapides qu'une suppression du bruit d'intensité sur des bandes de fréquences allant jusqu'à plusieurs GHz est possible. Récemment, une suppression du bruit d'intensité à large bande dans un laser à fibre dopé Erbium a été démontrée en combinant l'effet de saturation du gain du SOA avec une boucle de rétroaction électronique. Cette technique permet l'augmentation du chemin optique ce qui induit un temps de vie de photon dans le laser plus grand. Avec cette technique, à la fois les bruits de fréquence et d'intensité peuvent être remarquablement supprimés. Une réduction du bruit d'intensité maximale de 40 dB a été démontrée au niveau de l'excès de bruit de l'oscillation de relaxation

à la fréquence de 1 MHz [173]. Une réduction supérieure à 50 dB autour de la fréquence de l'oscillation de relaxation a été également démontrée permettant d'obtenir un RIN à -150 dBc/Hz de 0,8 kHz jusqu'à 50 MHz. La puissance de sortie de ce laser est de 17,5mW à la longueur d'onde de 1550nm. Même si ces résultats sont de grande qualité, il est important de noter que la puissance de sortie du système laser reste faible.

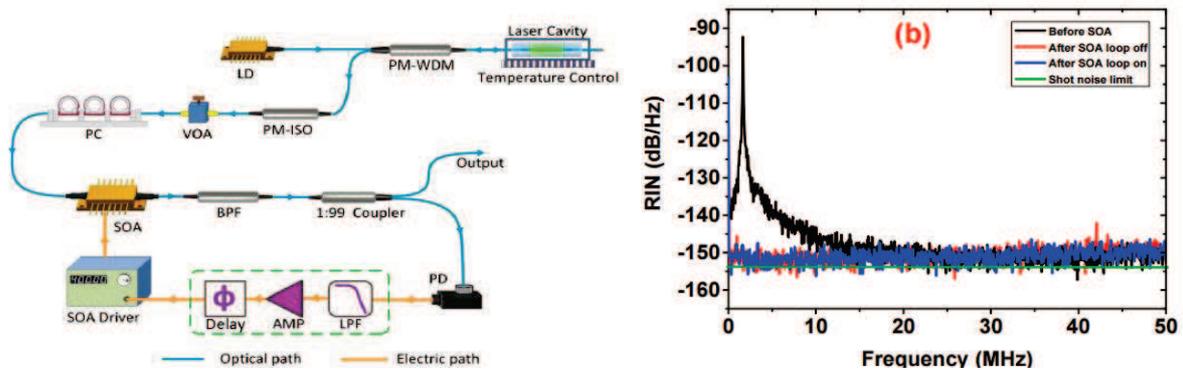


Figure 105: Issu de [166] : Schéma expérimental de la source laser et de son dispositif de réduction de bruit d'intensité à l'aide d'un SOA et d'une rétroaction électronique (à gauche). RINs obtenus avec et sans la réduction du bruit jusqu'à 50MHz.

Pour les sources laser utilisées dans les détecteurs d'ondes gravitationnelles, le bruit d'intensité a été supprimé jusqu'à environ -160 dBc/Hz (1kHz-10kHz) pour une puissance disponible de sortie de 140W [143]. Plus récemment, Junker et al [144] a démontré une réduction du bruit d'intensité inférieure à -170 dBc/Hz entre 100Hz et 1 kHz pour une puissance optique de sortie de 20W. Ces dispositifs à l'état de l'art, extrêmement performants souffrent d'une complexité qui dépasse toute application en dehors des ondes gravitationnelles. De ce fait, ces techniques d'asservissement complexes utilisant par exemple des cavités de nettoyage de faisceau et des parties sous vide ne rentrent pas dans le cahier des charges d'un produit industriel.

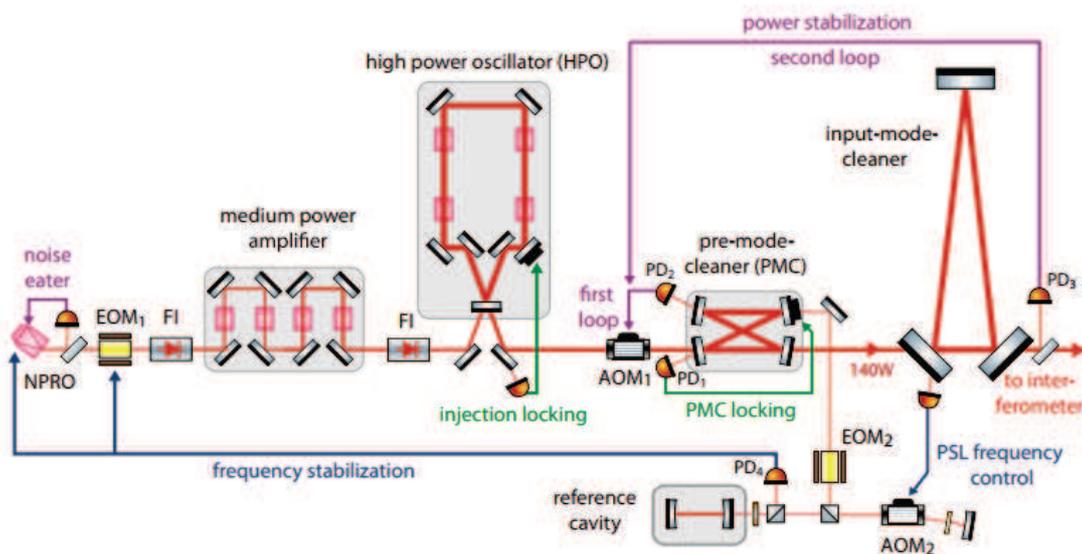


Figure 106: Système conçu pour LIGO avec la partie laser à gauche jusqu'à 160W utile sur 200W total et la partie asservissement à droite avec le nettoyeur de faisceau et les dispositifs d'asservissement électronique (d'après [143]).

Dans ce dernier chapitre, nous allons présenter un schéma simple et robuste d’asservissement du bruit d’intensité à partir, dans un premier temps, de la modulation de la puissance de la diode laser source à l’aide d’un AOM, puis, dans un second temps à partir de la modulation de la diode laser de pompe.

Ce travail s’appuie sur le modèle analytique développé dans le chapitre 2. La prochaine section va démontrer que ce modèle analytique est valable à plus haute puissance de sortie ($>1W$). Pour cela, il faut passer par la mesure des fonctions de transfert de la modulation de la diode laser source et de la diode laser de pompe.

4.2. Mesure des fonctions de transfert de l’amplificateur

Dans le but de mesurer la réponse fréquentielle de notre amplificateur, les expériences de modulation de la diode laser source et de la diode laser de pompe sont effectuées séparément. Comparé aux précédents travaux, basés sur un amplificateur en configuration pompage cœur [167,169], l’effet de la pompe résiduelle peut être pleinement étudié bien au-delà des puissances de sortie supérieures aux résultats déjà obtenus (quelques centaines de mW).

Pour un asservissement efficace, une connaissance précise des fonctions de transfert est nécessaire. Nous avons principalement deux approches pour réaliser la modulation des lasers de pompe et de signal.

- Modulation directe du courant d’injection (et donc de la puissance) des diodes laser
- Modulation externe de la puissance optiques via un modulateur acousto-optique (AOM) ou électro-optique (EOM)

Le tableau ci-dessous liste les avantages et les inconvénients de chaque méthode, nous permettant de faire une sélection efficace.

<i>Modulation Directe</i>		<i>Modulation Externe</i>	
<i>Avantages</i>	<i>Inconvénients</i>	<i>Avantages</i>	<i>Inconvénients</i>
Intégrable	Sauts de mode possible sur diode laser source	Indépendant de la source	Cher (plusieurs k€)
Simple	Bande passante difficile à maîtriser	Reproductible	Pertes d’insertion élevées (3 dB)
Bas coût		Sans modification du spectre	Modérément complexe

Tableau 4-1: Avantages et inconvénients entre la modulation directe et la modulation externe d’une diode laser signal.

La modulation directe du courant de la diode laser signal ou de la diode laser de pompe peut s’effectuer de manière simple mais demande une calibration précise de la réponse des deux lasers en phase et en amplitude. Cependant, elle comporte un risque de modifications des caractéristiques intrinsèques de ces deux composants. Les diodes laser ECDL comportent en effet des sauts de mode dépendant du courant de consigne et de la température. D’un comportement monofréquence, la diode laser peut devenir multimode en modulant son courant.

Les plages de modulation du courant ne sont pas infinies et peuvent être limitantes pour l'étude de la fonction de transfert. Au niveau des diodes laser de pompe multimode, une modulation du courant peut participer à l'élargissement spectral de cette dernière, ce qui l'éloigne de son comportement souhaité dans l'amplificateur.

La modulation indirecte, à l'aide d'un AOM ou d'un EOM, permet une modulation de la puissance en amont de l'amplificateur contrôlée et maîtrisée. La fréquence ainsi que l'amplitude de modulation sont paramétrables en connaissant la relation entre la tension appliquée sur le modulateur et son effet désiré. Cela permet de faire des mesures reproductibles, quelle que soit la diode laser signal ou la diode laser de pompe, pour notamment faire une étude comparative. Cependant, l'achat d'un tel dispositif est onéreux (plusieurs milliers d'euros) et peut engendrer des pertes d'insertion de plusieurs dB.

Les fonctions de transfert, seront effectuées via une approche systématique et maîtrisée, avec des techniques éprouvées et présentant une faible incertitude. Expérimentalement, notre plan d'action est le suivant : modulation externe de la puissance de la diode laser source et pompe à l'aide d'un AOM puis modulation directe de la diode laser de pompe. La problématique de cette dernière modulation est de réussir à moduler tout en s'assurant de ne pas créer de sauts de mode de la diode laser de pompe jusqu'au MHz.

Dans notre étude, la gamme de mesure est étendue à 1 MHz par rapport aux études précédentes qui s'arrêtaient à 100 kHz pour la modulation du signal et à 10MHz pour la modulation de la pompe, car la fréquence de coupure, vue au chapitre 2, augmente avec la puissance de sortie de l'amplificateur.

4.1.1. Méthode de mesure et calibration

La diode laser ECDL de largeur spectrale inférieure à 50kHz émettant à 1064nm avec une puissance de sortie de 50mW est utilisée comme diode laser source. Comme nous venons de voir, la modulation de la puissance de la diode laser source est effectuée à l'aide d'un AOM dont l'entrée et la sortie sont fibrées, permettant d'insérer facilement ce composant dans la chaîne laser. Les pertes d'insertion sont égales à 3 dB. La diode laser de pompe est une diode multimode stabilisée en longueur d'onde de 9W et dont la longueur d'onde centrale est de 976nm. La pompe et le signal sont couplés ensemble à l'aide d'un combineur de pompe multimode.

Les fonctions de transfert sont réalisées sur le préamplificateur, utilisant 3m de fibre active (PLMA-YDF-10/125, Nufern) qui a respectivement un diamètre de cœur de 10 μ m et de gaine à 125 μ m. La puissance maximale générée par ce préamplificateur est de 4,5W pour une puissance de pompe de 7W. Des isolateurs fibrés sont insérés entre chaque étage afin de prévenir d'un retour optique et la fibre en sortie est préparée avec un angle de 8° afin de supprimer la réflexion de Fresnel. L'intensité de la puissance de sortie du laser est contrôlée via une lame demi-onde et un cube polarisateur. Le faisceau est ensuite fortement atténué par une densité neutre de 20 dB puis finalement détecté par notre système de détection bas bruit développé au chapitre 2. Le signal électronique issu de la photodiode est ensuite envoyé sur l'entrée 2 de

l'analyseur de signaux HP89410A (VSA). De plus, cet appareil produit, à l'aide d'un générateur interne, un signal sinusoïdal qui est envoyé simultanément sur l'entrée de modulation interne du contrôleur en tension de l'AOM et sur l'entrée de référence 1 du VSA.

Le dispositif expérimental pour la modulation de la diode laser source et de la diode laser de pompe est décrit dans la figure ci-dessous.

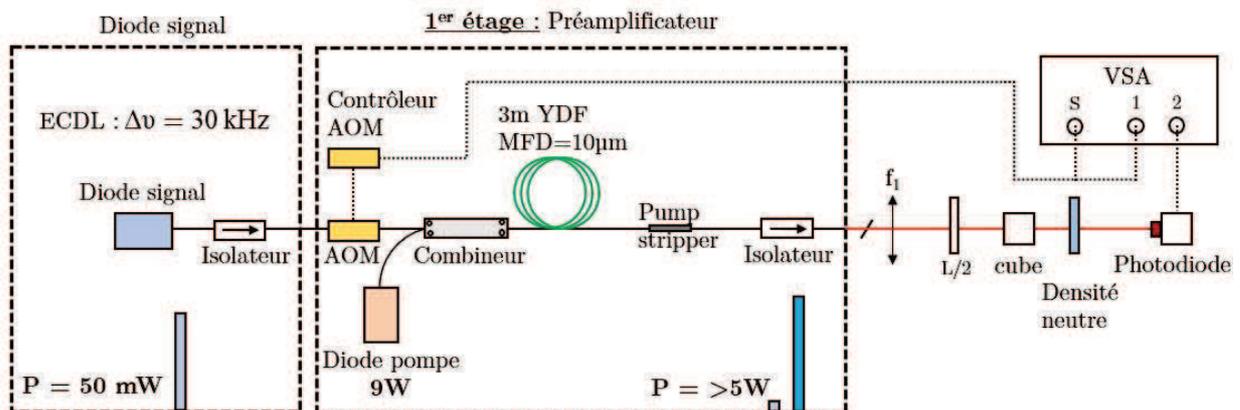


Figure 107: Dispositif expérimental permettant de mesurer les fonctions de transfert de la diode laser source (identique pour la diode laser de pompe)

Avant d'effectuer les mesures de fonctions de transfert en modulant la puissance de la diode laser source et de la diode laser de pompe dans la fibre dopée, il est important de faire une calibration à la fois de la réponse fréquentielle du système de modulation de l'AOM et du système de détection bas bruit (photodiode, AOP,...). Grâce à cette calibration, les fonctions de transfert en amplitude et en phase de la photodiode, de l'AOM ainsi que du contrôleur de l'AOM seront soustraites afin d'accéder uniquement à la réponse du milieu à gain. Cette calibration est importante afin d'obtenir notamment une mesure de phase précise à haute fréquence (>100 kHz). De plus, pour une comparaison un pour un, toutes les mesures de fonction de transfert en amplitude sont normalisées.

Calibration de l'AOM : La calibration de la réponse fréquentielle de l'AOM est obtenue en mesurant l'efficacité en fonction de la tension de modulation, comme le montre la figure ci-dessous :

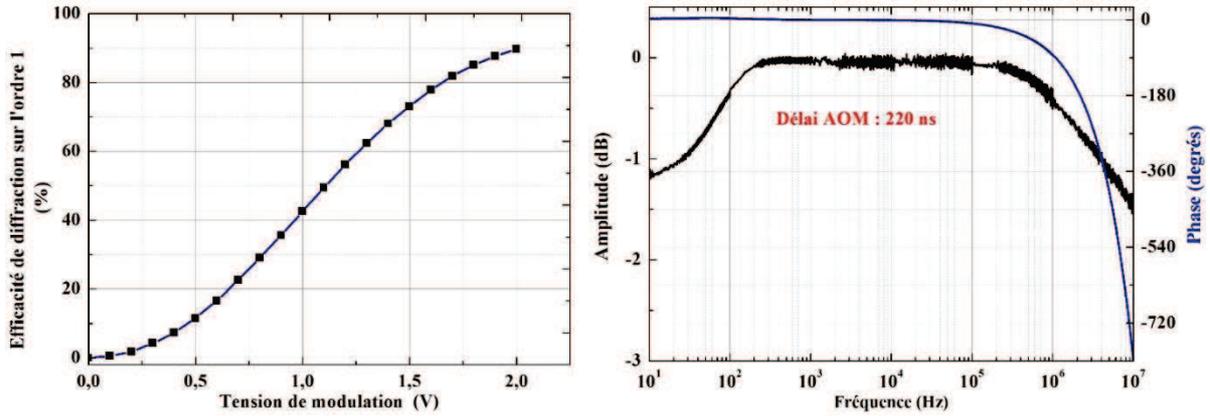


Figure 108: Efficacité de diffraction de l'AOM en fonction de la tension de modulation (à gauche). Fonction de transfert en amplitude et en phase de l'AOM (à droite).

La sortie de l'AOM est alignée sur l'ordre 0. L'efficacité, indique le pourcentage de déflexion de la puissance du faisceau incident sur l'ordre 1 pour une tension de commande allant de 0 à 2V. On a fait le choix de moduler très peu (de quelques %) la puissance du signal afin de ne pas engendrer une dégradation du RIN par le bruit de la source radiofréquence (RF) car le bruit de ces sources RF peut être convertit en bruit d'intensité dans l'amplificateur. La réponse de l'AOM est pratiquement linéaire en fonction de la modulation de la tension d'entrée.

En regardant l'amplitude et la phase de la réponse de l'AOM en fonction de la fréquence de modulation, on s'aperçoit que la réponse est plate de 300 Hz à 200 kHz. La légère chute d'1 dB à basse fréquence est apportée par le couplage AC de la photodiode de mesure tandis que celle à haute fréquence provient de la réponse des amplificateurs électroniques (AOP). De plus, en mesurant la phase, on peut déterminer la distance entre le faisceau et le transducteur : en effet un changement de phase de 2π équivaut à une période. La phase tourne de 360° à une fréquence de 4,5MHz.

$$\tau = \frac{1}{f} = \frac{1}{4,5MHz} = 220ns \quad (4.75)$$

Le temps de déphasage de l'AOM est donc de 220 ns, ce qui correspond à une distance faisceau transducteur égale à 0,9mm car la vitesse de la lumière dans un cristal de TeO₂ (indice de réfraction = 2,2) de $v = 4200m.s^{-1}$

$$d = v * \tau = 4,2.10^3 * 2,2.10^{-7} = 9.10^{-4} = 0,9mm \quad (4.76)$$

Au niveau du bruit d'amplitude apporté par l'AOM, nous avons pris les mesures de RIN avec et sans AOM pour une puissance de sortie du laser de 2,5W. Le fait d'alimenter le driver de l'AOM avec tension faible afin de moduler de quelques % la puissance du signal source, n'engendre pas de bruit sur le signal de sortie, comme le montre la figure suivante. La modulation de quelques % permet de ne pas engendrer d'effets non-linéaires dans le cristal de l'AOM et donc de ne pas ajouter du bruit à hautes fréquences.

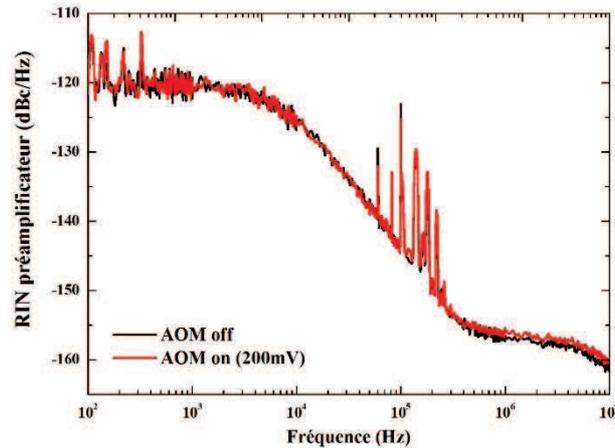


Figure 109: RIN avec et sans AOM pour une puissance de 2,5W sur le préamplificateur

Les nombreuses raies discrètes dans la région [50kHz/200kHz] proviennent de nouvelles conditions environnementales et seront répercutées sur chaque mesure de RIN. Cependant, ces raies ne sont pas présentes dans un autre environnement.

Calibration de la photodiode : En ce qui concerne la photodiode, la calibration passe par deux étapes : l'efficacité de conversion en fonction de la puissance d'entrée lumineuse ainsi qu'en fonction du positionnement du faisceau sur le capteur. Les résultats sont présentés ci-dessous :

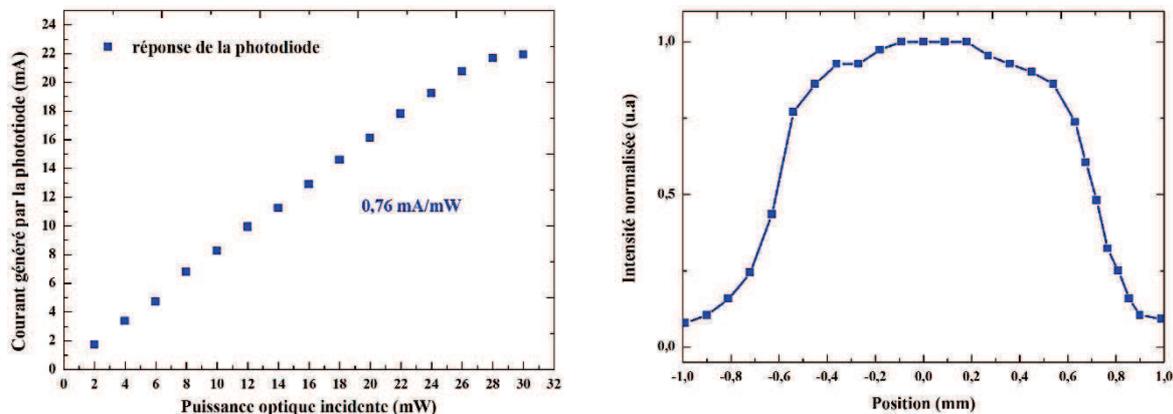


Figure 110: Efficacité de conversion de la photodiode (à gauche). Efficacité de conversion en fonction du positionnement du faisceau sur le capteur (à droite)

La photodiode utilisée, couplée à une résistance de mesure de 50Ω , a une efficacité de conversion de 0,76 mA/mW. Sa réponse est linéaire jusqu'à 28 mA.

En déplaçant notre signal laser sur la photodiode d'1 mm de diamètre à l'aide de deux miroirs, il est possible de mesurer la réponse spatiale de la photodiode. Nous observons que la zone centrale répond de manière homogène, ce qui est un bon point afin de découpler un éventuel dépointé du faisceau laser pendant les mesures.

Le délai des amplificateurs des photodiodes est égal à 22 ns du fait de l'ajout d'un filtre passe haut de 30 Hz dans le circuit d'amplification. La réponse de la photodiode coupe à 7 MHz. Le

bruit de détection est égal à $2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ en prenant la valeur de la mesure ($20 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$) et en divisant par le gain de 10 que nous avons mis après la photodiode (voir chapitre 2).

Les fonctions de transfert en amplitude et en phase de la photodiode, de l'AOM et de son alimentation en tension, seront à soustraire afin d'obtenir la réponse du milieu à gain. Cela est indispensable pour des mesures de phase précises à haute fréquence ($>100\text{kHz}$).

4.1.2. Modulation de la diode laser de pompe

Afin d'obtenir une modulation propre de l'onde de pompe, nous avons évité la modulation directe du courant. En utilisant le second port du combineur du préamplificateur, laissé libre, nous y injectons une diode laser de pompe monomode supplémentaire de longueur d'onde 976nm de puissance de sortie de 100 mW. Cette pompe supplémentaire voit son amplitude modulée par un AOM, à l'image de la modulation de la diode laser source vu précédemment.

La fonction de transfert est mesurée pour différentes puissances de sortie. Comme attendu, la fonction de transfert de la pompe se comporte comme un filtre passe-bas. Nous pouvons observer que les fluctuations de pompe sont intégralement transférées au signal aux basses fréquences de Fourier. Comme les pertes des photons de pompe induites par la pompe résiduelle sont négligeables, la modulation de la pompe est totalement convertie en modulation de signal amplifié. Comme il est prédit par le modèle analytique, la fréquence de coupure se décale vers les hautes fréquences en augmentant la puissance de pompe et le coefficient de couplage commence à diminuer lorsque la fréquence de modulation de la pompe excède cette fréquence de coupure.

Les fonctions de transfert sont visibles sur la figure suivante :

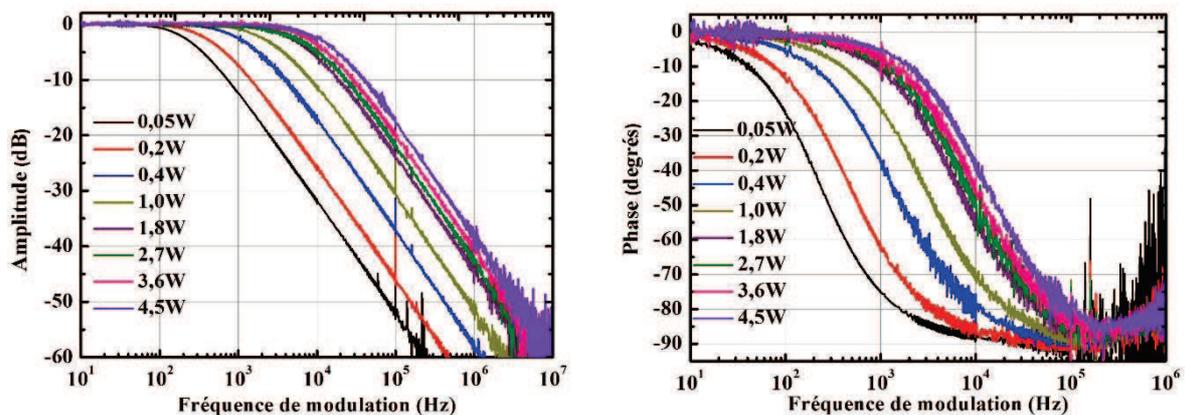


Figure 111: Fonctions de transfert en amplitude (à gauche) et en phase (à droite) de la modulation de la diode laser de pompe sur le préamplificateur à l'aide de l'AOM jusqu'à 4,5W.

4.1.3. Modulation de la diode laser source

Maintenant que la calibration est terminée, nous pouvons commencer à étudier la fonction de transfert de notre amplificateur à partir de la modulation du signal à l'aide de l'AOM. Les tests sont effectués avec une tension de 200 mV correspondant à une modulation de la puissance de la diode laser source de 3%. La figure suivante montre la fonction de transfert mesurée de la modulation relative de la puissance de sortie par une modulation du signal source. Comme

prédit par le modèle analytique, la réponse fréquentielle de la modulation du signal source agit comme un filtre passe-haut amorti. Nous pouvons voir également que le taux de suppression de la modulation du signal source à basse fréquence de Fourier augmente avec la puissance de sortie. Pour des puissances de sortie supérieures à 2,7W, ce taux de suppression commence à saturer et atteint une valeur maximale d'environ 25 dB.

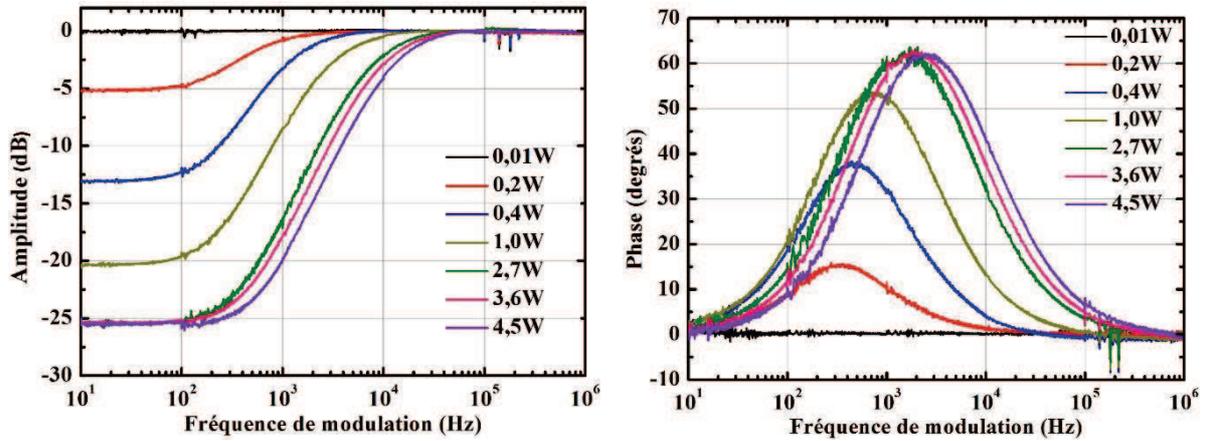


Figure 112: Fonction de transfert en amplitude et en phase de la modulation en puissance de la diode laser source jusqu'à 4,5W à travers le préamplificateur

La fonction de transfert du milieu à gain en fonction de la puissance de la diode laser source est également étudiée. Deux situations sont considérées :

- Cas 1 : puissance de signal source inférieure à la puissance de saturation
- Cas 2 : puissance de signal source supérieure à la puissance de saturation

Pour rappel, la puissance de saturation est la puissance optique incidente nécessaire pour atteindre une saturation significative d'un milieu à gain et atteindre la plus grande puissance de sortie possible.

Elle se calcule à partir de l'intensité de saturation I_{sat} dont la formule est la suivante :

$$I_{sat} = \frac{h\nu}{(\sigma_e + \sigma_a)\tau} \quad (4.77)$$

Où $h\nu$ est l'énergie d'un photon à la longueur d'onde du signal, $\sigma_{e,a}$ est la section efficace d'émission et d'absorption du signal dans la fibre, et τ est le temps de fluorescence de l'ion terre rare utilisé.

La puissance de saturation se calcule donc à partir de :

$$P_{sat} = A \cdot I_{sat} \quad (4.78)$$

Où A est l'aire de la fibre dopée utilisée.

Dans notre étude, sur un amplificateur basse puissance (quelques W), nous utilisons la fibre 2 du chapitre 2, qui a un diamètre de 10 μm . Le temps de fluorescence de l'ion Yb est de 0,7 ms, et la section efficace d'absorption est négligeable par rapport à la section efficace d'émission. Le calcul donne alors une puissance de saturation d'environ 70 mW.

En partant de notre diode laser source, pouvant émettre plusieurs dizaines de mW, nous avons mesuré une puissance d'injection après les pertes d'insertion des isolateurs égale à 27 mW, bien en-dessous de la puissance de saturation. En utilisant un préamplificateur auxiliaire, il est possible de d'augmenter cette puissance à 130 mW, cette fois, bien au-dessus de la puissance de saturation.

A partir des fonctions de transfert de la modulation de la diode laser source, à 27 et 130 mW, nous pouvons déterminer à la fois la fréquence de coupure et la fréquence du pôle zéro (valeur à 3 dB) [174].

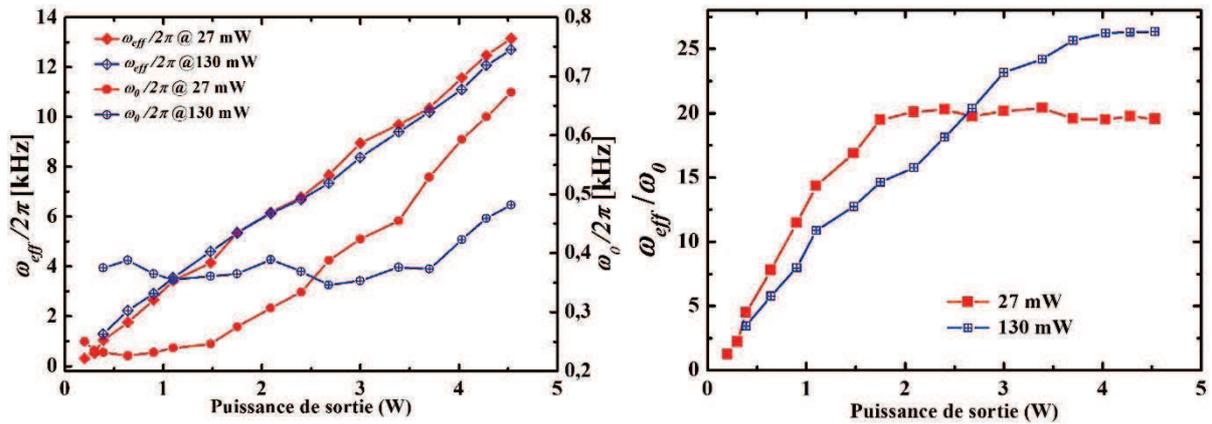


Figure 113: Fréquence de coupure et fréquence du pôle zéro de la fonction de transfert de la diode laser source pour des puissances de 27 et 130 mW sur le préamplificateur (à gauche). Rapport entre la fréquence de coupure et la fréquence du pôle zéro pour des puissances de signal de 27 et 130 mW sur le préamplificateur (à droite).

Dans la figure ci-dessus, la fréquence de coupure et la fréquence du pôle zéro sont présentées en fonction de la puissance de sortie pour respectivement une puissance de signal de 27 et 130 mW. Les comportements de ces fréquences vis-à-vis de la puissance de sortie sont assez différents. En effet, la fréquence de coupure est proportionnelle à la puissance de sortie comme cela avait été mentionné dans le chapitre 2, quel que soit la puissance d'injection. Cela confirme dans un premier temps, la validité du modèle analytique pour des puissances modérées. Dans un second temps, la fréquence du pôle zéro est quasi-constante à basse puissance mais commence à augmenter à partir d'1,5W de puissance de sortie pour une puissance d'injection de 27 mW et à partir de 3,5W pour une puissance d'injection de 130 mW. Cela est une fois de plus en accord avec le modèle analytique : comme la puissance résiduelle est réduite par l'augmentation de la puissance d'injection, alors son impact est repoussé à des puissances de sortie plus élevées.

Comme le montre le graphique de droite de la Figure 113, le taux de suppression de la modulation de la diode laser source en régime saturé aux basses fréquences de Fourier (équivalent au rapport entre la fréquence de coupure et la fréquence du pôle zéro) augmente légèrement avec la puissance de sortie. Nous pouvons également voir que les taux de saturation sont de 20 et 26 pour des puissances d'injection de 27 et 130 mW. Il est donc possible à partir de ces mesures de déterminer la section efficace d'émission de la fibre σ_{se} à la longueur d'onde du signal avec grande précision.

En effet, comme σ_{se} est d'environ deux ordres de grandeur plus grand que la section efficace d'absorption σ_{sa} , son expression peut être simplifiée de la manière suivante :

$$\sigma_{se} = \frac{AB_s}{\Gamma_s} \quad (4.79)$$

A partir d'une régression linéaire de la fréquence de coupure en fonction de la puissance de sortie, on obtient une valeur de $(3,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-15}$ pour B_s . Le recouvrement du signal avec la zone active Γ_s est calculée et est égal à 0,8 [175], ce qui donne une valeur de $\sigma_{se} = (3,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$ pour notre milieu à gain. La valeur de section efficace du signal d'émission dépend du taux de dopage et de la composition de la matrice hôte de la fibre. Pour exemple, cette valeur de section efficace qui a été retrouvée à partir des fonctions de transfert du milieu à gain, se situe bien entre celle des préformes des fibres aluminosilicates et phosphosilicates ($\sigma_{se} = 1,5 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$ et $\sigma_{se} = 4 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$) [176].

Pour vérifier la validité du modèle analytique sur l'amplificateur, la régression d'un filtre passe-haut amorti est effectuée sur les mesures des fonctions de transfert de la modulation du signal source à partir de trois puissances de sortie différentes (0,4W, 1,8W et 4,5W). A la fois l'amplitude et la phase des fonctions de transfert du modèle analytique se superposent aux résultats expérimentaux en prenant en compte les barres d'erreur. En effet, la différence sur l'amplitude est inférieure à 1,5 dB, soit moins de 10%, et la différence des phases maximales est d'environ 5 degrés, soit encore une fois, moins de 10% sur toute la gamme de fréquence de Fourier. Cela confirme la validité du modèle pour des amplificateurs à fibres de puissance intermédiaire (jusqu'à 5W).

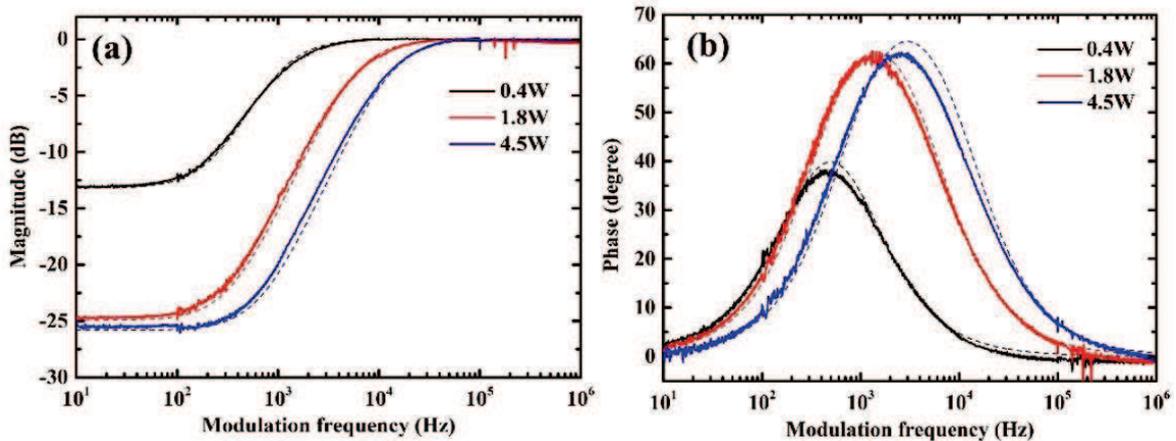


Figure 114: Régression d'un filtre passe-haut amorti sur les mesures de fonctions de transfert expérimentales prise avec la modulation de la diode laser source avec l'AOM en amplitude (à gauche) et en phase (à droite) pour des puissance de sortie de 0,4W, 1,8W et 4,5W.

4.1.4. Conclusion

Dans cette première partie, nous avons effectué un contrôle de la validation du modèle analytique explicité au chapitre 2 à des puissances de sortie de l'ordre de plusieurs Watts. Nous avons ainsi vérifié expérimentalement que ce modèle est valide dans les amplificateurs pompés

gaine même lorsque la puissance résiduelle n'était plus négligeable. De plus, nous avons montré qu'en mesurant la fréquence de coupure du milieu à gain, nous pouvions déterminer avec précision les valeurs des sections efficaces d'émission du signal des fibres utilisées par l'amplificateur laser.

De plus, nous avons montré que la fonction de transfert de la diode laser source modulée est affectée de manière significative par la pompe résiduelle, par une saturation du taux de suppression aux basses fréquences de Fourier. Ce comportement a été étudié en fonction de la puissance de saturation de l'amplificateur, à partir d'une injection avec 27 et 130 mW de diode laser source.

De ces fonctions de transfert, et de la validation du modèle analytique dans ces nouvelles conditions (puissance de sortie élevée, puissance de pompe non négligeable), il est possible de prévoir le bruit d'intensité des amplificateurs. La connaissance du mécanisme de transfert de bruit d'intensité de la pompe et du signal vers la sortie est un avantage pour le développement d'un réducteur de bruit efficace.

4.3. Réduction du bruit d'intensité par système de rétroaction

4.1.5. Présentation du système

Des fonctions de transfert obtenues à la fois pour la modulation de la diode laser source et de la diode laser de pompe, il est possible d'effectuer un asservissement du bruit d'intensité. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le RIN d'un amplificateur 50W est caractérisé par un excès de bruit à basse fréquence supérieur à 30 dB par rapport au bruit de grenaille de la lumière (10 mW à 1064nm). Cet excès de bruit est apporté par le bruit technique des diodes laser de pompe multimode. Le transfert de ce bruit de pompe vers la sortie est régi par la fréquence de coupure du milieu à gain, qui dépend de l'aire de la fibre active ainsi que de la puissance. Pour arriver aux niveaux de bruit attendus par le cahier des charges des applications visées, un travail de réduction de bruit à basse fréquence est indispensable.

Partant des fonctions de transfert vues précédemment, deux approches sont possibles :

- Asservissement à l'aide de la diode laser source
- Asservissement à l'aide de la diode laser de pompe

L'asservissement à l'aide de la diode laser source, par le biais d'une modulation de la puissance par un AOM, permet d'envisager des meilleurs résultats à basse fréquence [10 Hz/ 1kHz] pour deux raisons. La première est que la fréquence de commande est de 200 MHz, ce qui laisse le système insensible aux couplages de bruits environnementaux tels que les vibrations et la température. La seconde raison est que la diode laser source présente un meilleur bruit à basse fréquence que la diode laser de pompe.

Cependant, l'asservissement à l'aide de la diode laser de pompe permet d'agir sur une bande passante plus élevée, ce qui permet de supprimer le bruit haute fréquence efficacement. Nous

allons dans les parties ci-dessous, présenter les résultats obtenus à partir d'un asservissement avec ces deux types de composant.

4.1.6. Asservissement basse puissance avec la diode laser source

Dans le but de supprimer l'excès de bruit induit par la pompe sur l'amplificateur, nous avons implémenté une boucle de rétroaction. Pour éviter la modulation directe du courant de la diode laser signal, qui peut impacter son bruit de fréquence, nous utilisons un AOM placé juste avant l'entrée de l'amplificateur. L'analyse de la modulation de la puissance de la diode laser source montre que la fonction de transfert à basse fréquence est atténuée jusqu'à 25 dB pour des puissances de sortie de l'amplificateur proche de 5W. Cependant, cette atténuation peut être en principe compensée par l'optimisation du gain basse fréquence du contrôleur électronique de l'asservissement. Le schéma expérimental de cet asservissement est présenté dans la figure ci-dessous.

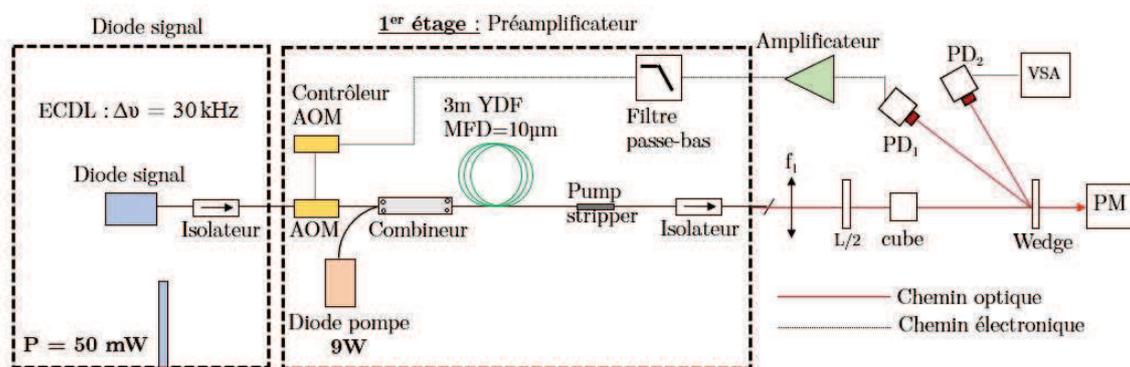


Figure 115: Système d'asservissement développé afin de réduire le bruit d'intensité du laser à partir d'une rétroaction sur la diode laser signal à l'aide d'un AOM.

A l'aide d'un cube polarisateur couplé à une lame demi-onde et d'un miroir wedge à 4°, deux faisceaux avec la même puissance optique sont générés. Ces deux faisceaux sont détectés à l'aide d'une paire de photodiode bas bruit. La première, notée PD 1 est utilisée pour le signal d'asservissement tandis que la seconde, notée PD 2, l'est pour le signal de contrôle.

Le signal de contrôle est couplé en AC, ce qui induit un filtre passe-haut de bande passante 30 Hz. Le signal d'erreur est amplifié par un contrôleur développé au sein du LP2N avec un gain maximal de 80 dB. A la fois l'amplitude et la phase de ce contrôleur sont plates sur la gamme de fréquence utilisée.

Ce circuit est conçu pour atteindre une bande passante de 10MHz avec un délai en dessous de 20 ns. Ce délai est négligeable comparé aux 220 ns de l'AOM vu dans la partie 4.1.1. La fonction de transfert du circuit électronique est un filtre passe-bas idéal de fréquence de coupure 100Hz.

La mesure est réalisée par notre analyseur de signaux. Les mesures de RIN avec et sans l'asservissement sont présentées dans la figure ci-dessous.

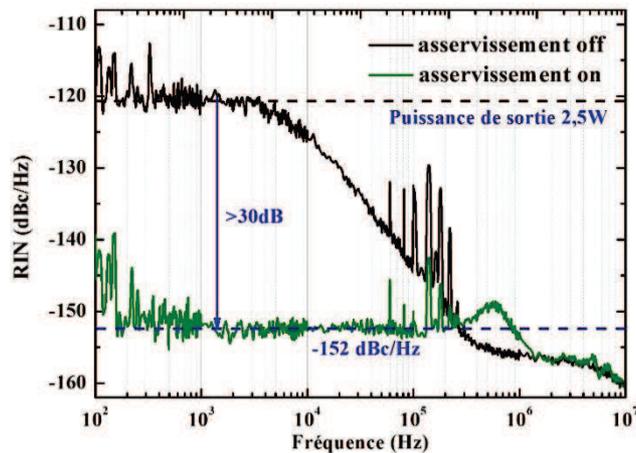


Figure 116: Résultats de l'asservissement basse puissance (puissance de sortie = 2,5W à partir de la modulation de la diode laser signal via un AOM

La puissance de sortie de l'amplificateur à fibre est de 2,5W. Le bruit non asservi (courbe noire) est mesuré avec l'AOM alimenté par une puissance RF faible engendrant une atténuation de la puissance de la diode laser signal de 3%. En activant l'asservissement, le bruit d'intensité large bande est supprimé de manière efficace jusqu'à -152 dBc/Hz. La suppression maximale de bruit d'intensité dépasse les 30 dB. Il est important de mentionner que la bosse autour de 600 kHz est principalement due au délai de l'AOM. Encore une fois, les pics autour de 100 kHz sont causés par des problèmes liés à la CEM.

4.1.7. Asservissement basse puissance avec la diode laser de pompe

Ce même type d'asservissement en bruit d'intensité peut être fait de la même manière à partir de la diode laser de pompe. Deux options s'offrent alors à nous, à savoir la modulation de la diode laser de pompe multimode soudée au combineur permettant d'effectuer l'inversion de population dans la fibre, ou la modulation d'une diode laser de pompe dite auxiliaire, qui peut se souder sur le port libre du combineur.

Par l'analyse du RIN de notre amplificateur, nous savons désormais que la majorité du bruit d'intensité provient de la pompe. De ce fait, une modulation directe du courant de cette diode laser permet de supprimer efficacement cet excès de bruit.

Cependant, opter pour une diode laser de pompe auxiliaire, permet d'éviter une modulation directe sur une diode laser alimentée par un fort courant (entre 5 et 10A). De plus, en utilisant une diode laser monomode à la longueur d'onde de la pompe (976nm), cela permet d'obtenir une bande passante supérieure ainsi qu'un délai inférieur pour notre système d'asservissement, comme le montre la fonction de transfert prise sur cette diode laser monomode à 976nm :

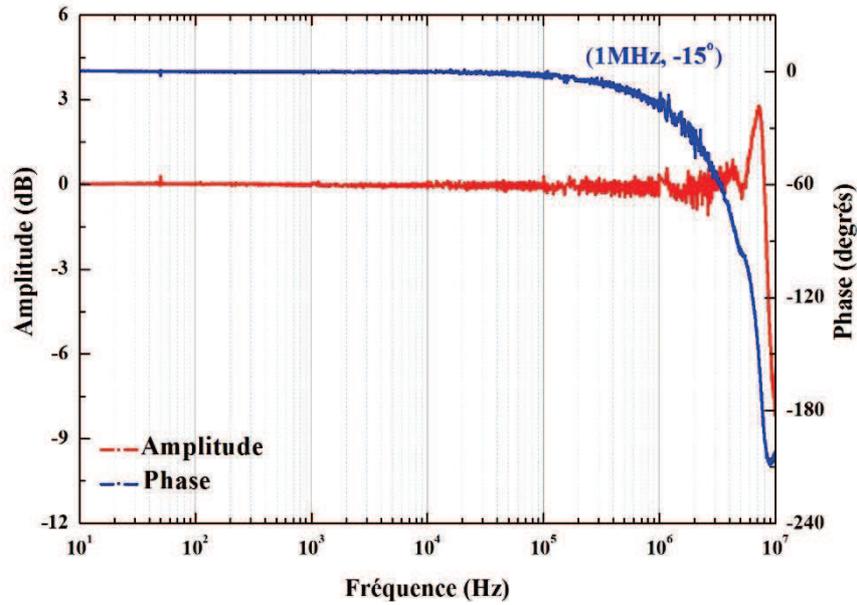


Figure 117: Fonction de transfert de la diode laser monomode en amplitude (rouge) et en phase (bleue)

Le délai engendré par l'électronique de cette diode laser auxiliaire est d'environ 40 ns, contre 220 ns pour l'AOM. La réponse est parfaitement plate jusqu'à 7MHz. A cette fréquence, l'apparition d'un pic d'amplitude 3 dB est due à la modulation haute fréquence du signal du contrôleur de courant. La résonance de 3 dB est due aux effets parasites de l'alimentation en courant.

En effectuant l'asservissement par l'intermédiaire de cette diode laser monomode à la longueur d'onde de 976nm, on obtient les résultats suivants :

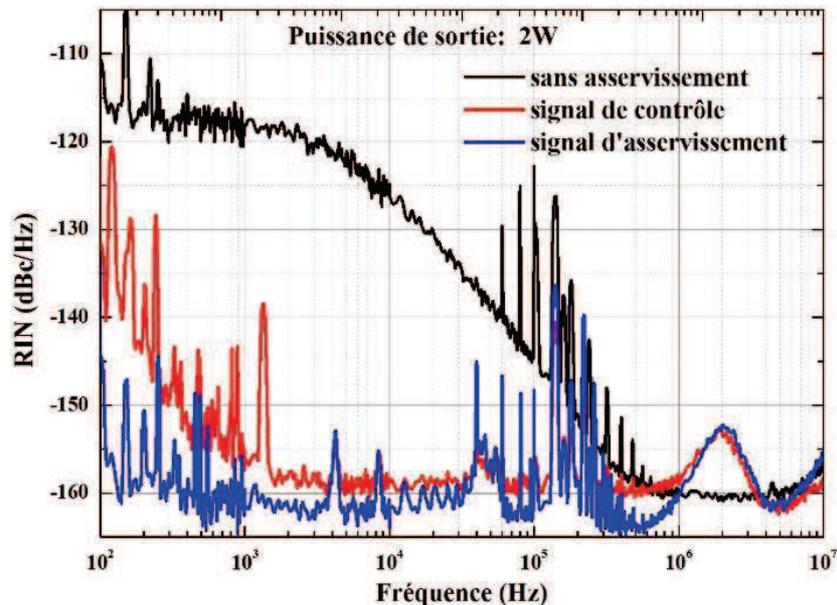


Figure 118: Résultats de l'asservissement basse puissance (puissance de sortie = 2W) à partir de la modulation de la diode laser de pompe monomode via l'AOM.

Sur le graphique ci-dessus, on s'aperçoit que la bande passante de l'asservissement est aux alentours de 2MHz avec une suroscillation de l'asservissement d'environ 5 dB visible sur le

RIN. Le passage à cette diode laser de pompe auxiliaire a permis d'augmenter la bande passante de l'asservissement de 600 kHz pour l'AOM avec la diode laser signal, à 2 MHz avec la diode laser de pompe. La puissance optique injectée sur les deux photodiodes est de 10 mW (bruit de grenaille de -163 dB pour 7mA). Les résultats obtenus sont très proches de -160 dBc qui est le palier pour les deux photodiodes. Les performances de cet asservissement sont limitées par le bruit d'intensité à basse fréquence engendré par les vibrations mécaniques, les flux d'air, ainsi que les variations de polarisation et probablement un problème de dépointé du faisceau.

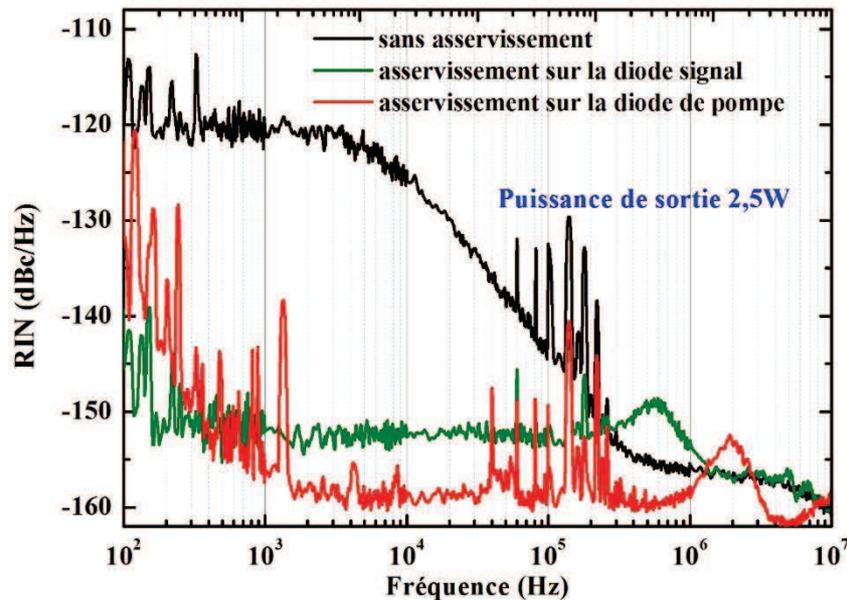


Figure 119: Comparaison des résultats de l'asservissement basse puissance (puissance de sortie = 2,5W) à partir de la modulation de la diode laser de signal et de la diode laser de pompe monomode.

Que ce soit avec la diode laser signal ou la diode laser de pompe, les deux résultats des asservissements montrent l'adéquation de ces méthodes avec le cahier des charges visé (RIN < -140 dB). Nous avons donc développé un asservissement efficace à partir à la fois du contrôle de la diode laser signal et de la diode laser de pompe sur un préamplificateur générant 2W de puissance laser. Il est donc possible de réitérer ces opérations sur des amplificateurs de puissance de sortie supérieure, à savoir le 50 et le 100W.

En passant sur l'amplificateur principal, qu'il soit à 50W ou à 100W, le travail d'asservissement sera identique étant donné que chaque RIN étudié est dominé par l'excès de bruit basse fréquence des diodes laser de pompes multimodes. La seule différence entre chaque amplificateur, que ce soit préamplificateur ou amplificateur principal, réside dans la valeur de la fréquence de coupure. Comme nous l'avons vu plusieurs fois dans cette thèse, cette fréquence de coupure se comporte comme l'inverse de l'aire de la fibre, et donc comme l'inverse du diamètre du cœur de la fibre.

Pour un asservissement efficace, une fréquence de coupure faible est requise afin de réduire la zone fréquentielle dominée par le bruit technique des pompes. En augmentant la puissance, nous augmentons inéluctablement le diamètre du cœur des fibres, ce qui pousse la fréquence de coupure vers les plus basses fréquences. Des fibres à plus grand diamètre de cœur, présente

également l'avantage de repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires tels que le DBS. Il est donc facile de penser que l'asservissement à haute puissance sera aussi performant qu'à basse puissance du fait de la fréquence de coupure plus basse.

Il ne faut pas oublier que cette fréquence évolue également en fonction de la puissance. En augmentant la puissance de 2W à 50 ou 100W, la fréquence de coupure va se déplacer vers les fréquences plus élevées.

Au final, c'est un équilibre à trouver entre puissance de sortie et diamètre de la fibre afin d'obtenir une fréquence de coupure la plus basse possible. Dans la suite de ce chapitre, nous allons étudier l'asservissement à haute puissance, à partir d'une fibre de 15 μ m de MFD permettant d'obtenir 50W et une fibre LMA de 40 μ m (DC-200/40-YDF-Pz) permettant de générer 100W et plus.

4.1.8. Asservissement haute puissance

Pour comprendre les mécanismes d'asservissement basse puissance et haute puissance, nous avons séparé les boucles de rétroaction, nous divisons le signal en deux, afin de filtrer de manière séparée les basses fréquences et les hautes fréquences. Ces deux signaux sont envoyés à deux systèmes d'asservissement puis injectés sur les diodes laser de pompes pour effectuer la modulation de puissance de pompe.

Afin d'obtenir les meilleurs résultats, l'excès de bruit haute fréquence est supprimé par une diode laser de pompe monomode, identique à celle utilisée par le préamplificateur. Précédemment, nous avons vu que cette diode permettait d'obtenir une bande passante plus élevée (2MHz). Elle s'occupe donc de la partie haute fréquence. Pour la partie basse fréquence, la rétroaction agit sur une diode laser de pompe multimodes haute puissance. Les filtres passe-bas et passe-haut ont tous deux une fréquence de coupure de 30Hz.

La réduction du bruit d'intensité de l'amplificateur haute puissance est obtenue de la même manière que celle du préamplificateur. La réduction du bruit d'intensité à haute puissance s'effectue en trois temps.

Dans un premier temps, nous décidons d'utiliser l'amplificateur 50W, dont le couplage de l'onde signal et de l'onde de pompe est réalisé à l'aide d'un combineur 2+1 vers 1. Les deux ports d'entrée du combineur réservés pour l'onde de pompe sont soudés à des diodes laser multimodes de 60W afin d'obtenir 50W de puissance de sortie laser. Pour valider notre asservissement à plus haute puissance, une des deux diodes laser multimodes est remplacée par notre diode laser auxiliaire monomode de 700 mW. La puissance de sortie de l'amplificateur 50W est alors réglée à 10W.

Dans un second temps, afin de monter en puissance, nous utiliserons l'amplificateur 100W, développé à l'aide d'un combineur haute puissance 6+1 vers 1. L'avantage de cet amplificateur est la présence de ports de pompe libre sur ce combineur, permettant de faire la rétroaction de manière efficace, sans réduire la puissance totale du laser en supprimant une diode laser de

pompe multimodes haute puissance. Nous verrons ainsi les résultats obtenus pour une puissance de sortie de 50W avec la diode laser auxiliaire monomode.

Dans un troisième temps, nous remplacerons cette diode laser auxiliaire par une diode laser de pompe multimode haute puissance, qui n'aura pas de rôle de pompage à proprement parler, car elle sera commandée à bas courant, permettant uniquement de faire la modulation en puissance de l'onde de pompe pour l'asservissement.

4.1.8.1. Asservissement à 10W avec distinction basse fréquence et haute fréquence

D'une manière identique à l'asservissement basse puissance, nous nous appuyons sur la diode laser auxiliaire monomode pour réaliser la réduction du bruit. En utilisant l'amplificateur 50W, développé à partir d'une fibre dont le MFD est de $15\mu\text{m}$, nous soudons cette diode laser auxiliaire sur le combineur haute puissance, à la place d'une des deux diodes laser de pompe multimodes 60W, comme le montre le schéma suivant :

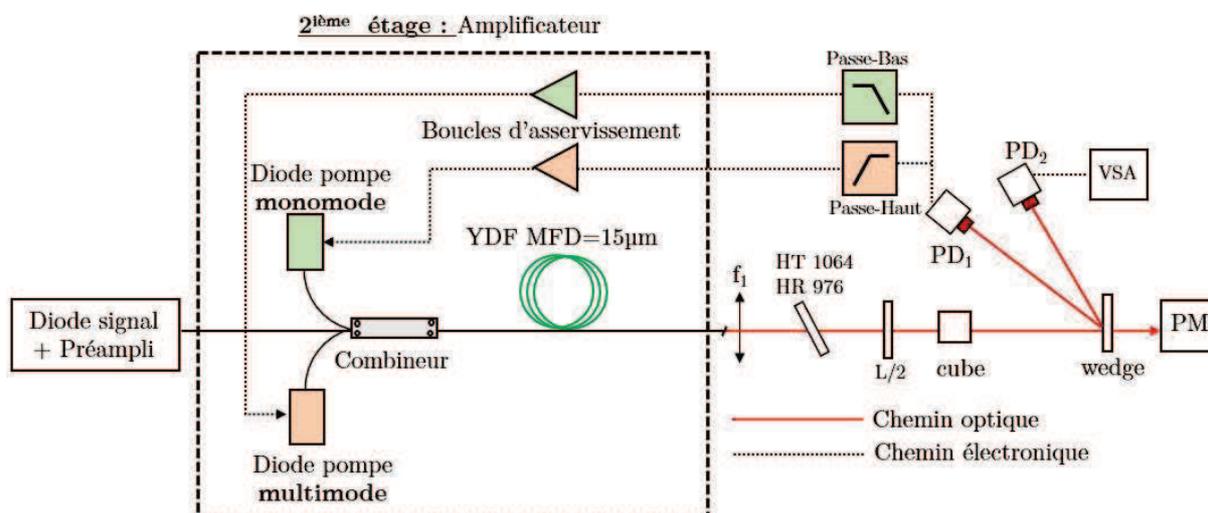


Figure 120: Système d'asservissement développé afin de réduire le bruit d'intensité du laser à partir d'une rétroaction sur la diode laser de pompe monomode et sur la diode laser de pompe multimodes.

Dans cette configuration à double asservissement, nous avons testé séparément chaque boucle de rétroaction. La première boucle utilise un filtre passe-haut, puis est envoyée sur la diode laser de pompe monomode afin de supprimer le bruit haute fréquence. La seconde boucle utilise un filtre passe-bas, et est envoyée sur la diode laser de pompe multimode haute puissance. Les résultats sont affichés sur le graphique ci-dessous :

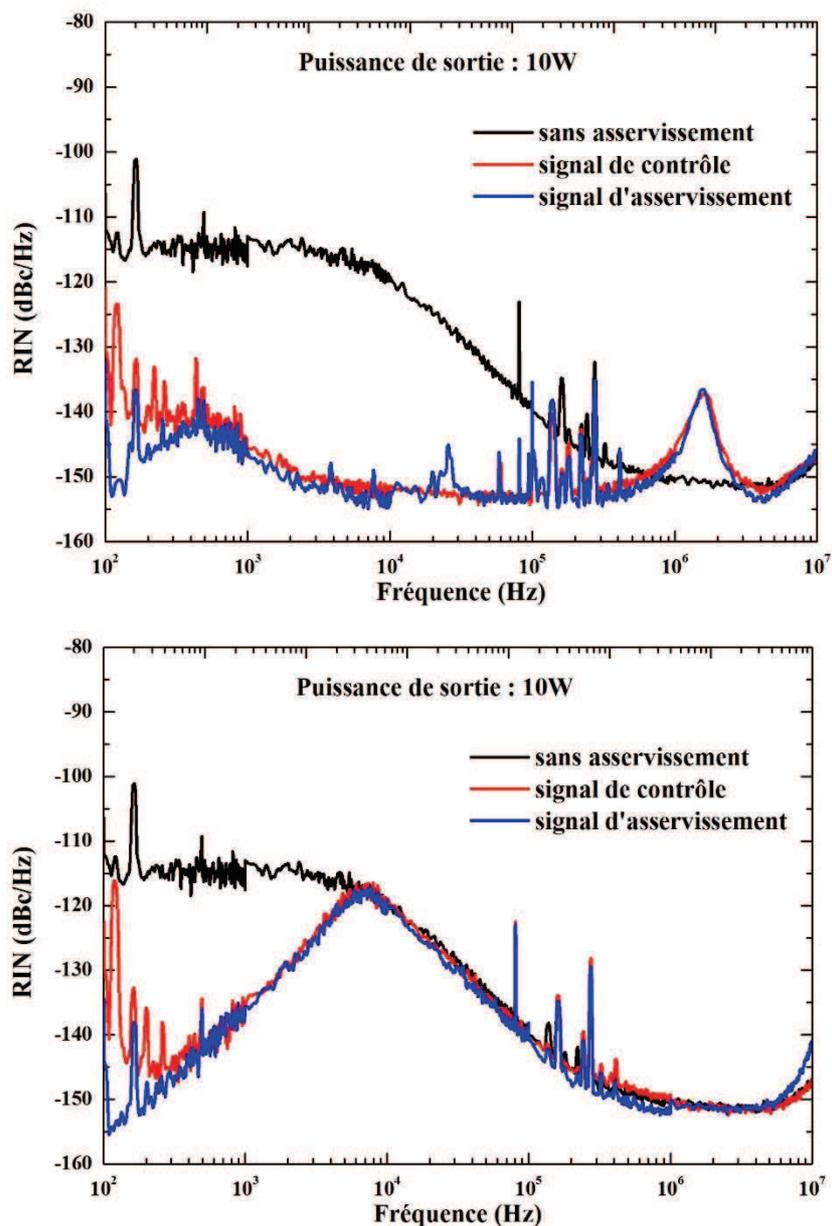


Figure 121: Résultats de l'asservissement moyenne puissance (puissance de sortie = 10W) à partir de la modulation de la diode laser de pompe monomodes (en haut) et à partir de la modulation de la diode laser de pompe multimodes (en bas).

Nous pouvons donc voir le travail indépendant de chaque boucle, avec une différenciation basse fréquence et haute fréquence. La boucle de rétroaction basse fréquence permet une réduction du bruit d'intensité de plus de 20 dB entre 100Hz et 1kHz, ce qui nous permet d'atteindre un niveau inférieur à -140 dBc.

La boucle de rétroaction haute fréquence, à l'aide de la diode laser monomode, permet de supprimer le bruit efficacement entre 1kHz et 1MHz jusqu'à -150 dBc. Cependant, un fort gain sur la boucle engendre une suroscillation du circuit d'asservissement à 2 MHz. Il faut donc trouver un compromis entre réduction maximale dans la gamme [1kHz/1MHz] sans ajout de bruit par oscillation pour une fréquence de Fourier supérieure à 2MHz.

Le résultat intéressant est que sur cet amplificateur dont la puissance de sortie est de seulement 10W, notre système fonctionne de manière indépendante avec une réduction du bruit de plusieurs dizaines de dB. Il reste donc à déterminer si ces asservissements peuvent également travailler simultanément. C'est ce que la figure suivante permet de visualiser. Les deux asservissements sont activés en parallèle permettant de réduire à la fois le bruit aux basses fréquences et le bruit aux hautes fréquences.

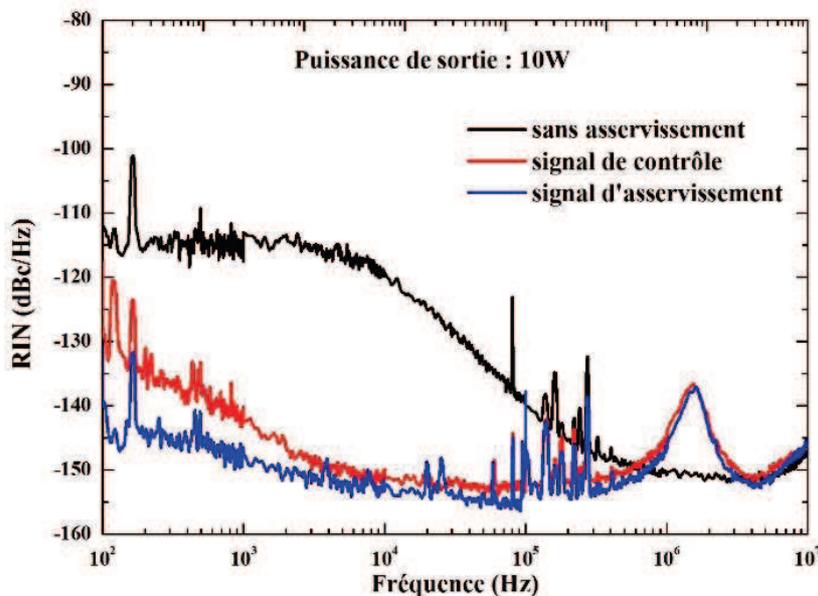


Figure 122: Résultats de l'asservissement moyenne puissance (puissance de sortie = 10W) à partir du travail simultané de la diode laser de pompe monomode et multimode.

En cumulant les deux asservissements, un niveau de bruit inférieur à -130 dBc entre 100Hz et 1 kHz et inférieur à -140 dBc entre 1 kHz et 1MHz. La différence majeure entre le signal d'asservissement et le signal de contrôle à basse fréquence (100Hz/2kHz) peut être expliquée par un fort dépointé du faisceau sur la photodiode, transformant le bruit de pointé et le bruit d'amplitude, mais également par les vibrations et les flux d'air sur la fibre amplificatrice. L'utilisation de photodiodes plus grandes (3mm contre 1mm utilisée ici par exemple) peut réduire cet excès de bruit induit par le dépointé du faisceau. Par ce dépointé, les signaux de la photodiode d'asservissement et celle de contrôle sont décorrélés car les photodiodes ne reçoivent pas un signal optique identique. En effet, comme nous avons vu à la Figure 110, la photodiode n'a pas une réponse identique en fonction de l'endroit où le faisceau optique est envoyé. En passant sur une photodiode de 3mm, une réponse plus constante entre ces deux photodétecteurs peut être envisagée.

Après avoir testé cet asservissement double, à une puissance de 10W, il faut le transposer à un amplificateur de puissance de sortie supérieure. Nous verrons ainsi les résultats obtenus sur un amplificateur 50W puis sur un amplificateur 100W, avec changement de la fibre active, et par conséquent de la fréquence de coupure.

4.1.8.2. Asservissement à 50W et 100W

En gardant le même dispositif d'asservissement, tout en augmentant la puissance de sortie du laser de 10W à 50W, deux problèmes majeurs vont apparaître. Le premier est que la fréquence de coupure de l'amplificateur va augmenter, engendrant un excès de bruit basse fréquence plus important à supprimer. Cette fréquence de coupure, qui dépend majoritairement du diamètre du cœur et de la puissance de sortie évolue de la manière suivante : de 13 kHz pour 10W, elle est de 64 kHz pour 50W. Pour remédier à ce problème, le passage sur un amplificateur 100W caractérisé par une fibre active de plus gros diamètre peut être d'une grande utilité.

Cette fibre présente un diamètre effectif plus grand d'un facteur deux par rapport à la fibre de l'amplificateur 50W (15 μ m contre 31 μ m) équivalent à une augmentation d'un facteur quatre vis-à-vis de l'aire effective (176 μ m² contre 755 μ m²). La fréquence de coupure avec cet amplificateur 100W opéré à 50W est calculée à l'aide du modèle analytique, ce qui donne une valeur de 15,6 kHz. De plus, en utilisant cet amplificateur, la rétroaction à l'aide de la pompe monomode est possible même à haute puissance du fait des ports libres sur le combineur haute puissance 6+1 vers 1. La comparaison des fréquences de coupure d'une fibre de MFD 15 μ m et d'une fibre de MFD 31 μ m pour des puissances de sortie inférieures ou égales à 50W est affichée sur le graphique ci-dessous.

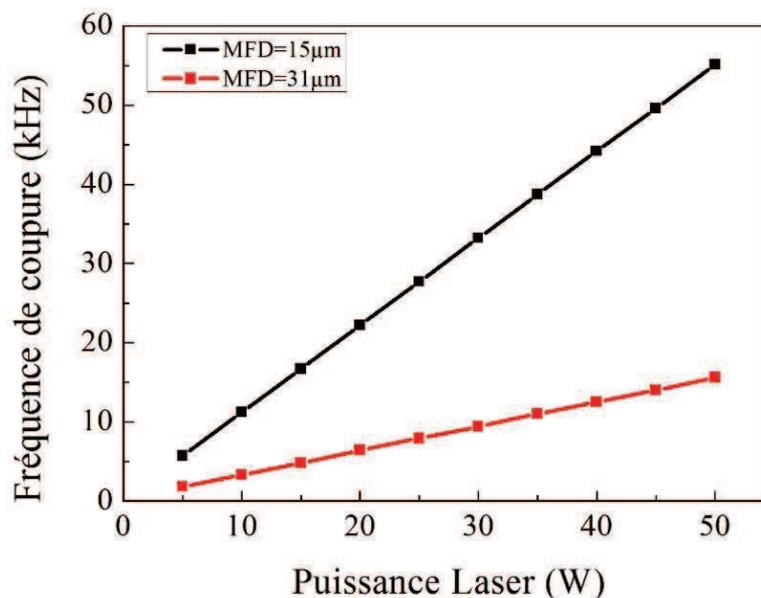


Figure 123: Comparaison des fréquences de coupure entre une fibre de MFD=15 μ m et une fibre de MFD=31 μ m de 5 à 50W d'après le modèle analytique.

Le second problème réside dans le système d'asservissement lui-même car la diode laser monomode permettant l'asservissement haute fréquence risque de ne pas être assez puissante pour contrôler et réduire l'excès de bruit d'intensité à 50W. Sa puissance totale n'étant que de 500 mW, l'impact de la modulation n'est pas assez fort pour une réduction optimisée. Le schéma de l'asservissement à haute puissance est décrit dans la Figure 124.

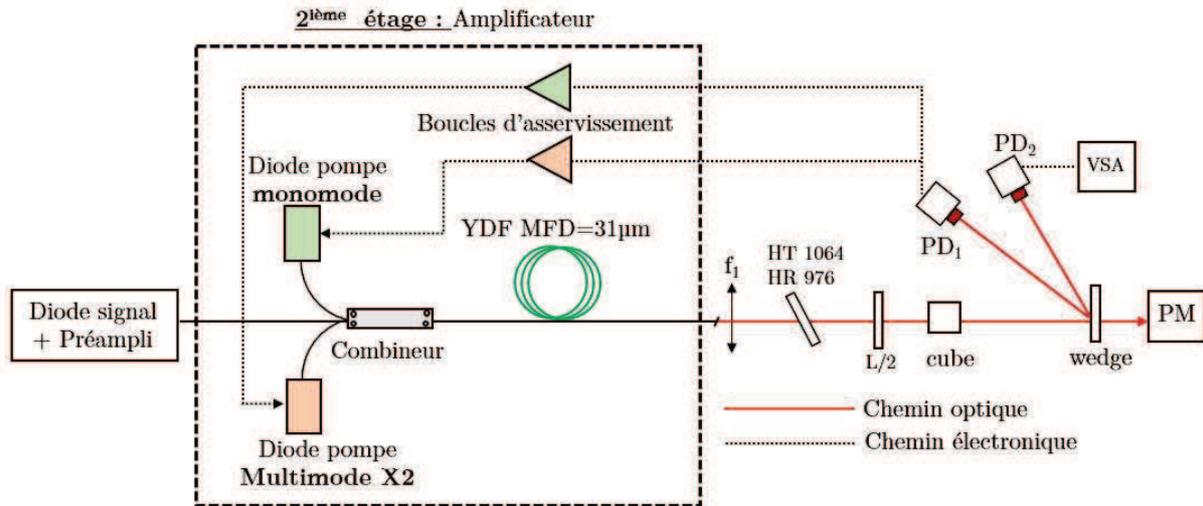


Figure 124: Système d'asservissement développé afin de réduire le bruit d'intensité du laser à partir d'une rétroaction sur la diode laser de pompe monomode et sur la diode laser de pompe multimode.

La puissance intégrée de bruit à corriger pour 50W avoisine une valeur pic à pic comprise entre 100 et 200 mW. Compte tenu de l'efficacité de l'amplificateur à partir de la fibre de MFD=31 µm, ceci nous demande entre 300 mW et 400 mW à 976nm de puissance de pompe. Cette valeur de correction est proche de la valeur maximale de 600 mW de notre diode laser de pompe monomode. De plus, comme le bruit est non stationnaire, la valeur pic à pic peut venir saturer notre capacité à corriger le bruit d'intensité. Par conséquent, le problème de la correction à 50W et a fortiori à 100W, nous laisse penser que le besoin en puissance de pompe sera supérieur à la puissance totale de la diode laser de pompe monomode (600 mW). Un phénomène de saturation va donc être visible sur la correction du bruit d'intensité à ces niveaux de puissance.

Cette saturation, pour une puissance de 50W est vérifiée expérimentalement sur la Figure 126. On observe bien une saturation dans le système de contrôle avec une réduction du bruit d'intensité limitée aux alentours de -140 dBc. Cela engendre la contrainte d'utiliser une puissance optique de pompe supérieure afin de corriger les fluctuations de bruit dans l'amplificateur. Ce constat, nous a poussés à étudier en profondeur la modulation des diodes laser de pompe multimodes de forte puissance. Une recherche bibliographique nous avait donné un a priori négatif sur la capacité à moduler rapidement les diodes laser multimodes. En effet, une bande passant de 300 kHz a été obtenue par Klenner et al pour la stabilisation d'un peigne de fréquence en effectuant la rétroaction sur la diode laser de pompe [177].

En parallèle, nous avons concentré nos efforts sur la difficulté de produire de forts courants de contrôle à très haute vitesse. Il faut rappeler que l'efficacité électro-optique est inférieure à 50% sur les diodes laser multimodes ce qui implique que pour faire une variation d'1W de puissance de pompe, il faut des courants de contrôle supérieur à un ampère sur les diodes laser multimodes mono-émetteur. Néanmoins, l'utilisation de diodes lasers multi-émetteurs permet de bénéficier de la combinaison en série de ces derniers. Il est donc possible de produire plusieurs Watts à l'aide de l'effet multiplicatif du courant par le nombre d'émetteurs. Cet effet permet de réduire

fortement, pour une puissance donnée, le courant nécessaire au contrôle du bruit d'intensité. Ce point positif ouvre la question de la réponse fréquentielle d'un tel dispositif. Nous avons donc entrepris un travail d'optimisation du pilotage des diodes laser multi-émetteurs de puissance pour réaliser un asservissement rapide.

La Figure 125 présente les fonctions de transfert d'une diode laser de 60W pilotée par un contrôleur haute puissance capable de générer 1A. Nous pouvons remarquer que ces diodes laser ont une réponse quasi plate jusqu'à 1 MHz ce qui ouvre la possibilité d'effectuer un asservissement rapide avec des diodes laser qui ne saturent pas. Ainsi, le courant de contrôle sera limité à quelques centaines de mW, même à des puissances de sortie supérieure à 100W.

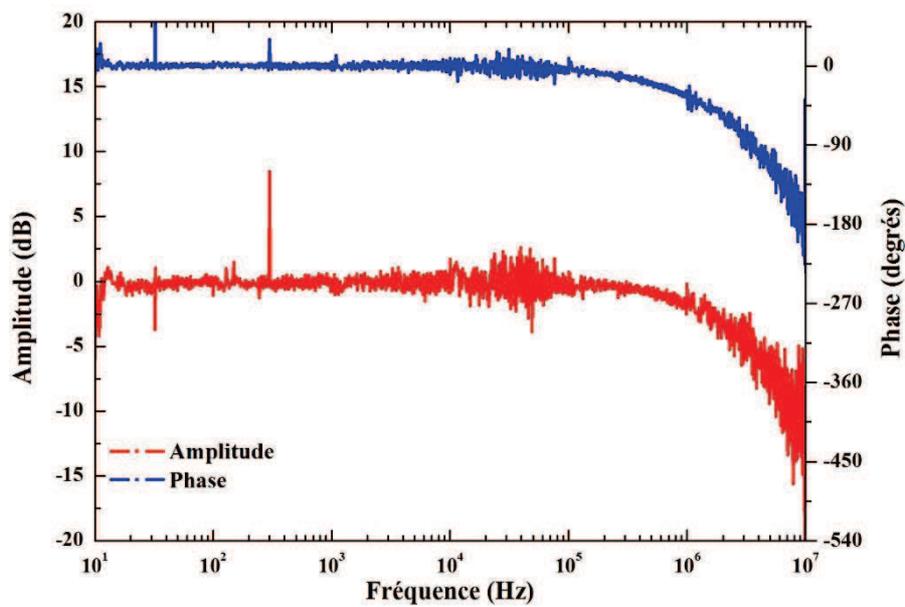


Figure 125: Fonction de transfert de la diode laser multimode 60W en amplitude (rouge) et en phase (bleue)

Les résultats expérimentaux sur le contrôle du bruit d'intensité avec, dans un premier temps la diode laser de pompe monomode de 600 mW et, dans un second temps, la diode laser de pompe multimodes de 60W sont représentés dans la Figure 126 pour une puissance optique de sortie de 50W.

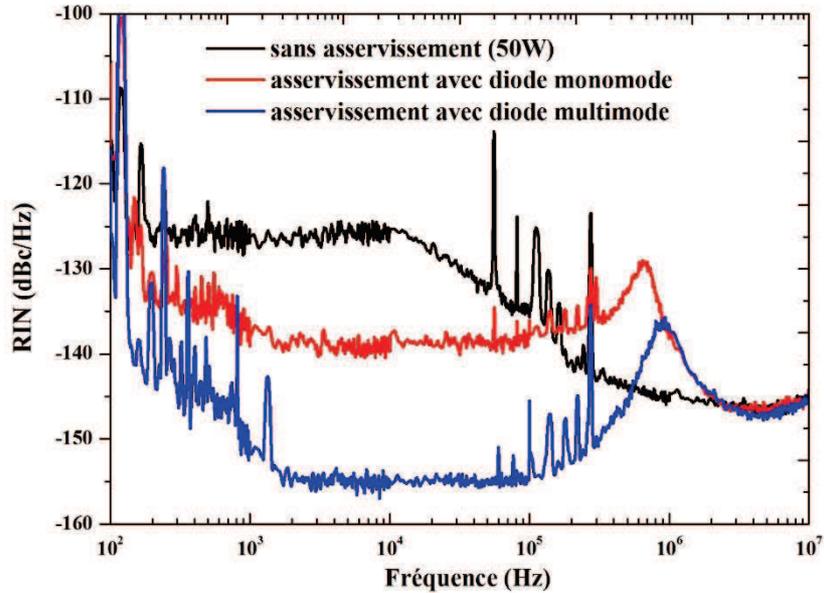


Figure 126: Comparaison des résultats de l'asservissement haute puissance (puissance de sortie = 50W) à partir de la modulation de la diode laser de pompe monomode et de la diode laser de pompe multimode.

On s'aperçoit que l'asservissement avec seulement la diode laser monomode de 500mW fonctionne mais arrive en saturation après une réduction de seulement 10 dB du bruit d'intensité dans la gamme [1kHz/30 kHz]. De plus, du fait de cette quasi-saturation, la bande passante de cet asservissement est altérée avec une réduction de plusieurs centaines de kHz. Une modulation sur une diode laser de pompe de quelques centaines de mW n'est donc pas suffisante pour réduire le bruit d'intensité de notre amplificateur à 50W.

La rétroaction sur les diodes laser de pompe multimode permet d'aller creuser avec beaucoup plus d'efficacité, sans atteindre de palier de saturation en courant. En effet, ces diodes laser puissantes multimodes ont une efficacité d'environ 5W/A à la longueur d'onde de 976nm. Par conséquent, une modulation de quelques centaines de mA sur une diode laser de pompe de 60W engendre une modulation de puissance de pompe de plusieurs Watts, largement suffisant pour annihiler l'excès de bruit des amplificateurs. Contrairement à l'asservissement avec la diode laser monomode, cet asservissement permet de franchir la barre des -140 dBc de 200 Hz à 10 MHz et d'atteindre même un plancher de bruit égal à -155 dBc. La comparaison du signal d'asservissement et de contrôle est proposée dans la Figure 127:

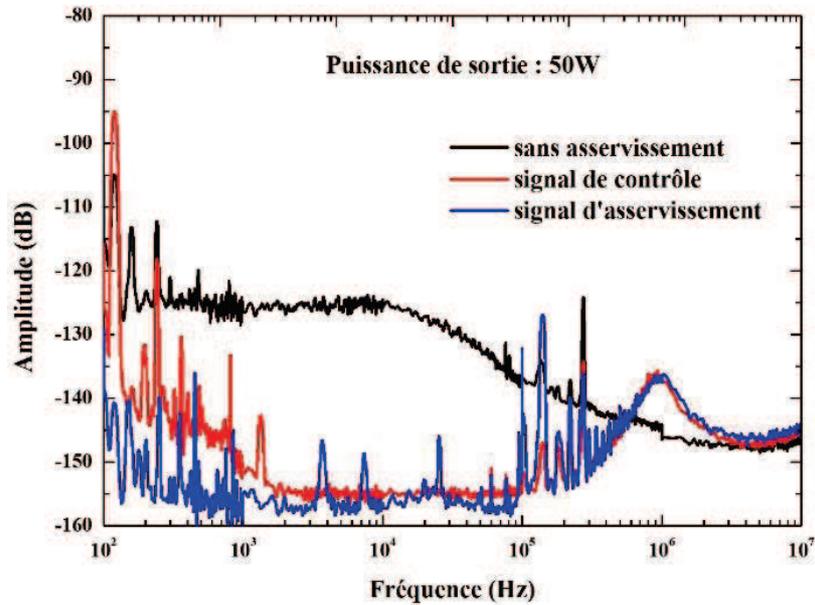


Figure 127: Résultats de l'asservissement haute puissance (puissance de sortie = 50W) à partir de la modulation de la diode laser de pompe multimodes.

La comparaison des deux boucles indique une fois de plus une différence notable allant de quelques dB à plusieurs dizaines de dB à basse fréquence sur la gamme [100Hz/1kHz]. Cependant, l'objectif du cahier des charges est donc atteint pour une puissance de 50W en régime continu monofréquence.

La montée en puissance jusqu'à 100W nécessite l'utilisation de diodes laser de pompes supplémentaires. La configuration finale du système comporte par conséquent quatre diodes laser de pompe multimodes de 60W soudées sur les ports d'entrée du combineur 6+1 vers 1. Le RIN non asservi est alors comparé au RIN asservi sur le graphique ci-dessous. Cette fois, la fréquence de coupure de l'amplificateur à 100W est calculée et est de 31 kHz.

Les résultats de l'asservissement sont exposés ci-dessous :

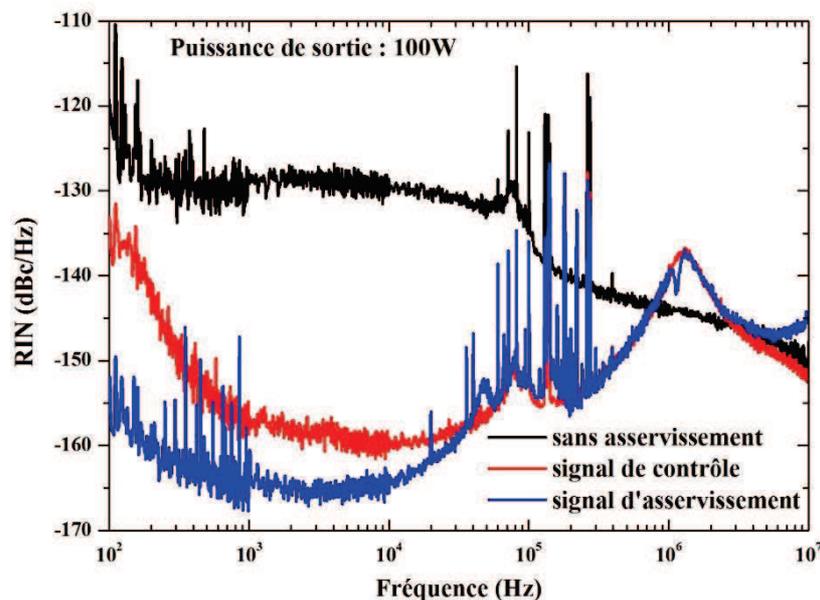


Figure 128: Résultats de l'asservissement haute puissance (puissance de sortie = 100W) à partir de la modulation de la diode laser de pompe multimode.

Sur la Figure 128, une réduction du bruit d'intensité supérieure à 25 dB est démontrée avec un palier de bruit inférieur ou égal -150 dBc sur la gamme [3kHz/100kHz] pour une puissance de sortie de 100W. L'asservissement à partir des diodes laser multimode est caractérisé par une bande passante de 1 MHz. Le cahier des charges finales de cette thèse est donc atteint, avec le développement d'une source laser toute fibrée pouvant émettre 100W en régime continu monofréquence avec des niveaux de bruit d'intensité inférieurs à -140 dBc.

Ce résultat de réduction du bruit d'intensité à une puissance laser de 100W a été reproduit sur plusieurs unités à bas bruit. C'est la première démonstration de sources laser de haute puissance et à bas bruit basées sur un dispositif d'asservissement simple.

Cette source est maintenant intégrée de manière industrielle et a été transporté en Avril 2017 à l'Observatoire de la Côte d'Azur pour des tests complémentaires. L'objectif final de cette source laser 100W est d'intégrer le détecteur d'ondes gravitationnelles de VIRGO à la fin de l'année 2017.

4.1.9. Conclusion

A partir de la détermination des fonctions de transfert des amplificateurs utilisés, il est possible de réaliser un asservissement performant sur le bruit d'intensité. L'asservissement peut être développé à partir d'une modulation de la puissance de signal source ou de la puissance de pompe. Sur des systèmes basses puissances, inférieures à 5W, la modulation de la diode laser source permet d'atteindre des niveaux de bruit d'intensité proches de -150 dBc. Avec la diode laser de pompe, une réduction de plus de 40 dB permet d'atteindre quasiment -160 dBc. Ces deux asservissements sont donc très efficaces pour des amplificateurs de faible fréquence de

coupure et de faible puissance de sortie. En augmentant la puissance de 10W jusqu'à 100W, à travers un second amplificateur, l'asservissement de la diode laser source n'est pas efficace du fait des fréquences de coupure différentes entre le préamplificateur et l'amplificateur. L'influence de la modulation de la diode laser de pompe monomode est également quasi-nulle avec une diminution de seulement 10 dB. La rétroaction sur une des diodes laser de pompe multimode, permet alors de supprimer efficacement le bruit d'intensité jusqu'à des niveaux inférieurs à -150 dBc à 50 et 100W dans la bande [3kHz-100 kHz]. Le cahier des charges, que ce soit en puissance laser de sortie ou en niveau de bruit est donc atteint. L'asservissement à partir de la modulation directe des diodes laser de pompe a démontré une bande passante supérieure à celles démontrées dans la littérature (1MHz contre 300 kHz).

4.4. Conclusion générale du chapitre 4

Nous avons donc montré que la fonction de transfert du signal d'entrée est fortement saturée aux basses fréquences de Fourier tandis que la fonction de transfert de la pompe n'est quasiment pas affectée. La caractérisation du bruit d'intensité relatif (RIN) de l'amplificateur à fibre est bien expliquée par l'analyse des mécanismes de transfert de bruit. Pour finir, une boucle de rétroaction de 600 kHz de bande passante en utilisant un modulateur acousto-optique (AOM) permettant de contrôler l'intensité du signal source est utilisé pour supprimer le bruit d'intensité du laser large bande. Nous avons démontré une réduction du bruit d'intensité de 30 dB, permettant d'atteindre un RIN à -152 dBc/Hz dans la gamme [1kHz-10MHz] à une puissance laser de sortie de 2,5W. Le passage sur une diode laser de pompe monomode auxiliaire permettant d'effectuer une modulation de puissance de quelques centaines de mW permet également d'atteindre des niveaux inférieurs à -150 dBc. Cependant, ces solutions redoutablement efficaces à basse puissance, deviennent inefficaces à plus haute puissance de sortie. L'impact de la variation de quelques mW de signal et de quelques centaines de mW de pompe ne permet pas de réduire efficacement le bruit en excès des amplificateurs à basse puissance.

Une méthode simple consiste alors à effectuer la rétroaction sur une des diodes laser de pompe multimode de haute puissance. En effet, avec des efficacités de plusieurs W/A, une modulation de quelques centaines de mA permet de jouer efficacement sur la réduction du bruit. Que ce soit sur l'amplificateur 50W (fibre de 15 μ m de diamètre) ou sur l'amplificateur 100W (fibre de 31 μ m de diamètre), l'asservissement du bruit d'intensité permet d'atteindre -150 dBc dans la gamme de fréquence [3kHz/100kHz].

Cependant, des résultats divergents entre le signal d'asservissement et le signal de contrôle sont visibles notamment à basses fréquences. Ces écarts pouvant aller de quelques dB à plusieurs dizaines de dB peuvent être expliqués par le dépointé du faisceau sur les photodiodes, la polarisation différente sur les deux photodiodes ainsi que les vibrations d'air sur les fibres. Des tests complémentaires de compréhension et de réduction de ces fluctuations ont été réalisés indiquant qu'un asservissement efficace sur toute la gamme de fréquence doit être obtenu à partir de deux faisceaux laser proprement séparés. Cela signifie que l'asservissement nécessite

des composants optiques de grande qualité, notamment n'ajoutant pas de double réflexion ou de diffusion parasite par exemple.

Le développement d'un laser de puissance en régime continu monofréquence pouvant émettre une puissance optique de 100W, sans effet non-linéaire et sans instabilités modales a donc été démontré à partir d'une fibre de 31 μ m de MFD. L'asservissement du bruit d'intensité de ce laser à l'aide de la rétroaction sur les diodes laser de pompe est obtenu de manière simple et est facilement intégrable dans un produit industriel.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Les sources lasers haute puissance et à bas bruit d'intensité ont permis de valider de manière expérimentale des domaines de la physiques réservés de prime abord aux expériences de pensée. Ces expériences sont par exemple le refroidissement d'atomes jusqu'à des niveaux records proche du zéro absolu induisant des condensats de Bose-Einstein ou la détection d'ondes gravitationnelles issues de la collision de deux objets extrêmement massifs, comme des trous noirs dans l'univers.

Les sources laser combinant des puissances de sortie supérieures à 100 W avec des niveaux de bruit d'intensité proches du bruit de grenaille de la lumière ont été développées dans le cadre de ces applications scientifiques de pointe. Ces sources sont en général basées sur des amplificateurs laser dont plusieurs étages sont cascades. Elles sont volumineuses et nécessitent des systèmes d'asservissement en bruit d'amplitude complexes à base d'enceintes sous vide et de cavités optiques ultrafines.

Le but de cette thèse CIFRE effectuée entre l'entreprise Azur Light Systems et le laboratoire LP2N a porté sur le développement industriel de sources laser équivalentes dont la puissance de sortie se situe entre plusieurs dizaines à plusieurs centaines de Watts. Ces sources extrêmement cohérentes émettent dans le régime continu monofréquence et sont caractérisées par un faible bruit d'intensité. Pour répondre à la problématique d'un produit industriel, les lasers doivent être robustes, compactes et à bas coût.

Le chapitre 1 nous a permis de comparer différentes technologies (NPRO, lasers à fibre, diodes laser ECDL, DFB et DBR) capables d'émettre une onde monofréquence à bas bruit d'intensité. Pour son niveau de bruit d'intensité extrêmement faible, l'ECDL a été sélectionnée grâce à une mesure de RIN proche du bruit de grenaille de la lumière. Néanmoins, la puissance optique en sortie étant limitée à quelques centaines de mW, le passage par un étage d'amplification est nécessaire pour atteindre les niveaux de puissance visés.

Les amplificateurs à bases de fibres dopées aux ions terres rares Ytterbium pour effectuer cette montée en puissance dans la région spectrale d' 1 μm ont été sélectionnés. Les avantages de cette technologie comparée aux technologies à cristaux massifs se situent notamment au niveau du confinement du mode dans le cœur, de l'excellente qualité spatiale en sortie de fibre ainsi que d'une immunité aux problèmes thermiques bien supérieure nécessaire pour le domaine de la haute puissance laser. La possibilité de développer des systèmes monolithiques, basés sur la soudure de fibres optiques permet de croître la robustesse de ces sources laser.

Le chapitre 2 présente le développement de cette architecture amplificatrice jusqu'à une puissance optique de sortie égale dans un premier temps à 50W puis dans un second temps à 100W. La caractérisation du bruit d'intensité de chacune de ces sources est effectuée à l'aide sources bas bruit sélectionnées au chapitre 1 et d'un système de détection à bas bruit développé au sein de cette thèse. Cet amplificateur laser de 100W de puissance optique présente une stabilité en puissance de sortie inférieure à 3% qui a été observée pendant 25 jours. Ce chapitre présente également le modèle analytique, présenté et utilisé historiquement par les travaux de

Novak et al sur des amplificateurs Erbium émettant aux alentours d'1,5 μm . Ce modèle permet de comprendre les mécanismes de bruit dans un amplificateur laser. Il a été repris par les travaux de Tünnerman et al pour étudier le bruit de sources laser Ytterbium, mais il n'avait jamais été validé pour des puissances de sortie supérieures à plusieurs centaines de mW. La validation de ce modèle analytique, par l'intermédiaire des valeurs de fréquences de coupure des amplificateurs a été effectuée jusqu'à des niveaux de puissance de plusieurs Watts. Ce modèle permet d'anticiper les bruits d'intensité des amplificateurs laser en fonction de la puissance de sortie et du diamètre des fibres utilisées.

Le chapitre 3 a permis de mettre en évidence un effet thermo-induit limitant la montée en puissance dans les amplificateurs à fibre appelé Dégradation Modale de la Fibre (DMF). Ce phénomène se caractérise par un transfert de puissance entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur, sans battement et intervenant après plusieurs dizaines d'heures d'opération du laser. Si l'utilisation de fibres à large aire modale de diamètre supérieur à 20 μm permet de repousser les seuils d'apparition d'effets non-linéaires comme la Diffusion Brillouin Stimulée (DBS), elle participe à l'apparition d'autres phénomènes non-linéaires thermo-induits impactant le profil intensimétrique du faisceau en sortie de l'amplificateur. Ces effets thermo-induits sont engendrés par le caractère multimodal de ces fibres LMA couplé à des charges thermiques importantes. En continuant la montée en puissance de l'amplificateur 100W développé dans le chapitre 2, le phénomène de DMF a été mis en lumière au bout de 40h à une puissance proche de 200W. Ce phénomène est causé par des termes sources de chaleur importants, à savoir le défaut quantique et le photo-noircissement. Cette observation en régime continu monofréquence, compatible avec les travaux de Ward et de Brar, a débouché sur une étude du photo-noircissement en fonction du régime d'opération de l'amplificateur. Ce chapitre a alors démontré, grâce à la comparaison avec des travaux de photo-blanchiment par injection de lumière visible de Piccoli et al, que le régime impulsionnel picoseconde permettait de faire un photo-blanchiment partiel dans les fibres dopées. De ce fait, en démontrant pour la première fois un équilibre entre photo-noircissement et photo-blanchiment différent entre le régime impulsionnel et le régime continu, nous avons prouvé que le seuil d'apparition de phénomène de DMF était différent pour les deux régimes. Un échange d'énergie entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur a été observé à 120W pour le régime continu monofréquence tandis que le seuil a été mesuré entre 120 et 150W pour le régime impulsionnel picoseconde. La mise en lumière du photo-blanchiment en utilisant des sources impulsionnelles picoseconde n'avait jamais été réalisée.

Du fait de ces limitations à 120W pour un système continu monofréquence, un système d'asservissement du bruit d'intensité de l'amplificateur a été développé dans le chapitre 4 permettant de supprimer les sources de bruit techniques basses fréquences de manière efficace. L'asservissement repose sur une modulation de l'intensité de la diode signal ou de la diode de pompe à l'aide dans un premier temps d'AOM. Des gains de 30 dB à basses fréquences ont été obtenus permettant la création de sources laser ultra bas bruit de 10 Hz à 10 MHz sur des systèmes de plusieurs Watts de puissance optique. L'asservissement du bruit d'intensité sur

des puissances de 10, 50 et 100W a été effectué à l'aide de la modulation des diodes laser de pompe multimodes. Une bande passante record de 1 MHz a été obtenue avec des réductions de bruit supérieures à 30 dB dans la gamme [3 kHz / 100 kHz] jusqu'à 100W de puissance ont permis de démontrer le développement de sources laser haute puissance à bas bruit d'intensité. Ces asservissements ont été effectués sur plusieurs systèmes avec le même niveau de résultat. Une de ces sources laser a été envoyée à l'Observatoire de la Côte d'Azur pour être testée et potentiellement intégrée au projet VIRGO permettant la détection d'ondes gravitationnelles.

Le prochain défi technologique serait de continuer la montée en puissance des systèmes amplificateurs à base de fibres optiques dopées aux ions terres rares et de s'affranchir des effets thermo-induits. Ces effets peuvent être annihilés dans un premier temps, en réduisant la sensibilité des cœurs dopés à photo-noircir en ajoutant notamment des ions Phosphore pendant la fabrication et dans un second temps, en développant des fibres à large aire modale strictement monomode. Les fibres effilées sont des candidates sérieuses pour contourner le phénomène de DMF par leurs propriétés intrinsèques en phase avec les solutions proposées. En effet, par leur fabrication et leur géométrie, les larges cœurs dopés permettent uniquement au mode fondamental de se propager, limitant ainsi les effets de couplage modal. De plus, ces fibres effilées ont une sensibilité au photo-noircissement réduite d'un facteur 20 par rapport aux fibres classiques. A partir d'une fibre effilée 8 μm vers 40 μm , une puissance de 120W a été obtenue pendant cette thèse. La poursuite de ces travaux à l'issue de cette thèse CIFRE démontrera si la montée en puissance jusqu'à des valeurs en sortie de l'ordre de plusieurs centaines de Watts est possible avec ce type de fibres.

Une autre solution, plus complexe, pourrait être d'effectuer une combinaison cohérente entre deux amplificateurs capables d'émettre une puissance optique de 100W. Des premiers résultats démontrés par les travaux de Wei-Wei et al ont déjà démontré que la combinaison de deux sources laser de 40W pour obtenir quasiment 80W ne dégradait pas les propriétés de bruit d'intensité de ces sources laser. La possibilité d'obtenir des sources haute puissance à bas bruit d'intensité, malgré l'apparition de phénomènes non-linéaires limitants, est toujours d'actualité.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] : Romain Dubrasquet, Thèse soutenue en 2014, « Développement de lasers à fibres émettant à des longueurs d'ondes exotiques pour des applications industrielles et médicales »
- [2] : J. Yee, et al, IEEE Trans. Instrum. Meas. Vol 48, p 544 (1999)
- [3]: J. Weber. Gravitational-Wave-Detector Events. Phys. Rev. Lett. 20, 1307 (1968)
- [4]: The LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration, Phys. Rev. Lett. 116, 061102 (2016).
- [5] : P. Kwee, C. Bogan, K. Danzmann, M. Frede, H. Kim, P. King, J. Pöld, O. Puncken, R. L. Savage, F. Seifert, P. Wessels, L. Winkelmann, and B. Willke, "Stabilized high-power laser system for the gravitational wave detector advanced LIGO," Opt. Express 20, 10617-10634 (2012)
- [6] : Takeno, K., Ozeki, T., Moriwaki, S. & Mio, N. 100 W, single-frequency operation of an injection-locked Nd:YAG laser. Optics Letters 30, 2110-2112. doi:10.1364/OL.30.002110 (2005)
- [7] : Accadia, T. et al. Virgo: a laser interferometer to detect gravitational waves. Journal of Instrumentation 7, P03012. <<http://stacks.iop.org/1748-0221/7/i=03/a=P03012>> (2012)
- [8] : Li Wei-Wei, Thèse de Doctorat, « Système laser de haute-puissance pour le projet Advanced Virgo : les amplificateurs à fibre combinés de façon cohérente » (2015)
- [9] : Corbitt, T. & Mavalvala, N. Review: Quantum noise in gravitational-wave interferometers. Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics 6, S675. <<http://stacks.iop.org/1464-4266/6/i=8/a=008>> (2004)
- [10]: L. A. Coldren and S. W. Corzine, Diode lasers and photonics integrated circuits, John Wiley & sons, New York, USA, 1995, p.288
- [11] : Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits, 2nd Edition, Larry A. Coldren, Scott W. Corzine, Milan L. Mashanovitch
- [12]: "Lightwave signal analyzers measure relative intensity noise," Product Note 71400-1, Agilent Technologies, 2000.
- [13]: Jonas Junker, Patrick Oppermann, and Benno Willke, "Shot-noise-limited laser power stabilization for the AEI 10 m Prototype interferometer," Opt. Lett. 42, 755-758 (2017)
- [14]: Conversation privée avec les membres du laboratoire Artemis de l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA) au sujet de la détection d'ondes gravitationnelles
- [15]: G. E. Obarski and P. D. Hale, "How to Measure Relative Intensity Noise in Lasers"; Laser Focus World 35(5): 273-277; May 99.
- [16]: R. Hui and M. O'Sullivan, Fiber Optic Measurement Techniques, Academic Press, Boston, USA, pp. 259-363, 2009.
- [17]: Fiber optical communication course, Lecture 10: Optical amplifiers; Noise, OSNR, Sensitivity, Microtechnology and Nanoscience (MC2), Chalmers university of technology, Göteborg, Sweden, 2010.
- [18]: Shuichiro Inoue, Seema Lathi, and Yoshihisa Yamamoto, "Longitudinal-mode-partition noise and amplitude squeezing in semiconductor lasers," J. Opt. Soc. Am. B 14, 2761-2766 (1997)
- [19]: R. Paschotta, H. R. Telle, and U. Keller, "12 - Noise of Solid-State Lasers" in Solidstate lasers and applications, CRC Press, Boca Raon, 2007.
- [20]: Justin Lavrencik, Sriharsha Kota Pavan, Varghese Antony Thomas, and Stephen E. Ralph, "Noise in VCSEL-Based Links: Direct Measurement of VCSEL Transverse Mode Correlations and Implications for MPN and RIN," J. Lightwave Technol. 35, 698-705 (2017)
- [21]: C. H. Henry, P.S. Henry, M. Lax, "Partition fluctuation in nearly single-mode lasers", Journal of lightwave technology, vol. LT-2, no. 3, Juin 1984.
- [22] : Y. Okano, K. Nakagawa and T. Ito, "Laser Mode Partition Noise Evaluation for Optical Fiber Transmission," in IEEE Transactions on Communications, vol. 28, no. 2, pp. 238-243, Feb 1980.

-
- [23]: Jean-Charles Beugnot. La diffusion Brillouin dans les fibres optiques microstructurées. Physique [physics]. Université de Franche-Comté, 2007. Français. <tel-00296632>
- [24]: M. R. A. Moghaddam, S. W. Harun, and H. Ahmad, "Comparison between analytical solution and experimental setup of a short long ytterbium doped fiber laser," *Opt. Photonics J.* 2(2), 65–72 (2012).
- [25]: Maik Frede, Ralf Wilhelm, Martina Brendel, Carsten Fallnich, Frank Seifert, Benno Willke, and Karsten Danzmann, "High power fundamental mode Nd:YAG laser with efficient birefringence compensation," *Opt. Express* 12, 3581-3589 (2004)
- [26]: Oliver Puncken, Lutz Winkelmann, Maik Frede, Peter Weßels, Jörg Neumann, and Dietmar Kracht, "Heat generation in Nd:YAG at different doping levels," *Appl. Opt.* 51, 7586-7590 (2012)
- [27]: M. P. MacDonald, T. Graf, J. E. Balmer, and H. P. Weber, "Highly efficient Nd:YAG multi-composite-rod laser," in *Advanced Solid State Lasers*, M. Fejer, H. Injeyan, and U. Keller, eds., Vol. 26 of OSA Trends in Optics and Photonics (Optical Society of America, 1999), paper ME11.
- [28]: Y. T. Chang, Y. P. Huang, K. W. Su, and Y. F. Chen, "Comparison of thermal lensing effects between single-end and double-end diffusion-bonded Nd:YVO4 crystals for $4F3/2 \rightarrow 4I11/2$ and $4F3/2 \rightarrow 4I13/2$ transitions," *Opt. Express* 16, 21155-21160 (2008)
- [29]: R. Wilhelm, M. Frede, D. Freiburg, D. Kracht, and C. Fallnich, "Thermal Design of Segmented Rod Laser Crystals," in *Advanced Solid-State Photonics*, Technical Digest (Optical Society of America, 2005), paper MB46.
- [30]: Ralf Wilhelm, Denis Freiburg, Maik Frede, Dietmar Kracht, and Carsten Fallnich, "Design and comparison of composite rod crystals for power scaling of diode end-pumped Nd:YAG lasers," *Opt. Express* 17, 8229-8236 (2009)
- [31]: Dietmar Kracht, Ralf Wilhelm, Maik Frede, Klaus Dupré, and Lothar Ackermann, "407 W End-pumped Multi-segmented Nd:YAG Laser," *Opt. Express* 13, 10140-10144 (2005)
- [32]: Maik Frede, Bastian Schulz, Ralf Wilhelm, Patrick Kwee, Frank Seifert, Benno Willke, and Dietmar Kracht, "Fundamental mode, single-frequency laser amplifier for gravitational wave detectors," *Opt. Express* 15, 459-465 (2007)
- [33]: P. Kwee, C. Bogan, K. Danzmann, M. Frede, H. Kim, P. King, J. Pöld, O. Puncken, R. L. Savage, F. Seifert, P. Wessels, L. Winkelmann, and B. Willke, "Stabilized high-power laser system for the gravitational wave detector advanced LIGO," *Opt. Express* 20, 10617-10634 (2012)
- [34]: Chandrajit Basu, Peter Weßels, Jörg Neumann, and Dietmar Kracht, "High power single frequency solid state master oscillator power amplifier for gravitational wave detection," *Opt. Lett.* 37, 2862-2864 (2012)
- [35]: Winkelmann, L., Puncken, O., Kluzik, R. et al. *Appl. Phys. B* (2011) 102: 529. doi:10.1007/s00340-011-4411-9
- [36]: Tina Gottwald ; Christian Stolzenburg ; Dominik Bauer ; Jochen Kleinbauer ; Vincent Kuhn ; Thomas Metzger ; Sven Schad ; Dirk Sutter ; Alexander Killi; Recent disk laser development at Trumpf. Proc. SPIE 8547, High-Power Lasers 2012: Technology and Systems, 85470C (November 8, 2012); doi:10.1117/12.978990.
- [37]: Tina Gottwald ; Vincent Kuhn ; Sven-Silvius Schad ; Christian Stolzenburg ; Alexander Killi; Recent developments in high power thin disk lasers at TRUMPF Laser . Proc. SPIE 8898, Technologies for Optical Countermeasures X; and High-Power Lasers 2013: Technology and Systems, 88980P (October 15, 2013); doi:10.1117/12.2028656.
- [38]: Matthew D. Nixon ; Michael C. Cates; High energy high brightness thin disk laser . Proc. SPIE 8547, High-Power Lasers 2012: Technology and Systems, 85470D (November 8, 2012); doi:10.1117/12.982050.
- [39]: Birgit Weichelt, Andreas Voss, Marwan Abdou Ahmed, and Thomas Graf, "Enhanced performance of thin-disk lasers by pumping into the zero-phonon line," *Opt. Lett.* 37, 3045-3047 (2012)

-
- [40] : Stefan Piehler, Birgit Weichelt, Andreas Voss, Marwan Abdou Ahmed, and Thomas Graf, "Power scaling of fundamental-mode thin-disk lasers using intracavity deformable mirrors," *Opt. Lett.* 37, 5033-5035 (2012)
- [41] : Yuan Han Peng, Yu Xian Lim, James Cheng, Yipei Guo, Yan Ying Cheah, and Kin Seng Lai, "Near fundamental mode 1.1 kW Yb:YAG thin-disk laser," *Opt. Lett.* 38, 1709-1711 (2013)
- [42] : Sven-Silvius Schad ; Vincent Kuhn ; Tina Gottwald ; Viorel Negoita ; Alexander Killi ; Klaus Wallmeroth; Near fundamental mode high-power thin-disk laser . *Proc. SPIE 8959, Solid State Lasers XXIII: Technology and Devices*, 89590U (February 28, 2014); doi:10.1117/12.2046689.
- [43] : C. Stolzenburg, M. Larionov, A. Giesen, and F. Butze, "Power Scalable Single-Frequency Thin Disk Oscillator," in *Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (Optical Society of America, 2005)*, paper TuB40.
- [44] : K. Du, "Optically pumped intensifying agent, in particular a solid state agent," U.S. Patent 6 351 477 B1, Feb. 26, 2002
- [45] : M. Höfer ; M. Traub ; R. Kleindienst ; H. Sipma ; H.-D. Hoffmann, et al. "Multi ten-watt, ultra-stable, and tuneable Innoslab-based single frequency MOPA", *Proc. SPIE 6451, Solid State Lasers XVI: Technology and Devices*, 64510S (February 19, 2007); doi:10.1117/12.709592; <http://dx.doi.org/10.1117/12.709592>
- [46] : Ke-Zhen Han, Jian Ning, Bai-Tao Zhang, Yi-Ran Wang, Hai-Kun Zhang, Hong-Kun Nie, Xiao-Li Sun, and Jing-Liang He, "High power single-frequency Innoslab amplifier," *Appl. Opt.* 55, 5341-5344 (2016)
- [47]: Jian Ning, Kezhen Han, Jingliang He, Yiran Wang, Hongkun Nie, Haikun Zhang, Baitao Zhang, Kejian Yang, and Ruihua Wang, "83.4 W, 17.69 kHz spectral bandwidth, continuous-wave, beam densely folded Innoslab amplifier," *Opt. Lett.* 42, 1109-1112 (2017)
- [48] : Minelly, J.D., Taylor, E.R., Jedrzejewski, K.P., Wang, J. and Payne, D.N. (1992) Laser-diode pumped neodymium-doped fibre laser with output power in excess of 1 Watt. In, *CLEO '92: Conference on Lasers & Electro-Optics*, Anaheim, US, May 1992.
- [49] : V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts, S. Sanders, S. Bicknese, R. Dohle, E. Wolak, P.S. Yeh and E. Zucker, "110W fibre laser," *Electron. Lett.* 35, 1158 (1999).
- [50] : Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power," *Opt. Express* 12, 6088-6092 (2004)
- [51] : V. Gapontsev, V. Fomin, A. Ferin, and M. Abramov, "Diffraction Limited Ultra-High-Power Fiber Lasers," in *Lasers, Sources and Related Photonic Devices, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2010)*, paper AWA1.
- [52]: M. N. Zervas, "TMI Threshold in High Power Fiber Amplifiers," in *Advanced Photonics 2016 (IPR, NOMA, Sensors, Networks, SPPCom, SOF)*, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2016), paper SoW2H.2.
- [53]: E. Shcherbakov, V. Fomin, A. Abramov, A. Ferin, D. Mochalov, and V. P. Gapontsev, "Industrial Grade 100 kW Power CW Fiber Laser," in *Advanced Solid-State Lasers Congress*, G. Huber and P. Moulton, eds., OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2013), paper ATh4A.2.
- [54] : Pengfei Ma, Pu Zhou, Yanxing Ma, Rongtao Su, Xiaojun Xu, and Zejin Liu, "Single-frequency 332 W, linearly polarized Yb-doped all-fiber amplifier with near diffraction-limited beam quality," *Appl. Opt.* 52, 4854-4857 (2013)
- [55] : Trikshev A I, Kurkov A S, Tsvetkov V B, Filatova S A, Kertulla J, Filippov V, Chamorovskiy Y K and Okhotnikov, 2013 "A 160 W single-frequency laser based on an active tapered double-clad fiber amplifier" *Laser Phys. Lett.* 10 1
- [56] : T. Theeg, H. Sayinc, J. Neumann, and D. Kracht, "All-fiber counter-propagation pumped single frequency amplifier stage with 300-W output power," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 24(20), 1864-1867 (2012).

-
- [57] : Y. Jeong, J. Nilsson, J. K. Sahu, D. B. S. Soh, C. Alegria, P. Dupriez, C. A. Codemard, D. N. Payne, R. Horley, L. M. B. Hickey, L. Wanzcyk, C. E. Chryssou, J. A. Alvarez-Chavez, and P. W. Turner, "Single-frequency, single-mode, plane-polarized ytterbium-doped fiber master oscillator power amplifier source with 264 W of output power," *Opt. Lett.* 30, 459-461 (2005)
- [58] : Lei Zhang, Shuzhen Cui, Chi Liu, Jun Zhou, and Yan Feng, "170 W, single-frequency, single-mode, linearly-polarized, Yb-doped all-fiber amplifier," *Opt. Express* 21, 5456-5462 (2013)
- [59]: Long Huang, Hanshuo Wu, Ruixian Li, Lei Li, Pengfei Ma, Xiaolin Wang, Jinyong Leng, and Pu Zhou, "414 W near-diffraction-limited all-fiberized single-frequency polarization-maintained fiber amplifier," *Opt. Lett.* 42, 1-4 (2017)
- [60] : Craig Robin, Iyad Dajani, and Benjamin Pulford, "Modal instability-suppressing, single-frequency photonic crystal fiber amplifier with 811 W output power," *Opt. Lett.* 39, 666-669 (2014)
- [61] : Pengfei Ma, Pu Zhou, Yanxing Ma, Rongtao Su, Xiaojun Xu, and Zejin Liu, "Single-frequency 332 W, linearly polarized Yb-doped all-fiber amplifier with near diffraction-limited beam quality," *Appl. Opt.* 52, 4854-4857 (2013)
- [62] : C. Schnitzler, M. Hofer, J. Luttmann, D. Hoffmann and R. Poprawe, "A cw kW- class diode end pumped Nd:YAG slab laser," *Lasers and Electro-Optics, 2002. CLEO '02. Technical Digest.*
- [63] : Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power," *Opt. Express* 12, 6088-6092 (2004)
- [64] : P. H. Russbuedt, T. Mans, D. H. Hoffmann, and R. Poprawe, "High Power Yb:YAG Innoslab Fs-Amplifier," in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2008)*, paper CTuK5.
- [65]: P. Kwee, C. Bogan, K. Danzmann, M. Frede, H. Kim, P. King, J. Pöld, O. Puncken, R. L. Savage, F. Seifert, P. Wessels, L. Winkelmann, and B. Willke, "Stabilized high-power laser system for the gravitational wave detector advanced LIGO," *Opt. Express* 20, 10617-10634 (2012)
- [66]: G. Guiraud, N. Traynor, and G. Santarelli, "High-power and low-intensity noise laser at 1064 nm," *Opt. Lett.* 41, 4040-4043 (2016)
- [67]: Y. W. Lee, M. J. Dignonnet, S. Sinha, K. E. Urbanek, R. L. Byer, and S. Jiang, "High-power-doped phosphate fiber amplifier," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 15(1), 93-102 (2009).
- [68]: C. Giles and E. Desurvire, « Propagation of signal and noise in concatenated erbium-doped fiber optical amplifiers,» *Journal of Lightwave Technology* 9(2), 147-154 (1991)
- [69]: Alberto Bononi and Leslie A. Rusch, "Doped-Fiber Amplifier Dynamics: A System Perspective," *J. Lightwave Technol.* 16, 945- (1998)
- [70]: Stephanie Novak and Adolph Moesle, "Analytic Model for Gain Modulation in EDFAs," *J. Lightwave Technol.* 20, 975- (2002)
- [71] : Jau-Ji Jou and Cheng-Kuang Liu (2011). Equivalent Circuit Models for Optical Amplifiers, *Advances in Optical Amplifiers*, Prof. Paul Urquhart (Ed.), InTech, DOI: 10.5772/14342
- [72] : A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, and A. Tünnermann, "100-W single-frequency master-oscillator fiber power amplifier," *Opt. Lett.* 28, 1537-1539 (2003)
- [73]: Can Li, Shanhui Xu, Xiang Huang, Yu Xiao, Zhouting Feng, Changsheng Yang, Kaijun Zhou, Wei Lin, Jiulin Gan, and Zhongmin Yang, "All-optical frequency and intensity noise suppression of single-frequency fiber laser," *Opt. Lett.* 40, 1964-1967 (2015)
- [74]: Stephanie Novak and Adolph Moesle, "Analytic Model for Gain Modulation in EDFAs," *J. Lightwave Technol.* 20, 975- (2002)
- [75]: Henrik Tünnermann, Jörg Neumann, Dietmar Kracht, and Peter Weßels, "Gain dynamics and refractive index changes in fiber amplifiers: a frequency domain approach," *Opt. Express* 20, 13539-13550 (2012)

-
- [76]: M. N. Zervas and C. A. Codemard, "High Power Fiber Lasers: A Review," in *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, no. 5, pp. 219-241, Sept.-Oct. 2014. doi: 10.1109/JSTQE.2014.2321279
- [77]: Lei Zhang, Shuzhen Cui, Chi Liu, Jun Zhou, and Yan Feng, "170 W, single-frequency, single-mode, linearly-polarized, Yb-doped all-fiber amplifier," *Opt. Express* 21, 5456-5462 (2013)
- [78]: M. Horowitz, A.R. Chraplyvy, and J.L. Zeskind, "Broadband transmitted intensity noise induced by Stokes and anti-Stokes Brillouin scattering in single mode fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, no.1, pp. 124-126, Jan. 1997
- [79]: N.G.R. Broderick, H.L. Offerhaus, D.J. Richardson, R.A. Sammut, J. Caplen, L. Dong, Large Mode Area Fibers for High Power Applications, *Optical Fiber Technology*, Volume 5, Issue 2, 1999
- [80]: J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.* 21, 1547-1549 (1996)
- [81]: B. J. Eggleton, P. S. Westbrook, C. A. White, C. Kerbage, R. S. Windeler, and G. L. Burdge, "Cladding-Mode-Resonances in Air-Silica Microstructure Optical Fibers," *J. Lightwave Technol.* 18, 1084 (2000)
- [82]: Christian A. Zaugg, Alexander Klenner, Mario Mangold, Aline S. Mayer, Sandro M. Link, Florian Emaury, Matthias Golling, Emilio Gini, Clara J. Saraceno, Bauke W. Tilma, and Ursula Keller, "Gigahertz self-referenceable frequency comb from a semiconductor disk laser," *Opt. Express* 22, 16445-16455 (2014)
- [83]: Laure Lago, Damien Bigourd, Arnaud Mussot, Marc Douay, and Emmanuel Hugonnot, "High-energy temporally shaped nanosecond-pulse master-oscillator power amplifier based on ytterbium-doped single-mode microstructured flexible fiber," *Opt. Lett.* 36, 734-736 (2011)
- [84]: Yang Liu, Wenxue Li, Daping Luo, Dongbi Bai, Chao Wang, and Heping Zeng, "Generation of 33 fs 93.5 W average power pulses from a third-order dispersion managed self-similar fiber amplifier," *Opt. Express* 24, 10939-10945 (2016)
- [85]: S. Höfer, A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Unger, S. Jetschke, H.-R. Müller, and I. Freitag, "Single-frequency master-oscillator fiber power amplifier system emitting 20 W of power," *Opt. Lett.* 26, 1326-1328 (2001)
- [86]: A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, and A. Tünnermann, "100-W single-frequency master-oscillator fiber power amplifier," *Opt. Lett.* 28, 1537-1539 (2003)
- [87]: Malte Karow, Chandrajit Basu, Dietmar Kracht, Jörg Neumann, and Peter Weßels, "TEM₀₀ mode content of a two stage single-frequency Yb-doped PCF MOPA with 246 W of output power," *Opt. Express* 20, 5319-5324 (2012)
- [88]: Benjamin Ward, "Theory and modeling of photodarkening-induced quasi static degradation in fiber amplifiers," *Opt. Express* 24, 3488-3501 (2016)
- [89]: Tino Eidam, Stefan Hanf, Enrico Seise, Thomas V. Andersen, Thomas Gabler, Christian Wirth, Thomas Schreiber, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann, "Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power," *Opt. Lett.* 35, 94-96 (2010)
- [90]: C. Jauregui et al., "High-power fibre lasers" (a review paper), *Nature Photon.* 7, 861 (2013)
- [91]: Hans-Jürgen Otto, Fabian Stutzki, Florian Jansen, Tino Eidam, Cesar Jauregui, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann, "Temporal dynamics of mode instabilities in high-power fiber lasers and amplifiers," *Opt. Express* 20, 15710-15722 (2012)
- [92]: Tino Eidam, Christian Wirth, Cesar Jauregui, Fabian Stutzki, Florian Jansen, Hans-Jürgen Otto, Oliver Schmidt, Thomas Schreiber, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann, "Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers," *Opt. Express* 19, 13218-13224 (2011)
- [93]: Shadi Naderi, Iyad Dajani, Timothy Madden, and Craig Robin, "Investigations of modal instabilities in fiber amplifiers through detailed numerical simulations," *Opt. Express* 21, 16111-16129 (2013)

-
- [94]: Craig Robin, Iyad Dajani, and Benjamin Pulford, "Modal instability-suppressing, single-frequency photonic crystal fiber amplifier with 811 W output power," *Opt. Lett.* 39, 666-669 (2014)
- [95]: Arno Klenke, Sven Bretkopf, Marco Kienel, Thomas Gottschall, Tino Eidam, Steffen Hädrich, Jan Rothhardt, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann, "530 W, 1.3 mJ, four-channel coherently combined femtosecond fiber chirped-pulse amplification system," *Opt. Lett.* 38, 2283-2285 (2013)
- [96]: C. X. Yu, S. J. Augst, S. M. Redmond, K. C. Goldizen, D. V. Murphy, A. Sanchez, and T. Y. Fan, "Coherent combining of a 4 kW, eight-element fiber amplifier array," *Opt. Lett.* 36, 2686-2688 (2011)
- [97]: Hans-Jürgen Otto, Arno Klenke, Cesar Jauregui, Fabian Stutzki, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann, "Scaling the mode instability threshold with multicore fibers," *Opt. Lett.* 39, 2680-2683 (2014)
- [98]: K. Brar, M. Savage-Leuchs, J. Henrie, S. Courtney, C. Dilley, R. Afzal, and E. Honea, "Threshold power and fiber degradation induced modal instabilities in high power fiber amplifiers based on large mode area fibers," *Proc. SPIE* 8961, 11-19 (2014).
- [99]: Communication personnelle entre B. Ward et D. Sipes.
- [100]: J. Canning and A. L. G. Carter, "Modal interferometer for in situ measurements of induced core index change in optical fibers," *Opt. Lett.* 22, 561-563 (1997)
- [101]: Sylvia Jetschke, Sonja Unger, Ulrich Röpke, and Johannes Kirchhof, "Photodarkening in Yb doped fibers: experimental evidence of equilibrium states depending on the pump power," *Opt. Express* 15, 14838-14843 (2007)
- [102]: H.-J. Otto, N. Modsching, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Impact of photodarkening on the mode instability threshold," *Opt. Express* 23(12), 15265-15277 (2015).
- [103]: H.-J. Otto, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Mitigation of mode instabilities by dynamic excitation of fiber modes," in *Proc. SPIE* 8601, Fiber Lasers X: Technology, Systems, and Applications (2013), 8601, p. 86010A.
- [104]: J. Koponen, M. Söderlund, H. Hoffman, and S. Tammela, "Measuring photodarkening from single-mode ytterbium doped silica fibers," *Opt. Express*, vol. 14, no. 24, pp. 11 539-11 544, 2006.
- [105]: J. Koponen, M. Söderlund, H. Hoffman, D. Kliner, and J. Koplow, "Photodarkening measurements in large mode area fibers," in *Lasers and Applications in Science and Engineering*. International Society for Optics and Photonics, 2007, pp. 64 531E-64 531E.
- [106]: B. Morasse, S. Chatigny, É. Gagnon, C. Hovington, J. Martin, and J. de Sandro, "Low photodarkening single cladding ytterbium fibre amplifier," in *Lasers and Applications in Science and Engineering*. International Society for Optics and Photonics, 2007, pp. 64 530H-64 530H.
- [107]: Anka Schwuchow, Sonja Unger, Sylvia Jetschke, and Johannes Kirchhof, "Advanced attenuation and fluorescence measurement methods in the investigation of photodarkening and related properties of ytterbium-doped fibers," *Appl. Opt.* 53, 1466-1473 (2014)
- [108]: L. Glebov, "Linear and nonlinear photoionization of silicate glasses," *Glass science and technology-Frankfurt am main-*, vol. 75, pp. 1-6, 2004.
- [109]: Joonas Koponen, Mikko Söderlund, Hanna J. Hoffman, Dahv A. V. Kliner, Jeffrey P. Koplow, and Mircea Hotoleanu, "Photodarkening rate in Yb-doped silica fibers," *Appl. Opt.* 47, 1247-1256 (2008)
- [110]: Kent E. Mattsson, "Photo darkening of rare earth doped silica," *Opt. Express* 19, 19797-19812 (2011)
- [111]: Hrvoje Gebavi, Stefano Taccheo, Denis Tregogat, Achille Monteville, and Thierry Robin, "Photobleaching of photodarkening in ytterbium doped aluminosilicate fibers with 633 nm irradiation," *Opt. Mater. Express* 2, 1286-1291 (2012)

-
- [112]: S. Yoo, C. Basu, A. J. Boyland, C. Sones, J. Nilsson, J. K. Sahu, and D. Payne, "Photodarkening in Yb-doped aluminosilicate fibers induced by 488 nm irradiation," *Opt. Lett.* 32, 1626-1628 (2007)
- [113]: Hans-Jürgen Otto, Norbert Modsching, Cesar Jauregui, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann, "Impact of photodarkening on the mode instability threshold," *Opt. Express* 23, 15265-15277 (2015)
- [114]: Sylvia Jetschke, Sonja Unger, Ulrich Röpke, and Johannes Kirchhof, "Photodarkening in Yb doped fibers: experimental evidence of equilibrium states depending on the pump power," *Opt. Express* 15, 14838-14843 (2007)
- [115]: I. Manek-Hönninger, J. Boulet, T. Cardinal, F. Guillen, S. Ermeneux, M. Podgorski, R. Bello Doua, and F. Salin, "Photodarkening and photobleaching of an ytterbium-doped silica double-clad LMA fiber," *Opt. Express* 15, 1606-1611 (2007)
- [116]: M. Broer, D. Krol, and D. DiGiovanni, "Highly nonlinear near-resonant photodarkening in a thulium-doped aluminosilicate glass fiber," *Optics letters*, vol. 18, no. 10, pp. 799–801, 1993.
- [117]: M. Broer, R. Cone, and J. Simpson, "Ultraviolet-induced distributed-feedback gratings in Ce³⁺-doped silica optical fibers," *Optics letters*, vol. 16, no. 18, pp. 1391–1393, 1991.
- [118]: G. Atkins and A. Carter, "Photodarkening in Tb³⁺-doped phosphosilicate and germanosilicate optical fibers," *Optics letters*, vol. 19, no. 12, pp. 874–876, 1994.
- [119]: E. Behrens, R. Powell, and D. Blackburn, "Characteristics of laser-induced gratings in Pr³⁺ and Eu³⁺-doped silicate glasses," *JOSA B*, vol. 7, no. 8, pp. 1437–1444, 1990
- [120]: G. Atkins and F. Ouellette, "Reversible photodarkening and bleaching in Tb³⁺-doped optical fibers," *Optics letters*, vol. 19, no. 13, pp. 951–953, 1994.
- [121]: J.L. Philipsen, J. Broeng, A. Bjarklev, S. Helmfrid, D. Bremberg, B. Jaskorzynska, & B. Palsdonir. Observation of strongly nonquadratic homogeneous upconversion in Er³⁺-doped silica fibers and reevaluation of the degree of clustering. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 35(11), 1741-1749, 1999
- [122]: M. Engholm, et al. "Improved photodarkening resistivity in ytterbium-doped fiber lasers by cerium codoping." *Optics letters* 34.8 : 1285-1287, 2009
- [123]: C. Jauregui, H.-J. Otto, F. Stutzki, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Simplified modelling the mode instability threshold of high power fiber amplifiers in the presence of photodarkening," *Opt. Express* 23(16), 20203–20218 (2015).
- [124]: S. Jetschke, S. Unger, U. Röpke, and J. Kirchhof, "Photodarkening in Yb doped fibers: experimental evidence of equilibrium states depending on the pump power," *Opt. Express* 15(22), 14838–14843 (2007).
- [125]: E. J. Friebele and M. E. Gingerich, "Photobleaching effects in optical fiber waveguides," *Appl. Opt.*, 20, no. 19, 3448 - 3452, Oct, 1981.
- [126]: I. Manek-Hönninger, J. Boulet, T. Cardinal, F. Guillen, S. Ermeneux, M. Podgorski, R. Bello Doua, and F. Salin, "Photodarkening and photobleaching of an ytterbium-doped silica double-clad LMA fiber," *Opt. Express* 15, 1606-1611 (2007)
- [127]: J. Japara, M. Andrejco, D. DiGiovanni, and R. Windeler, "Effect of Heat and H₂ Gas on the Photo-Darkening of Yb³⁺ Fibers," in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2006), paper CTuQ5.
- [128]: B. Bichard, S. Van Iershot, and C. Hendrickx, "On the use of photobleaching and thermal annealing to recover the optical transmission in irradiated pure silica fibres," *IEEE RADECS proc.*, 1 - 4, Sept, 2007
- [129]: F. Mady, M. Benabdesselam, Y. Mebrouk, and B. Dussardier, "Radiation effects in ytterbium-doped silica optical fibers: traps and color centers related to the radiation-induced optical losses," *Proc. RADECS*, 1 - 4, 2010
- [130]: R. Piccoli, H. Gebavi, S. Taccheo, L. Lablonde, B. Cadier, T. Robin, A. Monteville, O. Le Goffic, D. Landais, D. Mechin, D. Milanese, and T. Brand, "Photodarkening mitigation in Yb-doped fiber lasers

-
- by 405 nm irradiation," in *Advanced Solid-State Lasers Congress*, G. Huber and P. Moulton, eds., OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2013), paper AM2A.6.
- [131]: Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power," *Opt. Express* 12, 6088–6092 (2004).
- [132]: P. Koplow, D. Kliner, and L. Goldberg, "Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier," *Opt. Lett.* 25, 442–444 (2000).
- [133]: J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Honninger, F. Salin, F. Roser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tunnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jacobsen, "High-power rod-type photonic crystal fiber laser," *Opt. Express* 13, 1055–1058 (2005)
- [134]: V. Filippov, Yu. Chamorovskii, J. Kerttula, K. Golant, M. Pessa, and O. G. Okhotnikov, "Double clad tapered fiber for high power applications," *Opt. Express* 16, 1929–1944 (2008)
- [135]: J. A. Alvarez-Chavez, A. B. Grudinin, J. Nilsson, P. W. Turner and W. A. Clarkson, "Mode selection in high power cladding pumped fibre lasers with tapered section," *Lasers and Electro-Optics, 1999. CLEO '99. Summaries of Papers Presented at the Conference on*, Baltimore, MD, USA, 1999, pp. 247–248.
- [136]: V. Filippov, Y. Chamorovskii, J. Kerttula, A. Kholodkov, and O. G. Okhotnikov, "600 W power scalable single transverse mode tapered double-clad fiber laser," *Opt. Express* 17, 1203–1214 (2009)
- [137]: Juho Kerttula, Valery Filippov, Yuri Chamorovskii, Vasily Ustimchik, Konstantin Golant, and Oleg G. Okhotnikov, "Principles and performance of tapered fiber lasers: from uniform to flared geometry," *Appl. Opt.* 51, 7025–7038 (2012)
- [138]: Valery Filippov, Yuri Chamorovskii, Juho Kerttula, Artem Kholodkov, and Oleg G. Okhotnikov, "Single-mode 212 W tapered fiber laser pumped by a low-brightness source," *Opt. Lett.* 33, 1416–1418 (2008)
- [139]: Valery Filippov, Juho Kerttula, Yuri Chamorovskii, Konstantin Golant, and Oleg G. Okhotnikov, "Highly efficient 750 W tapered double-clad ytterbium fiber laser," *Opt. Express* 18, 12499–12512 (2010)
- [140]: A. I. Trikshev, A. S. Kurkov, V. B. Tsvetkov, S. A. Filatova, J. Kerttula, V. Filippov, Y. K. Chamorovskiy, and O. G. Okhotnikov, "160W single-frequency laser based on active tapered double-clad fiber amplifier," in *2013 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference*, (Optical Society of America, 2013), paper CJ_P_33.
- [141]: L. Huang, Z. Zhou, C. Shi, R. Tao, X. Wang, P. Zhou "Study on the power scaling and mode instability property in all-fiber narrow-linewidth tapered fiber amplifier" eprint arXiv:1612.08842 (2016)
- [142]: H. Grote, "Overview and Status of Advanced Interferometers for Gravitational Wave Detection," *J. Phys. Conf. Ser.* 718, 022009 (2016).
- [143]: P. Kwee, C. Bogan, K. Danzmann, M. Frede, H. Kim, P. King, J. Pöld, O. Puncken, R. L. Savage, F. Seifert, P. Wessels, L. Winkelmann, and B. Willke, "Stabilized high-power laser system for the gravitational wave detector advanced LIGO," *Opt. Express* 20(10), 10617–10634 (2012).
- [144]: Jonas Junker, Patrick Oppermann, and Benno Willke, "Shot-noise-limited laser power stabilization for the AEI 10 m Prototype interferometer," *Opt. Lett.* 42, 755–758 (2017)
- [145]: G. Timp, R. E. Behringer, D. M. Tennant, J. E. Cunningham, M. Prentiss, and K. K. Berggren, "Using light as a lens for submicron, neutral-atom lithography," *Phys. Rev. Lett.* 69(11), 1636–1639 (1992).
- [146]: D. I. Kim, H. G. Rhee, J. B. Song, and Y. W. Lee, "Laser output power stabilization for direct laser writing system by using an acousto-optic modulator," *Rev. Sci. Instrum.* 78(10), 103110 (2007).
- [147]: N. Mavalvala, D. E. McClelland, G. Mueller, D. H. Reitze, R. Schnabel, and B. Willke, "Lasers and optics: looking towards third generation gravitational wave detectors," *Gen. Relativ. Gravit.* 43(2), 569–592 (2011).
- [148]: J. Millo, D. V. Magalhaes, C. Mandache, Y. Le Coq, E. English, P. G. Westergaard, J. Lodewyck, S. Bize, P. Lemonde, and G. Santarelli, *Phys. Rev. A* 79, 53829 (2009).
- [149]: H. Lee, M. Suh, T. Chen, J. Li, S. A. Diddams, and K. J. Vahala, *Nat. Commun.* 4, 2468 (2013).

-
- [150]: P. D. Kunz, T. P. Heavner, and S. R. Jefferts, *Appl. Opt.* 52, 8048 (2013).
- [151]: S. Pradhan, G. E. Town, D. Wilson, and K. J. Grant, *Opt. Lett.* 31, 2963 (2006).
- [152]: P. Kwee, B. Willke, and K. Danzmann, *Opt. Lett.* 34, 2912 (2009).
- [153]: B. Willke, S. Brozek, K. Danzmann, V. Quetschke, and S. Gossler, *Opt. Lett.* 25, 1019 (2000).
- [154]: M. Heurs, V. M. Quetschke, B. Willke, K. Danzmann, and I. Freitag, *Opt. Lett.* 29, 2148 (2004).
- [155]: P. Horak, N. Y. Voo, M. Ibsen, and W. H. Loh, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 18, 998 (2006).
- [156]: S. B. Foster and A. E. Tikhomirov, *IEEE J. Quantum Electron.* 46, 734 (2010).
- [157]: C. Li, S. Xu, C. Yang, X. Wei, and Z. Yang, *Laser Phys.* 23, 45107 (2013).
- [158]: G. A. Ball, G. Hull-Allen, C. Holton, and W. W. Morey, "Low noise single frequency linear fibre laser," *Electron. Lett.* 29, 1623–1625 (1993).
- [159]: G. A. Ball, C. E. Holton, G. Hull-Allen, and W. W. Morey, "60 mW 1.5 μ m single frequency low-noise fibre laser MOPA," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 6, 192–194 (1994).
- [160]: S. Taccheo, G. D. Geronimo, P. Laporta, and O. Svelto, "Intensity noise reduction in a single-frequency ytterbium-codoped erbium laser," *Opt. Lett.* 21, 1747–1749 (1996).
- [161]: Y. Xiao, C. Li, S. Xu, Z. Feng, C. Yang, Q. Zhao, and Z. Yang, "Simultaneously suppressing low-frequency and relaxation oscillation intensity noise in a DBR single-frequency phosphate fiber laser," *Chin. Phys. Lett.* 32, 064205 (2015).
- [162]: A. Wang, H. Ming, F. Li, L. Xu, L. Lv, H. Gui, J. Huang, and J. Xie, "Single-frequency, single-polarization ytterbium-doped fiber laser by self-injection locking," *Chin. Opt. Lett.* 2, 223–225 (2004).
- [163]: Z. Q. Pan, J. Zhou, F. Yang, Q. Ye, H. W. Cai, R. H. Qu, and Z. J. Fang, "Low-frequency noise suppression of a fiber laser based on a round-trip EDFA power stabilizer," *Laser Phys.* 23, 035105 (2013).
- [164]: Y. L. Zhao, Q. P. Wang, J. Chang, J. S. Ni, C. Wang, Z. H. Sun, P. P. Wang, G. P. Lv, and G. D. Peng, "Suppression of the intensity noise in distributed feedback fiber lasers by self-injection locking," *Laser Phys. Lett.* 9, 739–743 (2012).
- [165]: Y. Hou, Q. Zhang, and P. Wang, "Frequency- and intensity-noise suppression in Yb³⁺-doped single-frequency fiber laser by a passive optical-feedback loop," *Opt. Express* 24, 12991–12999 (2016).
- [166]: Q. Zhao, S. Xu, K. Zhou, C. Yang, C. Li, Z. Feng, M. Peng, H. Deng, and Z. Yang, "Broad-bandwidth near-shot-noise-limited intensity noise suppression of a single-frequency fiber laser," *Opt. Lett.* 41, 1333–1335 (2016).
- [167]: M. Tröbs, P. Weßels, and C. Fallnich, "Power- and frequency-noise characteristics of an Yb-doped fiber amplifier and actuators for stabilization," *Opt. Express* 13(6), 2224–2235 (2005).
- [168]: H. Tünnermann, J. Neumann, D. Kracht, and P. Weßels, "Gain dynamics and refractive index changes in fiber amplifiers: a frequency domain approach," *Opt. Express* 20(12), 13539–13550 (2012).
- [169]: M. Steinke, J. Neumann, D. Kracht, and P. Weßels, "Gain dynamics in Er³⁺:Yb³⁺ co-doped fiber amplifiers," *Opt. Express* 23(11), 14946–14959 (2015).
- [170]: N. Mio, T. Ozeki, K. Machida, and S. Moriwaki, "Laser Intensity Stabilization System Using Laser-Diode-Pumped Nd:YAG Rod-Laser Amplifier," *Jpn. J. Appl. Phys.* 46(8A), 5338–5341 (2007).
- [171]: G. Danion, F. Bondu, G. Loas, and M. Alouini, "GHz bandwidth noise eater hybrid optical amplifier: design guidelines," *Opt. Lett.* 39(14), 4239–4242 (2014).
- [172]: Q. Zhao, S. Xu, K. Zhou, C. Yang, C. Li, Z. Feng, M. Peng, H. Deng, and Z. Yang, "Broad-bandwidth near-shot-noise-limited intensity noise suppression of a single-frequency fiber laser," *Opt. Lett.* 41(7), 1333–1335 (2016).
- [173]: Y. Hou, Q. Zhang, and P. Wang, "Frequency- and intensity-noise suppression in Yb³⁺-doped single-frequency fiber laser by a passive optical-feedback loop," *Opt. Express* 24, 12991–12999 (2016).
- [174]: H. Tünnermann, J. Neumann, D. Kracht, and P. Weßels, "On the Effective Ion Lifetime in Fiber Amplifiers," in *CLEO: Science and Innovations*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2013), paper CTu1K.1.
- [175]: G. Guiraud, N. Traynor, and G. Santarelli, "High-power and low-intensity noise laser at 1064 nm," *Opt. Lett.* 41(17), 4040–4043 (2016).

-
- [176] : M. N. Zervas and C. A. Codemard, "High Power Fiber Lasers: A Review," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 20(5), 219–241 (2014).
- [177] : Alexander Klenner, Stéphane Schilt, Thomas Südmeyer, and Ursula Keller, "Gigahertz frequency comb from a diode-pumped solid-state laser," *Opt. Express* 22, 31008-31019 (2014)