

Sommaire

Introduction.....	1
I. Emission laser autour de 900 nm dans les fibres optiques dopées Nd³⁺	5
I.1 Sources laser de puissance autour de 900 nm.....	7
I.1.1 Diodes laser à semi-conducteurs	7
I.1.2 Lasers Saphir-Titane	9
I.1.3 Lasers à solide dopé Nd ³⁺	11
a. Propriétés de l'ion Nd ³⁺	11
b. Performances actuelles	13
I.2 Sources laser à fibres dopées Nd ³⁺	13
I.2.1 Propriétés générales des lasers à fibre de puissance.....	13
a. Intérêts des lasers à fibre.....	14
b. Limitations : effets non-linéaires et qualité spatiale de faisceau.....	16
I.2.2 Emission autour de 900 nm dans les fibres alumino-silicates dopées Nd ³⁺	19
I.3 Fibres LMA dopées Nd ³⁺ à gaine réduite	24
I.3.1 Intérêt des fibres LMA à gaine réduite : modèle analytique simple	24
I.3.2 Résultats préliminaires : fibre LMA 20/80	28
I.3.3 Modélisation numérique pour l'optimisation de la géométrie de la fibre	33
I.3.4 Optimisation des paramètres de la cavité.....	40
I.4 Nouvelles fibres optimisées : accordabilité par réseau de diffraction et par VBG	43
I.4.1 Fabrication des fibres LMA.....	43
I.4.2 Caractérisations des nouvelles fibres dopées Nd ³⁺	45
a. Fibre LMA à gaine d'air	45
b. Fibre LMA à gaine polymère.....	46
I.4.3 Accord en longueur d'onde par réseau de diffraction.....	48
I.4.4 Accord en longueur d'onde étendu par VBG	51
I.5 Conclusion du chapitre :	57
II. Etude d'un amplificateur à fibre LMA : caractère modal et saturation du gain.....	59
II.1 Etude d'un amplificateur à fibre LMA 20/80 dopée Nd ³⁺	60
II.1.1 Système MOPA simple-passage	61
II.1.2 Modélisation numérique de l'amplificateur	63
II.1.3 Qualité spatiale de faisceau et filtrage modal.....	65

II.2 Caractérisation modale de fibres LMA passives et dopées Nd^{3+}	66
II.2.1 Etude théorique à partir du profil d'indice et vérification expérimentale	66
II.2.2 Méthode de battement spectral	68
II.2.3 Etude des propriétés modales de la fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+}	74
II.3 Sélection modale dans un amplificateur à fibre LMA double-passage	77
II.3.1 Principe de la sélection modale par réseau de Bragg fibré	77
II.3.2 Structure de l'amplificateur double-passage	79
II.3.3 Mise en évidence de la sélection modale dans une fibre 18/80 passive	81
II.3.4 Résultats en régime d'amplification double-passage	82
II.4 Conclusion du chapitre	86
 III. Conversion non-linéaire de fréquence autour de 450 nm	 88
III.1 Doublage de fréquence en régime continu	89
III.1.1 Conversion non-linéaire de fréquence dans un cristal de LBO	89
a. Généralités sur le doublage de fréquence	89
b. Choix du cristal de LBO et estimation du coefficient de conversion simple-passage.....	91
III.1.2 Doublage de fréquence en cavité résonante interne	95
a. Rappels sur les cavités Fabry-Perot	95
b. Principe du doublage de fréquence en cavité résonante insérée dans un laser à fibre	97
c. Modèle analytique de la cavité résonante	99
d. Optimisation de la cavité résonante interne	103
III.1.3 Résultats expérimentaux en régime continu	107
a. Montage expérimental : adaptation de mode et largeur spectrale du laser à fibre.....	107
b. Puissance doublée autour de 452 nm	113
III.2. Doublage de fréquence en régime impulsionnel	116
III.2.1 Contexte : génération d'impulsions nanosecondes autour de 450 nm	116
III.2.2 Système MOPA injecté par une diode laser déclenchée par le gain	117
III.2.2 Système MOPA injecté par un laser déclenché activement	122
III.3 Conclusion du chapitre.....	129
 Conclusion générale	 131
 Références bibliographiques	 135

Introduction

Ces dernières années, les lasers émettant dans le domaine spectral bleu autour de 450 nm ont connu un réel essor et ont suscité un intérêt croissant pour de nombreuses applications. En effet, leur utilisation s'est multipliée dans des domaines tels que le stockage d'information, les transmissions optiques sous-marines ou encore le biomédical.

Les travaux de recherche et développement pour la réalisation de sources laser capables d'atteindre ce domaine spectral ont été nombreux dans le passé et continuent aujourd'hui à se développer, soit pour améliorer les performances de dispositifs existants, soit pour adapter des technologies déjà éprouvées aux besoins d'une application déterminée ou encore pour établir de nouvelles configurations ou architectures lasers.

Plusieurs voies ont ainsi été étudiées afin d'obtenir une émission laser autour de 450 nm. Il est, par exemple, possible d'obtenir une émission laser de manière directe. Ce domaine spectral a été atteint assez tôt dans l'histoire du laser. L'un des premiers lasers à émettre autour de 450 nm est le laser à Argon ionisé, inventé par Bridges en 1964 [Bridges 1964], qui présente plusieurs raies laser comprises entre 454 et 529 nm [Maillet 90]. Ce système permet d'atteindre des puissances moyennes de l'ordre de plusieurs Watts mais possède cependant l'inconvénient d'un faible rendement électrique-optique ($\sim 0,1\%$). Les lasers à colorant ont également été étudiés car ils couvrent quasiment toute la gamme spectrale du visible et ont été les premiers lasers à atteindre le régime sub-picosecondes avec des puissances crêtes de l'ordre du kilowatt [Shank 74]. Cependant, cette technologie est devenue obsolète notamment à cause de la maintenance requise et de la nocivité des colorants utilisés. Depuis une dizaine d'années, des diodes laser basées sur la technologie GaN (Nitrure de Gallium) sont également apparues et présentent une émission entre 405 nm et 470 nm [Nakamura 96]. Leur développement a été porté par les applications de stockage de l'information et l'avènement du disque Blu-Ray. Cependant, si l'on désire conserver un faisceau monomode transverse, les puissances moyennes en sortie de ces diodes sont alors limitées à quelques centaines de mW.

Une autre voie possible pour développer une source laser autour de 450 nm est la conversion non-linéaire de fréquence. Pour cela, il est nécessaire de disposer d'une source laser de puissance dans le domaine spectral du proche infrarouge, autour de 900 nm, l'émission étant par la suite doublée en fréquence dans un cristal non-linéaire.

Les lasers à solide sont les sources les plus souvent utilisées dans les dispositifs de conversion de fréquence pour une émission dans le visible. Actuellement, les dispositifs de forte puissance basés sur cette technologie ne permettent pas d'atteindre un domaine spectral aussi bas en longueur d'onde et se limitent à des émissions à 530 nm, voire dans le bleu-vert autour de 490 nm. Parmi tous les ions de terres rares disponibles pour une émission laser dans le proche infrarouge, l'ion Néodyme s'avère être le meilleur choix pour atteindre des longueurs d'onde inférieures à 950 nm. En effet, la transition laser ${}^4F_{3/2}$ - ${}^4I_{9/2}$ offre la possibilité d'une émission autour de 920 nm. Elle a ainsi été plusieurs fois étudiée, par exemple dans des travaux de l'Institut d'Optique [Hérault 2007] ou encore dans les travaux de Zheng et collaborateurs [Zheng 09]. Après doublage ou somme de fréquence, il devient alors possible d'atteindre un domaine spectral compris entre 455 et 490 nm.

L'équipe LIOA (Lasers, Instrumentation Optique et Applications) du Laboratoire CIMAP s'inscrit dans cette thématique de recherche. Depuis plusieurs années, l'équipe a en effet développé une activité autour des lasers à fibre de forte puissance émettant dans le proche infrarouge. Les configurations réalisées au Laboratoire sont basées sur l'utilisation de fibre dopée Néodyme dont les géométries sont adaptées à cette transition et offrent ainsi une émission à 900 nm avec la possibilité d'atteindre des longueurs d'onde aussi basses que 450 nm par conversion de fréquence. Au cours d'un précédent travail de thèse, l'équipe LIOA et Celia Bartolacci sont par exemple parvenus à obtenir 2 W de puissance moyenne à 926 nm en sortie d'un système amplificateur à deux étages opérant en régime picoseconde. Après doublage de cette source dans un cristal doubleur de PPLN, plus de 300 mW de puissance ont été atteints à 463 nm [Bartolacci 10]. Cette source a d'ailleurs montré tout son intérêt dans une application de microscopie confocale déployée au sein du laboratoire CI-NAPS dans la plateforme d'imagerie médicale CYCERON. Ces résultats ont été obtenus grâce à l'utilisation d'une fibre dopée Nd^{3+} à cœur monomode pour laquelle l'apparition des effets non linéaires limite néanmoins les puissances moyennes accessibles dans le proche infrarouge et donc dans le domaine spectral bleu.

Enfin pour terminer avec les sources par conversion non-linéaire de fréquence, on peut citer des architectures différentes, par exemple à base de lasers à semi-conducteur. Les diodes laser pompées optiquement (OPSL) ont par exemple fait leur apparition sur le marché avec des systèmes délivrant jusqu'à 1 W de puissance à 460 nm en régime continu avec un faisceau proche de la limite par diffraction [Coherent]. Cependant, ces systèmes présentent une émission laser multimode transverse pour des puissances supérieures à 1

W et ne peuvent donc concurrencer les sources laser à solide ou les lasers à fibre en termes de puissance optique émise.

Ce travail de thèse s'inscrit dans la continuité des activités de recherche sur les lasers à fibre de l'équipe LIOA du Laboratoire CIMAP. Il apparaît comme le prolongement logique de la thèse de Célia Bartolacci soutenue en 2010. Ce travail s'inscrit également dans le cadre du projet VERTICAL financé par Bpifrance, réunissant plusieurs partenaires académiques et industriels dont la société iXblue Photonics qui a réalisé les fibres dopées utilisées au cours de nos travaux. L'objectif principal du projet est la réalisation d'une source laser opérant autour de 450 nm en régime impulsionnel nanoseconde et présentant des puissances crêtes élevées supérieures au kW pour une application de détection par temps de vol en milieu sous-marin (LIDAR pour Light Detection and Ranging).

Dans le premier chapitre de ce travail, nous détaillerons les différentes sources laser existantes émettant autour de 900 nm et nous donnerons quelques résultats obtenus après doublage de fréquence de certaines de ces sources. Après avoir démontré l'intérêt des fibres dopées Néodyme, le développement d'un modèle numérique permettra ensuite l'optimisation des paramètres géométriques de ces fibres afin de favoriser l'émission laser autour de 900 nm qui souffre d'une forte compétition avec la transition autour de 1060 nm de l'ion Néodyme. Ces fibres optimisées seront réalisées par iXblue, puis caractérisées en termes de qualité spatiale et de rendement autour de 900 nm. Enfin, nous étudierons l'accord en longueur d'onde de ces fibres en régime laser continu.

Le deuxième chapitre sera quant à lui consacré à l'étude de la saturation du gain autour de 900 nm dans un amplificateur à fibre LMA (Large Mode Area) dopée Nd^{3+} ainsi qu'à la caractérisation modale des fibres LMA. Au cours de ce chapitre, une méthode innovante sera mise en œuvre et permettra la sélection modale dans un amplificateur à fibre multimode grâce à l'utilisation d'un réseau de Bragg fibré. Cette méthode aura aussi l'avantage de diminuer la puissance de saturation du gain à 900 nm grâce à la configuration « double-passage » de l'amplificateur mis en place.

Le troisième et dernier chapitre concernera les expériences de doublage de fréquence autour de 450 nm dans des cristaux non linéaires. Dans un premier temps, nous étudierons le doublage de fréquence en régime continu. Nous expliquerons le principe d'une méthode originale, basée sur un effet interférométrique, et impliquant l'insertion d'une cavité résonante à l'intérieur du laser à fibre dopée Nd^{3+} . Un modèle analytique

permettra ensuite d'optimiser les paramètres de la cavité résonante, ce qui mènera à un doublage de fréquence efficace de la source laser à 900 nm dans un cristal de LBO. Pour finir, nous verrons les deux solutions retenues au cours de cette thèse, pour obtenir un fonctionnement impulsionnel nanoseconde autour de 450 nm. La première solution impliquera une diode laser à 914 nm déclenchée par le gain permettant de générer des impulsions qui seront ensuite amplifiées et doublées en fréquence dans un cristal de PPLN. La deuxième méthode reposera sur l'amplification d'impulsions de fortes puissances crêtes générées par un laser à fibre dopée Nd^{3+} déclenché activement par un modulateur acousto-optique. Ces impulsions seront doublées dans un cristal de LBO et la possibilité d'un accord en longueur d'onde dans le domaine spectral bleu sera mise en évidence.

I. Emission laser autour de 900 nm dans les fibres optiques dopées Nd³⁺

L'objectif principal de cette thèse est d'obtenir un laser de puissance (>1 W de puissance moyenne) émettant autour de 900 nm par génération de second harmonique dans un cristal non-linéaire. Il est nécessaire, dans un premier temps, de développer une source laser de forte puissance dans le proche IR, de bonne qualité spatiale (M^2 proche de 1) et étroite spectralement ($\Delta\lambda < 1-2\text{nm}$), afin d'obtenir une conversion de fréquence efficace. Dans ce chapitre, nous allons répertorier des sources de forte puissance disponibles autour de 900 nm pour plusieurs technologies, à savoir les diodes à semi-conducteur, les lasers Saphir-Titane et les lasers à solide basés sur des cristaux dopés Néodyme. Pour chaque système, les résultats obtenus (si disponibles) dans la région spectrale bleue après doublage de fréquence seront présentés. C'est dans ce contexte que nous introduirons l'étude menée dans le cadre de ce travail de thèse, l'utilisation de fibres dopées Nd³⁺ pour une émission autour de 900 nm. Nous commencerons par présenter les caractéristiques spectroscopiques des fibres dopées Nd³⁺ puis nous détaillerons les avantages et les limitations des lasers à fibre face aux autres systèmes. L'émission autour de 900 nm dans une fibre dopée Nd³⁺ est difficile à obtenir à cause de la nature de la transition qui repose sur un schéma à trois niveaux d'énergie et surtout de la compétition avec la transition laser à 1060 nm. Nous verrons donc les différents obstacles à contourner pour obtenir une émission efficace à 900 nm pour ensuite évoquer le design de fibre retenu ; une structure double-gaine à grande aire modale et à gaine interne réduite, solution appuyée par un calcul analytique simple. Nous présenterons ensuite les résultats préliminaires obtenus en configuration laser avec une fibre « test ». A partir de ces premiers résultats, un modèle numérique, réalisé dans l'objectif d'optimiser les paramètres géométriques de la fibre pour favoriser la transition $^4F_{3/2}-^4I_{9/2}$, permettra de définir des designs de fibre et de cavité.

Pour finir, ces fibres optimisées, réalisées par notre partenaire industriel iXblue, seront caractérisées pour être ensuite utilisées dans des montages d'accord en longueur d'onde autour de 900 nm. Le premier montage, utilisant un réseau de diffraction, présentera vite ses limites à cause d'un seuil d'endommagement relativement bas. Par la suite, l'acquisition d'un Volume Bragg Grating (VBG) permettra d'obtenir des résultats sans précédents en termes de domaine d'accord en longueur d'onde et de puissance laser.

I.1 Sources laser de puissance autour de 900 nm

I.1.1 Diodes laser à semi-conducteurs

Les diodes laser basées sur la technologie semi-conducteur détiennent les records de puissance moyenne autour de 900 nm. Plusieurs systèmes disponibles commercialement peuvent en effet délivrer jusqu'à plusieurs centaines de Watts en régime continu ou quasi-continu. Ces diodes reposent toutes sur le même principe physique : l'inversion de population est assurée par un pompage électrique ou optique qui entraîne la création de paires électron-trou dans une jonction P-N faisant office de milieu amplificateur. En se recombinant, ces paires émettent des photons dont l'énergie correspond approximativement à la largeur de la bande interdite. Les photons sont ensuite amplifiés par émission stimulée dans la zone active et font une succession d'allers-retours dans la cavité formée par les faces réfléchissantes perpendiculaires à la jonction comme illustré sur la figure 1.1.

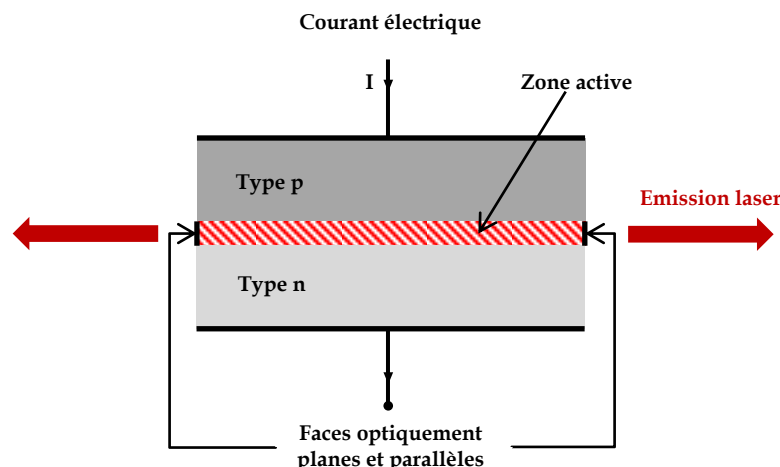


Figure 1.1 : Schéma de principe d'un laser à semi-conducteur

De par leur fonctionnement, les diodes laser possèdent une limitation intrinsèque : il faut augmenter la taille de la zone active pour augmenter les performances en termes de puissance, ce qui vient inexorablement dégrader la qualité spatiale de faisceau.

Il existe donc des diodes laser délivrant de fortes puissances autour de 900 nm mais comportant une faible brillance et exhibant de surcroît, des largeurs spectrales de plusieurs nm, ce qui les rend inutilisables pour une application de doublage de fréquence efficace. La société Lumics GmbH propose par exemple un module fournissant jusqu'à 170 W en régime continu entre 880 et 900 nm avec une sortie sur fibre de diamètre 200 μm et

d'ouverture numérique (ON) égale à 0,22. Des systèmes peuvent même atteindre plusieurs kW par empilement d'éléments émetteurs à semi-conducteur dégradant d'autant plus la qualité spatiale de faisceau et donc la brillance de la source (fig. 1.2). Bien qu'elles ne soient pas adaptées pour notre application, de telles sources trouvent néanmoins leur utilité pour le pompage de cristaux massifs dopés Ytterbium ainsi que pour le pompage dans la gaine de fibres dopées Ytterbium.

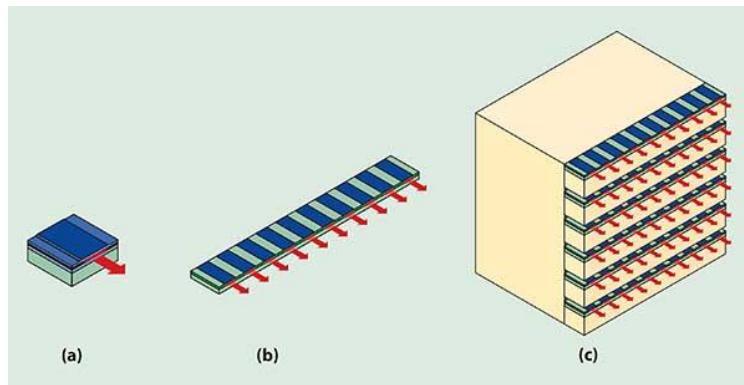


Figure 1.2 : Schéma des différentes structures des émetteurs laser à semi-conducteur. La puissance issue des diodes (a) peut être augmentée en les combinant sous forme de barrettes (b) voire d'empilement de plusieurs barrettes (stacks) (c) [Photonics]

D'autre part, il existe des diodes laser monomodes ayant une puissance de sortie beaucoup plus modeste (plusieurs centaines de mW) mais avec un faisceau proche de la limite de diffraction. La société Axcel Photonics propose, par exemple, des diodes laser monomodes fournissant jusqu'à 300 mW en régime continu à 905, 915 et 940 nm avec une largeur spectrale de 0,5 nm.

Les diodes laser ont l'avantage de pouvoir être facilement utilisées en régime impulsionnel grâce au principe du déclenchement par le gain. Les diodes laser sont des lasers de classe B et présentent des oscillations de relaxation avant l'établissement du régime permanent. La fréquence typique des oscillations de relaxation est voisine de plusieurs centaines de MHz voire de quelques GHz. Pendant le régime transitoire a lieu un phénomène dit de « spiking » (ou oscillations transitoires) qui correspond à l'émission d'un ou plusieurs pics (spikes) possédant une amplitude plus ou moins importante liée à l'énergie stockée dans la cavité.

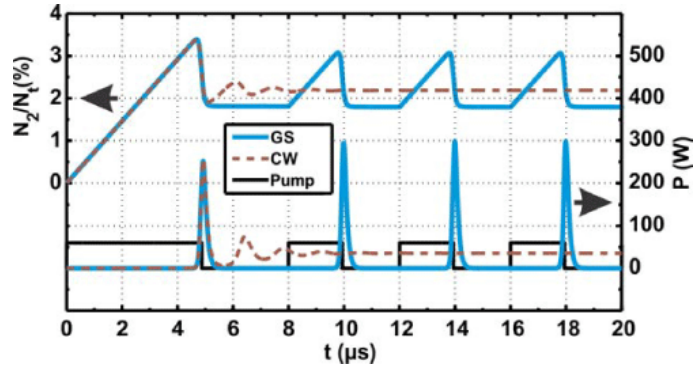


Figure 1.3 : Déclenchement par le gain d'une diode laser [Petkovšek 14]

En modulant au cours du temps l'intensité du courant de manière adéquate, c'est à dire en appliquant une impulsion électrique avec une durée appropriée, il est alors possible de ne faire osciller le laser que sur le premier « spike ». On obtient alors un régime impulsif stable comme illustré dans la figure 1.3. Dans ce régime, les impulsions ont une durée de l'ordre de la nanoseconde et peuvent même atteindre une durée sub-nanoseconde. Ce régime a été démontré pour la première fois par P.-T Ho et collaborateurs qui étaient parvenus à obtenir des impulsions de 20 picosecondes dans une diode à base d'arséniure de gallium-aluminium GaAlAs [Ho 78]. Dans le cas des diodes laser monomodes, les puissances crêtes sont néanmoins limitées à quelques Watts et les puissances moyennes à quelques mW, ce qui ne permettra pas d'obtenir un doublage de fréquence efficace. Par contre, les impulsions nanosecondes générées par une diode laser monomode « faible puissance » peuvent être amplifiées dans un amplificateur à fibre dopée, comme nous le verrons dans le Chapitre III.

I.1.2 Lasers Saphir-Titane

Après leur découverte en 1986 par P.F Moulton, les lasers Saphir-Titane ont rapidement supplanté les lasers à colorant qui étaient alors les seules sources à impulsions ultra-courtes accordables sur une grande plage en longueur d'onde [Moulton 86]. Les lasers Saphir-Titane font partie de la famille des lasers à solide et, de ce fait, peuvent offrir un très bon compromis en alliant puissance moyenne élevée et excellente qualité spatiale de faisceau. Leur fonctionnement repose sur le pompage optique de cristaux de Saphir dopé Titane ($\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$). La très bonne conductivité thermique de la matrice de Saphir permet au cristal $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ de supporter de fortes densités de puissance. D'autre part, le Titane trivalent dans la matrice Al_2O_3 possède une bande de gain très large s'étalant de 650 nm à 1100 nm avec un maximum de gain autour de 800 nm. Les systèmes disponibles commercialement peuvent fournir plusieurs watts de puissance moyenne et peuvent être

accordés en longueur d'onde entre 700 et 1000 nm (fig. 1.4). Le pompage optique, qui peut s'effectuer à plusieurs longueurs d'onde dans le vert, était historiquement réalisé par des lasers à argon ionisé délivrant de fortes puissances à 514 nm. Cette source de pompage a été remplacée, ces dernières années, par des lasers à solides basés sur des cristaux dopés Néodyme et doublés en fréquence pour émettre à 532 nm.

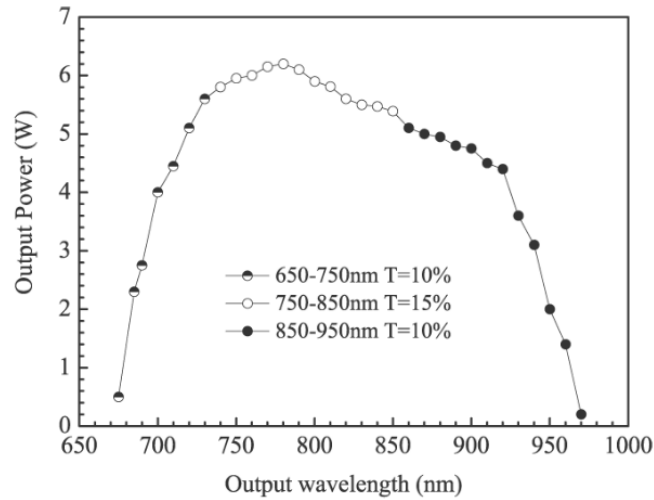


Figure 1.4 : Accordabilité typique d'un laser Saphir-Titane en régime impulsionnel nanoseconde [Ding 11]

Le cristal de Saphir-Titane peut également être utilisé pour réaliser des sources laser accordables dans le bleu. En régime continu, on peut citer le schéma de doublage intra-cavité proposé par Radl et. al. permettant d'obtenir une émission entre 430 et 460 nm avec une puissance maximum de 7 W [Radl 99]. En régime impulsionnel nanoseconde, Ding et collaborateurs ont réalisé un laser accordable entre 355 et 475 nm après pompage du cristal de Saphir-Titane à 532 nm par un laser Nd:YAG déclenché à 1064 nm et doublé en fréquence. Le laser Saphir-Titane est lui-même doublé en fréquence intra-cavité pour obtenir une puissance maximum de 3,5 W accordables entre 355 et 475 nm [Ding 08]. Il s'agit cependant de systèmes onéreux, assez difficiles à mettre en œuvre et à intégrer dans des dispositifs commerciaux. Les qualités spatiales du faisceau bleu sont de plus assez médiocres avec un facteur M^2 voisin de 2. D'autre part, les rendements de conversion optique/optique restent relativement faibles (< 10%).

I.1.3 Lasers à solide dopé Nd³⁺

a. Propriétés de l'ion Nd³⁺

Nous rappelons brièvement dans ce paragraphe les propriétés spectroscopiques générales de l'ion Néodyme. Ces propriétés seront utiles pour présenter et comprendre les avantages et limitations des lasers à solide dopé Nd³⁺ et des lasers à fibre dopée Nd³⁺.

La figure 1.5 présente le schéma simplifié des niveaux d'énergie de l'ion Nd³⁺. Le pompage est le plus souvent réalisé à 808 nm ce qui correspond à la transition $^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{5/2} + ^4H_{5/2}$. L'émission la plus probable est observée autour de 1060 nm sur la transition $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ basée sur un schéma à 4 niveaux d'énergie. Historiquement, l'ion Nd³⁺ est le premier ion de terre rare à avoir été utilisé pour une émission laser dans un laser à solide. Le milieu amplificateur était un cristal de Nd:CaWO₄ pompé optiquement par une lampe à mercure délivrant une puissance de 1,5kW, ce qui avait permis d'obtenir une puissance de sortie de 10 mW à 1058 nm [Johnson 62].

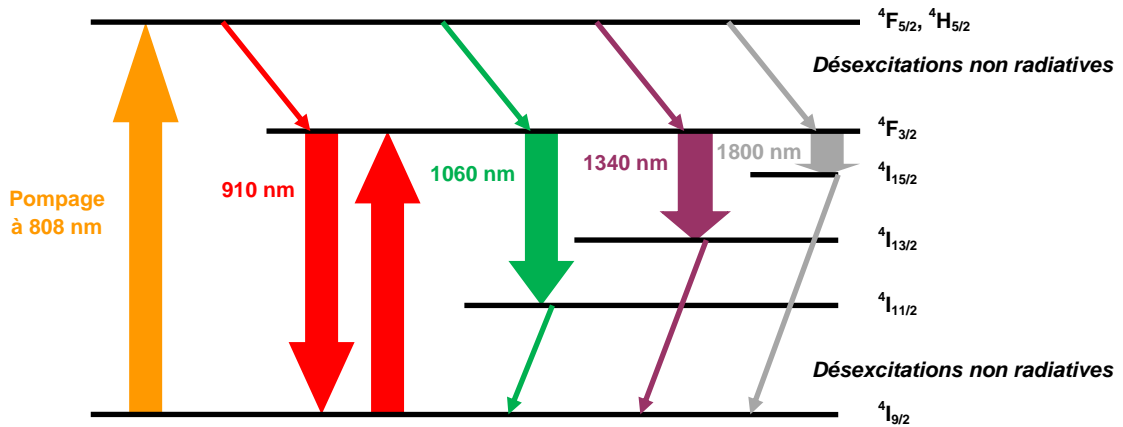


Figure 1.5 : Schéma des différentes transitions en longueur d'onde de l'ion Nd³⁺

La matrice de grenat d'Yttrium et d'Aluminium Y₃Al₅O₁₂ (YAG) a été utilisée pour la première fois en 1964 et a permis d'atteindre une puissance de 1,5 W à 1064 nm pour une puissance de pompe de 360 W, dévoilant ainsi tout le potentiel de cette matrice cristalline et de cet ion de terre rare pour obtenir de fortes puissances dans l'infrarouge [Geusic 64]. Les expériences de doublage de fréquence dans des cristaux non-linéaires ont suivi peu de temps après de manière à générer une émission laser dans le domaine visible autour de 532 nm. De nos jours, le pompage par lampe à arc a été remplacé par un pompage par diode à semi-conducteur à 808 nm, ce qui reste l'une des méthodes les plus efficaces pour obtenir une émission laser dans le vert. L'ion Néodyme et la transition autour de 1060 nm

sont devenus le choix par excellence pour des applications de très fortes puissances en régime impulsionnel. On peut notamment citer les chaînes amplificatrices du laser MégaJoule qui utilisent des disques de verre dopé Nd³⁺ pompés par lampes flash et permettent d'obtenir des énergies de 15 à 20 kJ en sortie [CEA].

Comme le montre la figure 1.5, le schéma des niveaux d'énergie de l'ion Nd³⁺ autorise également trois autres transitions en émission dans l'IR, autour de 900 nm, 1300 nm et 1800 nm. Il faut attendre 1969 pour que Wallace et al. mettent en évidence une oscillation laser à 946 nm sur la transition $^4F_{3/2}$ - $^4I_{9/2}$ dans un cristal de Nd:YAG et obtiennent ensuite le premier laser bleu à 473 nm après doublage de fréquence dans un cristal non-linéaire de KDP [Wallace 69]. En utilisant la transition $^4F_{3/2}$ - $^4I_{9/2}$ dans le cristal Nd:YAG, Birnbaum démontre en 1972 une émission laser à des longueurs d'onde plus courtes situées à 939 nm, 900 nm et 891 nm [Birnbaum 72].

L'existence de plusieurs longueurs d'onde pour une même transition est liée à l'effet Stark. Lorsqu'il est introduit dans une matrice d'accueil, l'ion subit l'action du champ électrique dû à la distribution de charges constituant le cristal, entraînant une levée de dégénérescence des sous-niveaux d'énergie (ou multiplets). Ainsi, pour une transition entre deux niveaux d'énergie i et j pour l'ion isolé, l'éclatement en g_1 et g_2 sous-niveaux d'énergie dans un cristal donne lieu à $g_1 \times g_2$ transitions possibles comme illustré sur la figure 1.6. De plus, chacune des $g_1 \times g_2$ transitions possibles subit un élargissement spectral induit par des transitions par phonons entre des niveaux d'un même multiplet. On parle alors d'élargissement homogène car tous les ions du milieu subissent les mêmes effets. Cet élargissement dépend des ions terres rares, de la matrice hôte et de la température et donne aux raies élargies la forme d'une fonction lorentzienne.

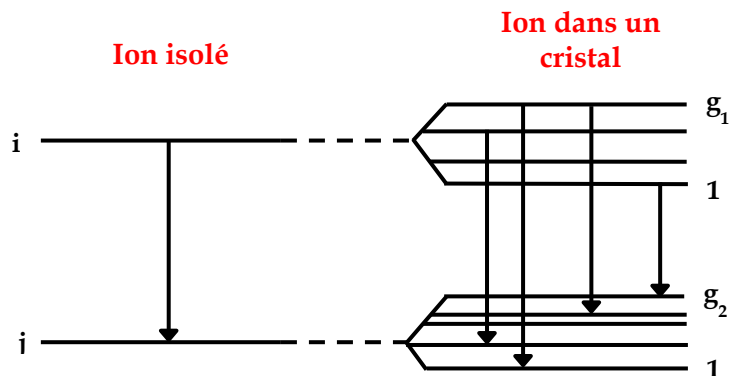


Figure 1.6 : Illustration de l'effet Stark dans un cristal

Ainsi, le domaine de longueurs d'onde d'émission accessible avec un ion de terre rare peut être légèrement modifié selon la matrice d'accueil de l'ion.

b. Performances actuelles

La position et le nombre de sous-niveaux d'énergie dépendant de la matrice hôte, de nombreuses matrices d'accueil ont été étudiées pour l'ion Néodyme afin d'obtenir les meilleurs rendements possibles et des longueurs d'ondes plus courtes dans le proche infra-rouge. Grâce au développement des diodes laser de forte puissance à 808 nm, des puissances de l'ordre d'une dizaine de watts ont pu être obtenues en régime continu à 914 nm dans un cristal de Nd:YVO₄ [Yu 09] et à 912 nm dans un cristal de Gd:VO₄ [Gao 09], avec des rendements de conversion optique-optique proches de 30%. De bonnes performances ont également été obtenues en régime impulsif, notamment en fonctionnement de Q-switch actif au moyen d'un modulateur acousto-optique, donnant lieu à des impulsions de plusieurs kW de puissance crête et un peu plus d'1 W de puissance moyenne à 912 nm [Gao 08]. En parallèle, se sont développées des sources de puissance dans le domaine spectral bleu par doublage de fréquence intra-cavité dans un cristal non-linéaire de LBO. Une puissance de 13,2 W a, par exemple, été obtenue en régime continu à 457 nm avec un cristal de Nd:YVO₄ [Zheng 09] ou encore 7,6 W à 456 nm en utilisant un cristal de Nd:GdVO₄ [Qi 11].

Néanmoins, les performances de ces lasers à solide sont moindres aux longueurs d'onde inférieures à 900 nm à cause de la réabsorption élevée depuis le niveau fondamental et du rendement plus faible des transitions. A 869 nm par exemple, une puissance de seulement 453 mW a pu être atteinte dans un cristal de Nd:YAG pour une puissance de pompage de 35 W [Lü 10]. Castaing et collaborateurs sont parvenus à de meilleurs résultats avec un cristal de Nd:GdVO₄ et ont démontré une puissance de 1,9 W à 880 nm pour 23 W de puissance de pompe à 808 nm [Castaing 08]. Les performances plus modestes aux longueurs d'onde inférieures à 900 nm viennent inévitablement limiter le choix des sources laser visibles obtenues par doublage de fréquence dans la gamme spectrale 420-450 nm.

I.2 Sources laser à fibres dopées Nd³⁺

I.2.1 Propriétés générales des lasers à fibre de puissance

L'ion Nd³⁺ dans une fibre en silice offre bien évidemment les mêmes transitions que celles décrites dans le paragraphe précédent et permettrait, d'après les données spectroscopiques, d'atteindre des longueurs d'onde entre 850 et 950 nm [Digonnet 01]. Les

fibres dopées Néodyme ont ainsi été mises en œuvre dans des systèmes laser où elles jouent le rôle de milieu actif ou encore dans des amplificateurs simple ou multi-passages permettant ainsi d'atteindre des régimes de forte puissance. Leurs intérêts sont développés dans les paragraphes ci-dessous.

a. Intérêts des lasers à fibre

Les sources lasers basées sur des fibres optiques en silice dopées aux ions terres-rares comportent plusieurs avantages par rapport aux lasers à solide précédemment décrits. Il s'agit en effet de systèmes compacts et robustes nécessitant peu de maintenance et qui ne sont généralement pas sujet à la dégradation des performances au cours du temps comme certains lasers à solide. De plus, de nombreux composants fibrés sont aujourd'hui disponibles (miroir de Bragg, diode laser, isolateur, coupleur...). Il est ainsi possible de réaliser une source entièrement fibrée, ce qui simplifie la mise en œuvre et supprime tout risque de désalignement du système.

Les puissances de sortie des sources laser basées sur des cristaux sont principalement limitées par des effets thermiques ; les cristaux lasers étant en général de faibles dimensions, il devient difficile d'évacuer la chaleur issue des processus non-radiatifs. Ces effets thermiques ont de nombreuses conséquences indésirables sur le fonctionnement du laser incluant les pertes non-radiatives et la dégradation du mode laser liée à la présence d'un gradient transverse d'indice de réfraction induit par un gradient de température. Il est possible de diminuer ces effets en intégrant un refroidissement passif ou actif, ce qui vient cependant compliquer la mise en œuvre du système. A contrario, une des propriétés remarquables des fibres optiques dopées est sans conteste l'excellente dissipation thermique lors du fonctionnement laser. Cette propriété est directement liée à la géométrie d'une fibre optique qui assure un rapport surface sur volume très important. Pour les lasers à fibre à faible défaut quantique, aucun refroidissement actif ou passif (autre que celui par convection au contact de l'air) n'est requis à des puissances de pompage de quelques dizaines de watts. En outre, de par la nature guidée de la lumière, l'élévation de la température du cœur de la fibre n'engendre que peu d'effets secondaires sur les propriétés du système laser.

Les lasers à fibres dopées diffèrent aussi des lasers à solides à matrice cristalline par leurs propriétés spectrales. La silice présente un désordre structural plus important que celui rencontré dans une matrice cristalline. Ce caractère amorphe de la silice offre à l'ion

une multitude de sites d'accueil possédant chacun un champ cristallin qui lui est propre (fig. 1.7).

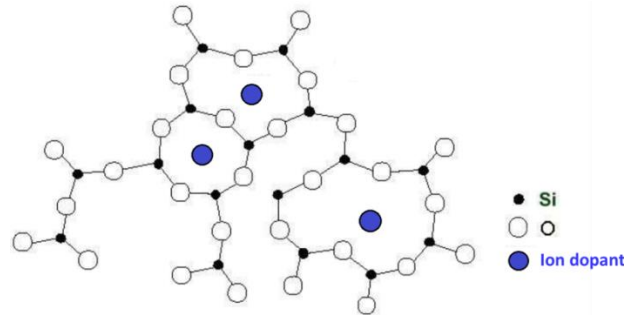


Figure 1.7 : Représentation de la répartition des ions terres rares dans une matrice en silice

Chaque site d'accueil voit un champ électrique différent dû aux variations quasiment aléatoires de l'environnement ionique ; l'effet du champ cristallin a donc pour conséquence de perturber les positions en énergie des sous-niveaux dus à l'effet Stark, comme illustré sur la figure 1.8.

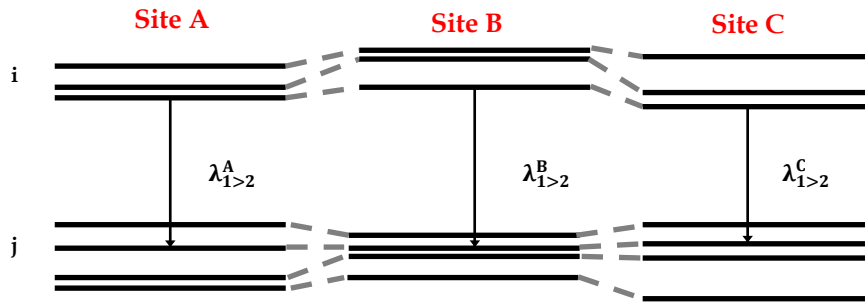


Figure 1.8 : Effet du champ cristallin sur les niveaux d'énergie d'un ion de terre rare dans une matrice vitreuse

Ce phénomène entraîne un élargissement spectral appelé élargissement inhomogène et donne aux raies la forme d'une fonction gaussienne qui correspond à l'enveloppe de l'ensemble des raies homogènes propres à chaque ion de la matrice. Il se traduit, dans les fibres en silice dopées, par des spectres d'émission ou d'absorption très larges pouvant s'étendre sur plusieurs dizaines voire centaines de nanomètres. Ceci confère aux fibres dopées plusieurs propriétés intéressantes pour la conception de laser. D'une part, les variations de longueur d'onde de pompage sur quelques nm n'ont que peu d'effet sur la puissance absorbée et, d'autre part, il est possible d'accorder le laser en longueur d'onde de manière continue sur un domaine plus important que celui offert par l'ion Nd³⁺ en matrice cristalline. Il s'agit d'une propriété particulièrement intéressante qui a été exploitée dans ce travail de thèse dont l'un des objectifs est de réaliser une source émettant à des longueurs d'onde courtes, inférieures à 910 nm. Enfin, la très grande longueur du milieu amplificateur autorise des gains pouvant atteindre 30 à 40 dB donc beaucoup plus élevés que ceux observés dans les cristaux dopés.

b. Limitations : effets non-linéaires et qualité spatiale de faisceau

Les lasers à fibre dopée présentent néanmoins quelques limitations d'utilisation, principalement lorsqu'il s'agit d'atteindre les régimes de fortes puissances. Cette limitation est la conséquence de l'apparition d'effets non-linéaires indésirables. En effet, la réponse de tout matériau diélectrique à la lumière devient non-linéaire pour des champs électromagnétiques intenses.

En conséquence, la polarisation totale \vec{P} correspondant aux dipôles induits n'est pas linéaire avec le champ électrique \vec{E} et s'écrit comme suit [Milburn 87]:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot (\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} \cdot \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \cdot \vec{E}^3 \dots) \quad [1.1]$$

Avec ϵ_0 la perméabilité du vide et $\chi^{(n)}$ la susceptibilité non-linéaire d'ordre n

Du fait de la géométrie centro-symétrique de la molécule de silice, la susceptibilité $\chi^{(2)}$, responsable d'effets non-linéaires comme la génération du second harmonique ou la somme de fréquence, est nulle. Il en résulte que ce sont les non-linéarités d'ordre 3 telles que la génération de troisième harmonique, le mélange à quatre ondes et surtout la réfraction non-linéaire qui prédominent dans les fibres optiques. La réfraction non-linéaire ou effet Kerr optique est ainsi responsable des effets non-linéaires comme l'automodulation de phase ou la modulation de phase croisée. Toutefois, dans les fibres optiques, l'effet Kerr devient problématique pour des régimes impulsions picoseconde ou femtoseconde, et nous ne serons donc pas amenés à l'observer dans le cadre de ce travail.

Les effets non-linéaires gouvernés par la susceptibilité d'ordre 3 cités dans le paragraphe précédent sont des processus élastiques dans le sens où il n'y a pas d'échange d'énergie entre le champ électromagnétique et le milieu diélectrique. Une seconde catégorie d'effets non-linéaires dans les fibres provient des diffusions inélastiques stimulées, processus dans lequel l'onde optique transmet une partie de son énergie au milieu. L'effet Brillouin stimulé (SBS) et l'effet Raman stimulé (SRS) appartiennent à cette catégorie d'effets non-linéaires et sont liés aux modes d'excitation vibrationnels de la silice (phonons). Dans ces deux processus, un photon incident (appelé photon de pompe) est annihilé pour créer un photon d'énergie plus faible et un phonon possédant une énergie et une impulsion satisfaisant les lois de conservation. On crée alors dans le milieu une onde

optique décalée spectralement vers les grandes longueurs d'onde. Ce décalage spectral est appelé décalage Stokes. Un photon d'énergie supérieure peut également être créé si un phonon possédant l'énergie et l'impulsion adéquates est disponible [Agrawal 01]. On crée alors, dans le milieu, une onde appelée anti Stokes, décalée vers les basses longueurs d'onde. Il s'agit toutefois d'un processus moins probable que le processus générant un photon de plus faible énergie. Les diffusions Raman et Brillouin stimulées diffèrent par la nature des phonons impliqués : phonons acoustiques pour l'effet Brillouin et phonons optiques dans le cas de l'effet Raman. Du fait des énergies très différentes des phonons acoustiques et optiques dans la silice, la diffusion Brillouin présente un décalage spectral d'environ 11 GHz avec l'onde de pompe incidente tandis que l'on observe un décalage de 13 THz, donc bien plus élevé, pour la diffusion Raman. Une différence fondamentale entre les deux effets, est que la diffusion Brillouin stimulée est seulement contra-propagative par rapport à l'onde de pompe tandis que la diffusion Raman stimulée peut avoir lieu dans les deux directions. Il est possible de définir un seuil pour la puissance de pompage incidente au-delà de laquelle la conversion par diffusion stimulée de l'onde de pompe vers l'onde Stokes devient significative. Dans une fibre optique, les puissances seuil s'écrivent [Agrawal 01]:

$$P_{\text{seuil}}^{\text{SRS}} \approx \frac{16.A_{\text{eff}}}{g_R.L_{\text{eff}}} \quad [1.2]$$

$$P_{\text{seuil}}^{\text{SBS}} \approx \begin{cases} \frac{21.A_{\text{eff}}}{g_B.L_{\text{eff}}} & \Delta\nu_{\text{Laser}} < \Delta\nu_B \\ \frac{21.A_{\text{eff}}}{g_B.L_{\text{eff}}} \cdot \frac{\Delta\nu_B + \Delta\nu_{\text{Laser}}}{\Delta\nu_B} & \Delta\nu_{\text{Laser}} > \Delta\nu_B \end{cases} \quad [1.3]$$

avec g_R et g_B , respectivement les gains Raman et Brillouin moyens, A_{eff} l'aire effective du mode guidé dans le cœur de la fibre, $\Delta\nu_B$ la largeur du gain Brillouin et L_{eff} la longueur effective définie dans les fibres passives par la relation :

$$L_{\text{eff}} = \frac{1-e^{-\alpha_p L}}{\alpha_p} \quad [1.4]$$

avec L est la longueur de la fibre et α_p le coefficient d'atténuation à la longueur d'onde de l'onde incidente.

Le gain Raman g_R présente un spectre de largeur voisine de 30 THz [Kitayama 82]. La valeur maximale du coefficient de gain est $g_R \approx 1.10^{-13} \text{ m.W}^{-1}$ dans une fibre en silice à une longueur d'onde proche de 1000 nm.

La valeur maximale du gain Brillouin g_B est de l'ordre de $5.10^{-11} \text{ m.W}^{-1}$. La largeur spectrale $\Delta\nu_B$, de l'ordre de 50 MHz, est très faible comparée à la largeur spectrale du gain Raman. Il est à noter que la valeur de la puissance seuil de déclenchement de l'effet Brillouin dépend également de la largeur spectrale $\Delta\nu_{\text{Laser}}$ de l'onde incidente (eq. [1.3]).

Les expressions [1.2] et [1.3] montrent que ces effets non-linéaires indésirables se déclencheront plus facilement dans des fibres de faible diamètre de cœur. Elles montrent également que pour des ondes incidentes spectralement fines ($\Delta\nu_{\text{Laser}} < 50\text{MHz}$), l'effet Brillouin se déclenchera pour des puissances incidentes environ 500 fois plus faibles par comparaison avec l'effet Raman. Si on prend l'exemple d'une fibre optique passive de type SMF 28, le mode se propageant dans la fibre s'étale sur un diamètre égal à $10,4 \mu\text{m}$ correspondant à une aire effective $A_{\text{eff}} = 8.5 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2$. Pour $\Delta\nu_{\text{Laser}} < 50 \text{ MHz}$, $\lambda=1000 \text{ nm}$ et pour une longueur effective de fibre $L_{\text{eff}} = 100 \text{ m}$, on en déduit que les puissances seuil des effets Raman et Brillouin sont de l'ordre de : $P_{\text{seuil}}^{\text{SRS}} = 136 \text{ W}$ et $P_{\text{seuil}}^{\text{SBS}} = 0,357 \text{ W}$. Dans le cas où la largeur spectrale du laser $\Delta\nu_{\text{Laser}}$ est égale à $0,1 \text{ nm}$, la puissance seuil de l'effet Brillouin augmente drastiquement avec $P_{\text{seuil}}^{\text{SBS}} = 215 \text{ W}$ et c'est donc l'effet Raman stimulé qui est le plus susceptible de se déclencher.

Le meilleur moyen de repousser les seuils d'apparition de ces effets non-linéaires est d'augmenter l'aire du cœur de la fibre (eq. [1.2] et [1.3]). Augmenter la taille du cœur a cependant l'inconvénient de ne plus assurer une propagation purement monomode si l'on ne parvient pas à suffisamment diminuer l'ouverture numérique. En effet, pour une longueur d'onde λ donnée, le caractère monomode du cœur d'une fibre optique, et donc la qualité spatiale du faisceau émis, sont directement reliés à la fréquence normalisée V , issue de la résolution des équations du champ électromagnétique dans une fibre. La fréquence normalisée est donnée par [Agrawal 01]:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot r_c \cdot \text{ON} \quad [1.5]$$

avec r_c le rayon du cœur de la fibre et ON son ouverture numérique

Lorsque la fréquence normalisée V est inférieure à 2,405, la fibre est parfaitement monomode à la longueur d'onde λ et présente un mode fondamental quasi-gaussien noté LP01. En revanche, lorsque V dépasse 2,405, la fibre devient multimode en autorisant la propagation de modes d'ordre élevé qui peuvent interférer entre eux, ce qui dégrade fortement la qualité spatiale du faisceau en sortie de la fibre. Si l'on souhaite augmenter le diamètre de cœur et maintenir une propagation monomode à la longueur d'onde du signal laser, il faut alors réduire l'ouverture numérique du cœur de manière à ce que la fréquence normalisée reste inférieure à 2,405. La différence d'indice entre le cœur et la gaine devient alors relativement faible et par conséquent, la maîtrise du profil d'indice rend la fabrication de la fibre plus difficile. En outre, pour des ouvertures numériques trop faibles, les modes deviennent faiblement guidés et la fibre est alors très sensible aux courbures. Par exemple, pour un diamètre de cœur supérieur à 15 μm , une ouverture numérique inférieure à 0,046 est requise, ce qui est difficilement réalisable par les méthodes classiques de fabrication de fibres optiques. Dans ce cas, l'ON est maintenue à une valeur proche de 0,05 et la fibre reste donc légèrement multimode. Le faisceau émis diffère alors du faisceau gaussien limité par diffraction et présente un facteur M^2 supérieur à 1. Il est donc nécessaire de trouver un compromis pour s'affranchir des effets non-linéaires indésirables et conserver une bonne qualité spatiale de faisceau en adaptant le diamètre du cœur dopé et l'ON de la fibre. Dans le cas d'une fibre multimode, il est cependant possible de limiter l'apparition des modes d'ordre élevé. Une méthode permettant de filtrer ces modes d'ordre élevé dans un amplificateur sera d'ailleurs développée dans le chapitre II de ce travail de thèse.

I.2.2 Emission autour de 900 nm dans les fibres alumino-silicates dopées Nd³⁺

Comme expliqué en introduction de ce manuscrit, l'un des objectifs de ce travail de thèse est de réaliser une source émettant autour de 900 nm pour atteindre ensuite, par doublage de fréquence, le domaine spectral autour de 450 nm. Nous avons choisi la solution des lasers à fibre dopée avec des ions de terres rares. Parmi les terres rares, l'ion Néodyme permet d'atteindre les longueurs d'onde les plus basses. La figure 1.9 montre en effet qu'il est possible d'atteindre la bande 850-950 nm. Toutefois, très peu de résultats ont été publiés à propos de la possibilité de couvrir l'ensemble du domaine.

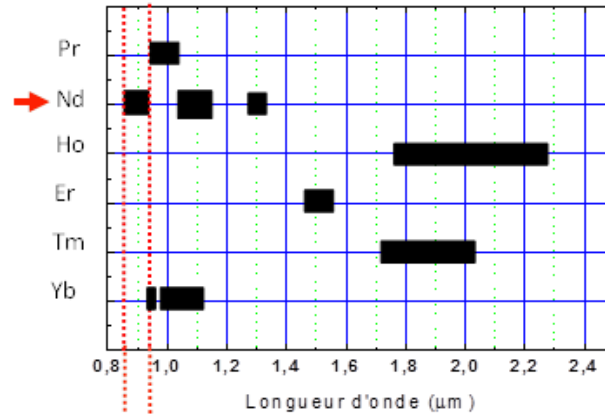


Figure 1.9 : Domaine de fluorescence des différents ions de terre rare dans la silice [Digonnet 01]

La principale difficulté pour obtenir une émission laser efficace à 900 nm sur la transition $^4F_{3/2}$ - $^4I_{9/2}$ réside dans l'existence d'une forte compétition avec la transition $^4F_{3/2}$ - $^4I_{11/2}$ à 1060 nm. En effet, l'émission à 1060 nm repose sur un schéma à 4 niveaux d'énergie tandis que l'émission autour de 900 nm est associée à un schéma à 3 niveaux d'énergie, ce qui implique une réabsorption depuis le niveau fondamental (fig. 1.5). En outre, la section efficace d'émission stimulée à 1060 nm est deux fois plus importante que celle à 900 nm comme le montre la figure 1.10.

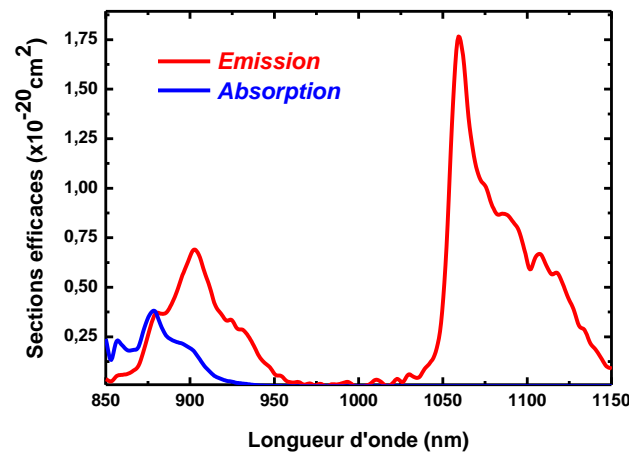


Figure 1.10 : Sections efficaces d'émission et d'absorption de l'ion Nd^{3+} dans la silice [Bartolacci 10bis]

La difficulté à obtenir un gain élevé sur la transition à 3 niveaux est illustrée sur la figure 1.11. Par exemple, une inversion de population de l'ordre de 40% est requise pour obtenir un gain de 10 dB à 905 nm tandis qu'une inversion de population de seulement 10% est nécessaire pour obtenir le même gain à 1060 nm. L'effet est évidemment encore plus marqué aux courtes longueurs d'onde. A 875 nm, la section efficace d'absorption devient supérieure à la section efficace d'émission stimulée (fig. 1.10), une inversion de population supérieure à 60% est alors nécessaire pour observer un gain positif.

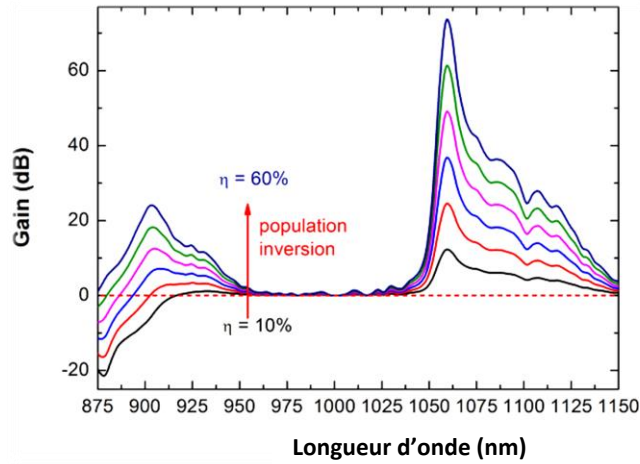


Figure 1.11 : Gain non-saturé calculé dans une fibre dopée Nd^{3+} pour différentes inversions de population ($L = 4$ m et concentration de $4 \cdot 10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$)

Une solution idéale pour fortement inverser la population est d'adopter un pompage direct dans le cœur de la fibre dopée avec de fortes puissances à 808 nm. Malheureusement, les diodes laser de forte puissance à 808 nm ne possèdent pas une brillance suffisante pour être couplées de manière efficace dans des cœurs monomodes. Il est donc nécessaire d'adopter une fibre à géométrie double-gaine (fig. 1.12). Une telle fibre est constituée d'un cœur dopé entouré d'une gaine interne multimode dans laquelle se propage la pompe. Cette gaine est elle-même entourée d'une gaine externe bas-indice assurant ainsi le guidage de la pompe. L'ouverture numérique de la gaine interne est élevée ($ON \sim 0,5$), ce qui permet une bonne injection du faisceau de pompe issu d'une diode laser multimode. Comme le montre schématiquement la figure 1.12, le pompage du cœur est réalisé par recouvrement du faisceau de pompe avec le cœur dopé. Le recouvrement des modes de gaine avec le cœur dopé étant faible, une concentration en ions dopants plus importante est alors nécessaire afin de maintenir une absorption élevée de la pompe et une longueur de fibre raisonnable.

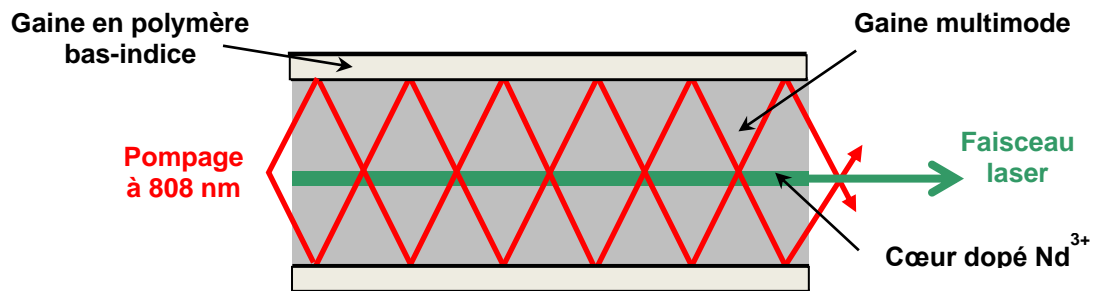


Figure 1.12 : Schéma de principe d'une fibre double-gaine

Les fibres double-gaine standards présentent généralement un diamètre de cœur de 5 à 10 μm et un diamètre de gaine de 125 μm . Avec une telle géométrie, le taux de recouvrement spatial entre le cœur dopé et le faisceau de pompe se propageant dans la gaine est inférieur à 0,5% ce qui n'est alors pas favorable à une émission sur une transition à 3 niveaux d'énergie. Dans ces conditions, le gain élevé à 1060 nm provoquera une émission laser parasite ou une émission spontanée amplifiée intense à cette longueur d'onde et interdira tout effet laser à 900 nm.

Dans le cadre d'un travail antérieur à cette thèse, Célia Bartolacci et l'équipe LIOA ont utilisé une fibre double gaine avec un cœur monomode (diamètre proche de 5 μm) et un profil d'indice particulier appelé profil en W ou encore profil à dépression d'indice. Ce profil d'indice agit comme un filtre passe-bas en longueur d'onde sur le mode fondamental et peut induire des pertes réparties très élevées à 1060 nm qui permettent d'éviter une amplification à cette longueur d'onde [Bartolacci 10bis]. Dans le cas de la fibre à profil en W dopée Nd³⁺ utilisée par l'équipe LIOA et réalisée par iXblue, une atténuation de plus de 50 dB/m a pu ainsi être obtenue autour de 1060 nm (fig. 1.13).

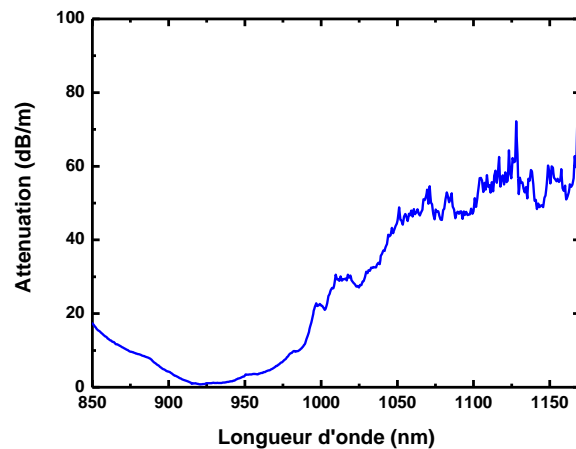


Figure 1.13 : Atténuation dans une fibre dopée Nd³⁺ à profil d'indice en W [Bartolacci 10bis]

Cette fibre a été utilisée pour amplifier des impulsions picosecondes dans une architecture MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) et a ainsi permis d'atteindre 1,6 W de puissance moyenne à 928 nm avec un faisceau monomode. La puissance infra-rouge a ensuite été doublée en fréquence dans un cristal de Niobate Lithium périodiquement polarisé (PPLN) pour obtenir 300 mW de puissance à 464 nm [Bartolacci 10]. Il est à noter qu'un système hybride (laser à solide/laser à fibre) a déjà permis d'atteindre 3 W de puissance moyenne à 457 nm en régime impulsionnel nanoseconde (~ 2 ns) [Kane 04]. Il s'agissait d'un système MOPA basé sur un cristal Nd:YVO₄ déclenché passivement à 914

nm et générant des impulsions amplifiées dans une fibre dopée Nd³⁺ comportant un profil à dépression d'indice.

Une fibre à profil en W présente néanmoins certaines limitations. Premièrement, les paramètres géométriques requis pour introduire une longueur d'onde de coupure à 1000 nm imposent des diamètres de cœur inférieurs à 7 μm [Bartolacci 10bis]. Or, comme évoqué précédemment, le seuil d'apparition des effets non-linéaires tels que l'effet Brillouin stimulé ou l'effet Raman stimulé est proportionnel à la surface du cœur (eq. [1.2] et [1.3]). Ces phénomènes apparaissent donc très rapidement dans les fibres en W, limitant la puissance de sortie à quelques Watts de puissance moyenne.

La formation d'agrégats d'ions Néodyme est un autre facteur limitant à prendre en compte. Un agrégat d'ions est un ensemble de plusieurs ions Néodyme suffisamment proches entre eux pour augmenter la probabilité des nombreux transferts d'énergie entre les ions. Ces transferts d'énergie entre ions néodyme proches conduisent alors à une désexcitation non-radiative quasiment instantanée [Davis 95]. Il s'agit d'un mécanisme de pertes non-négligeable puisque les agrégats d'ions absorbent la puissance de pompe sans participer à l'inversion de population. Ils sont donc responsables d'une baisse importante du rendement laser. Le pourcentage d'ions Néodyme en agrégats a été estimé à 40% voire 50% dans les fibres en W dopée Nd³⁺ précédemment utilisées par l'équipe LIOA. Il en résulte un rendement laser relativement faible, ne dépassant pas 20% à 920 nm par rapport à la puissance de pompage absorbée. Le taux d'agrégats peut cependant être réduit en diminuant la concentration en ions. Une réduction de la concentration implique néanmoins un allongement de la fibre, jusqu'à une longueur de plusieurs dizaines de mètres. L'augmentation des pertes de propagation et la diminution du seuil d'apparition des effets non linéaires limitent alors à nouveau l'efficacité et la puissance de sortie maximum du système laser. Malgré leur intérêt pour filtrer l'émission parasite à 1060 nm, les fibres dopées Nd³⁺ à profil d'indice en W ne sont donc pas la meilleure solution pour obtenir de fortes puissances moyennes ou des puissances crêtes élevées (>kW).

D'autres approches existent pour réaliser un filtrage spectral dans les fibres optiques. Les réseaux de Bragg à pas longs, par exemple, permettent d'atténuer une longueur d'onde spécifique. Ces réseaux sont caractérisés par une modulation périodique de l'indice de réfraction avec un pas de plusieurs dizaines ou centaines de μm , ce qui les distingue des miroirs de Bragg ayant des pas sub-micrométriques. Le principe repose sur

la conversion du mode fondamental en un mode de gaine co-propagatif. Les réseaux de Bragg à pas long peuvent être inscrits en utilisant plusieurs méthodes : par photo-inscription avec un laser UV continu ou un laser IR femtoseconde, par modulation du diamètre de la fibre (après chauffage par arc électrique ou laser CO₂), ou encore mécaniquement en pressant un réseau métallique gravé sur la fibre [Vengsarkar 96], [Chen 03]. Néanmoins, l'effet de filtrage spectral des réseaux à pas longs n'a jusqu'à présent pas été démontré pour des fibres à cœur large.

Une autre méthode de filtrage spectral repose sur le principe des fibres à bandes interdites photoniques. Dans ces fibres, le guidage du mode optique n'est assuré que dans certaines régions spectrales grâce à un effet de bande interdite photonique introduit par une structure de miroir de Bragg à deux dimensions plutôt que par un cœur comportant un indice de réfraction élevé, comme c'est le cas dans les fibres classiques à saut d'indice. Les bandes interdites photoniques sont par exemple obtenues dans des fibres possédant un profil d'indice en anneaux concentriques comportant différents indices de réfraction donnant lieu à ce qu'on appelle des fibres de Bragg [Yeh 78]. Il est également possible d'obtenir des bandes interdites dans des fibres comportant un arrangement périodique de barreaux de germanium autour du cœur [Wang 06] ainsi que dans certaines fibres micro-structurées comportant un cœur creux (hollow-core) et un motif spécifique de trous d'air dans la gaine [Bouwman 03]. Cependant, la réalisation de fibres à bandes interdites avec un cœur dopé est relativement complexe, cette solution ne sera donc pas retenue dans le cadre de ce travail de thèse.

I.3 Fibres LMA dopées Nd³⁺ à gaine réduite

I.3.1 Intérêt des fibres LMA à gaine réduite : modèle analytique simple

La solution développée au cours de cette thèse pour obtenir une émission laser efficace autour de 900 nm est d'utiliser une fibre dopée Nd³⁺ à grande aire modale (LMA pour Large Mode Area) et à gaine interne réduite. Par un modèle analytique simple, nous allons démontrer que l'augmentation du rapport diamètre de cœur sur diamètre de gaine est favorable à l'émission laser autour de 910 nm.

Afin de simplifier les équations, on considère seulement deux niveaux d'énergies E_1 et E_2 pour l'ion Néodyme, correspondant respectivement aux niveaux fondamental et

émetteur. En outre, on ne prend pas en compte l'influence des agrégats d'ions, ils seront cependant introduits dans la modélisation numérique développée par la suite. Enfin, nous nous plaçons dans le régime stationnaire et dans le cas simplifié où les populations et les flux sont indépendants de la position dans la fibre (donc constants le long de la fibre).

Les gains non-saturés encore appelés gains « faible signal » à 910 nm et 1060 nm sont alors donnés par les relations suivantes :

$$G^{910} = e^{(\sigma_{em}^{910} \cdot N_2 - \sigma_{abs}^{910} \cdot N_1) \cdot L}$$

$$G^{1060} = e^{\sigma_{em}^{1060} \cdot N_2 \cdot L} \quad [1.6]$$

avec N_1 et N_2 les populations des niveaux d'énergie E_1 et E_2 , L la longueur de la fibre et σ_{em}^λ et σ_{abs}^λ respectivement les sections efficaces d'émission stimulée et d'absorption depuis le niveau fondamental à la longueur d'onde λ .

On introduit le paramètre η correspondant à la fraction d'ions Nd^{3+} portés dans le niveau excité :

$$\eta = \frac{N_2}{N_t} \quad [1.7]$$

De plus, les populations N_1 et N_2 sont reliées à la concentration volumique N_t en ions Nd^{3+} :

$$N_1 + N_2 = N_t \quad [1.8]$$

Cela nous permet de réécrire les équations [1.6] pour les exprimer seulement en fonction de η , N_t et L :

$$G^{910} = e^{((\sigma_{em}^{910} + \sigma_{abs}^{910}) \cdot \eta - \sigma_{abs}^{910}) \cdot N_t \cdot L} \quad [1.9]$$

$$G^{1060} = e^{\sigma_{em}^{1060} \cdot \eta \cdot N_t \cdot L} \quad [1.10]$$

L'objectif étant d'obtenir un rendement laser élevé autour de 910 nm, l'optimisation de la fibre doit bien sûr mener à la diminution du gain à 1060 nm afin de réduire l'ESA à cette même longueur d'onde. Le gain autour de 910 nm, même s'il sera toujours inférieur au gain à 1060 nm, doit cependant être maintenu à une valeur supérieure à 10 dB afin de compenser les pertes et d'atteindre le seuil de l'oscillation laser. Par conséquent, le facteur

de mérite M choisi pour l'optimisation de la fibre sera le rapport entre le gain à 910 nm et le gain à 1060 nm :

$$M = \frac{G^{910}}{G^{1060}} \quad [1.11]$$

Le facteur M peut donc s'écrire :

$$M = e^{((\sigma_{em}^{910} + \sigma_{abs}^{910} - \sigma_{em}^{1060}) \cdot \eta - \sigma_{abs}^{910}) \cdot N_t \cdot L} \quad [1.12]$$

Il est nécessaire de noter que l'argument de l'exponentiel est, d'une part, toujours négatif et, d'autre part, directement proportionnel au produit $N_t \cdot L$. Comme attendu, la valeur de M sera donc toujours inférieure à 1 quelle que soit la géométrie de la fibre, la concentration en ions Nd³⁺ ou la puissance du pompage. On peut cependant s'apercevoir que le rapport des gains peut être augmenté en diminuant la concentration en ions Nd³⁺ et/ou en diminuant L . Réduire ces deux derniers paramètres implique bien sûr une diminution rapide de l'absorption de la puissance de pompe, ce qui ne peut être réellement envisagé si l'objectif à atteindre est un rendement de conversion laser élevé. Il est alors nécessaire de considérer la loi de Beer-Lambert que l'on adapte à la transmission d'un faisceau guidé dans la gaine interne d'une fibre double-gaine dopée :

$$T_{808} = e^{-\sigma_{abs}^{808} \cdot A \cdot N_t \cdot L} \quad [1.13]$$

Où A est le rapport entre l'aire du cœur de rayon r_c et l'aire de la gaine de rayon r_g :

$$A = \frac{r_c^2}{r_g^2} \quad [1.14]$$

On peut donc en conclure qu'une réduction du produit $N_t \cdot L$ doit s'accompagner d'une augmentation du rapport A afin de maintenir une absorption élevée de l'intensité de pompage. Nous justifions ainsi l'utilisation de fibre dopée Nd³⁺ à large aire modale et à gaine interne réduite.

Cependant, l'augmentation du rapport A implique également une inversion de population plus élevée pour un gain à 910 nm et une concentration N_t donnés (eq. [1.9] et [1.10]), ce qui aura tendance à réduire le facteur de mérite M (eq. [1.12]). Ce phénomène est illustré sur la figure 1.11 et entraînera donc la nécessité de limiter l'inversion de population. En configuration laser, cela impliquera l'utilisation d'un miroir de sortie avec

un coefficient de réflexion relativement élevé afin de diminuer les pertes intra-cavité (Chapitre I, paragraphe I.2.3). Le seuil laser sera atteint pour une puissance de pompe plus faible, ce qui réduira l'inversion de population. En régime d'amplification, l'inversion de population devra être réduite en saturant le gain de manière excessive, ce qui peut être réalisé en augmentant la puissance du signal d'entrée à des valeurs bien supérieures à la puissance de saturation théorique (Chapitre II, paragraphe II.1).

Afin d'estimer quelle géométrie de fibre serait envisageable pour un fonctionnement laser efficace à 910 nm, nous avons calculé l'évolution théorique du gain « faible signal » à 1060 nm en fonction du rapport entre le diamètre de gaine et le diamètre de cœur (fig. 1.14). Pour cela, l'absorption non-saturée à 808 nm est fixée à 75%, ce qui permet d'en déduire la valeur du produit $N_t L$ pour une valeur de A donnée (eq. [1.13]). Le gain à 910 nm est fixé à 20 dB afin de simuler une cavité laser caractérisée par des pertes importantes. Il est alors possible d'extraire la valeur du paramètre η de l'équation [1.9] puis de calculer le gain à 1060 nm pour une valeur de A donnée. Sur la figure 1.14, le gain à 1060 nm est représenté en fonction du rapport diamètre de gaine sur diamètre de cœur, ce qui correspond à $1/\sqrt{A}$.

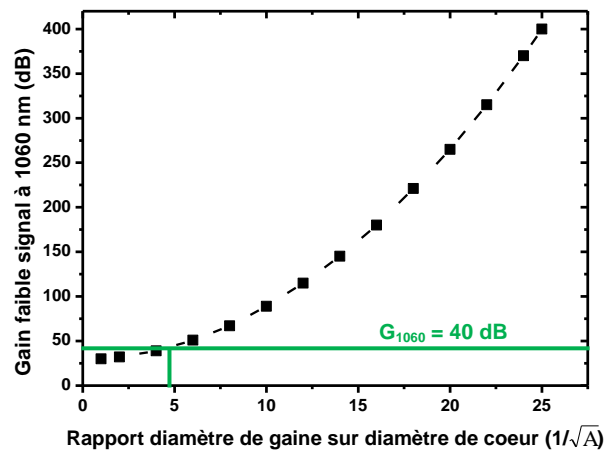


Figure 1.14 : Evolution du gain non-saturé théorique à 1060 nm en fonction de la géométrie de la fibre pour un gain de 20 dB à 910 nm et une absorption de la pompe faible signal égale à 75%

Nous pouvons rappeler que la réduction du gain à 1060 nm a pour unique objectif d'éviter une trop forte puissance d'émission spontanée amplifiée à 1060 nm. Pour cela, il est généralement admis qu'un gain non-saturé de 35-40 dB ne provoquera pas une forte montée en puissance de l'ESA si toutes les précautions sont prises pour supprimer les retours optiques aux deux extrémités de la fibre. A partir de l'exemple présenté sur la figure 1.14, il peut être déduit que le rapport entre le diamètre de gaine et le diamètre de cœur doit être inférieur à 5 (donc A doit être supérieur à $\frac{1}{25}$).

Il est important de noter que cette géométrie de fibre devrait également permettre d'augmenter le rendement laser à 900 nm, notamment en comparaison avec la fibre dopée Nd³⁺ à profil d'indice en W donc indépendamment de la transition à 1060 nm. En effet une réduction significative de la concentration en ions Nd³⁺ aura pour conséquence de limiter la formation d'agrégats d'ions Nd³⁺. Cet effet a, par exemple, été démontré pour la formation d'agrégats d'ions Erbium par Wagener et collaborateurs [Wagener 93]. Une réduction importante du taux d'agrégats et l'augmentation conséquente du rendement laser autour de 910 nm par rapport à la géométrie de fibre en W seront notamment vérifiées dans la suite de cette thèse (paragraphe I.3.3).

Afin de résumer de manière concrète les propriétés intéressantes des fibres LMA à gaine interne réduite, nous pouvons considérer dans un premier temps une fibre double-gaine standard (5/125) dont le paramètre A est égal à $\frac{1}{625}$. Dans ce cas, le gain faible signal théorique (en l'absence d'ESA) à 1060 nm est égal à 400 dB et le pourcentage d'ions dans l'état excité η est égal à 13%. Si l'on choisit maintenant un rapport de 4 entre les diamètres de gaine et de cœur, ($A = \frac{1}{16}$), le gain à 1060 nm est réduit à une valeur proche de 40 dB alors que l'inversion de population est maintenant égale à 48% tandis que le taux de dopage nécessaire pour avoir la même absorption à 808 nm est 40 fois plus faible. C'est d'ailleurs cette dernière géométrie qui sera retenue pour la fabrication de la première fibre LMA dopée Nd³⁺. Ce calcul est cependant approximatif, la saturation de l'absorption à la longueur d'onde de pompage ou la présence d'agrégats d'ions Nd³⁺ ne sont par exemple pas considérées. Une modélisation numérique plus complète sera mise en œuvre dans le paragraphe I.3.3 afin d'optimiser de manière précise le design des futures fibres LMA dopées Nd³⁺.

I.3.2 Résultats préliminaires : fibre LMA 20/80

Avant le début de cette thèse, l'équipe LIOA a donc décidé d'opter pour un rapport de 4 entre le diamètre de gaine et de cœur compte tenu des résultats obtenus par le modèle analytique simple. Le diamètre de cœur a été choisi égal à 20 μm afin d'éviter un fonctionnement laser trop multimode tout en repoussant le seuil d'apparition des effets non-linéaires d'un facteur 16 par rapport à une fibre monomode standard. Le diamètre de gaine a été choisi égal à 80 μm de manière à assurer un couplage efficace du faisceau de

pompe dans la gaine. Cette géométrie particulière de fibre n'existe pas commercialement, la première fibre LMA a donc été réalisée par iXblue. La fibre reçue est à géométrie circulaire et possède un cœur dopé d'ouverture numérique égale à 0,08 ($V = 5,5$). Le revêtement de protection est un polymère « bas-indice » qui assure une ON de la gaine égale à 0,45.

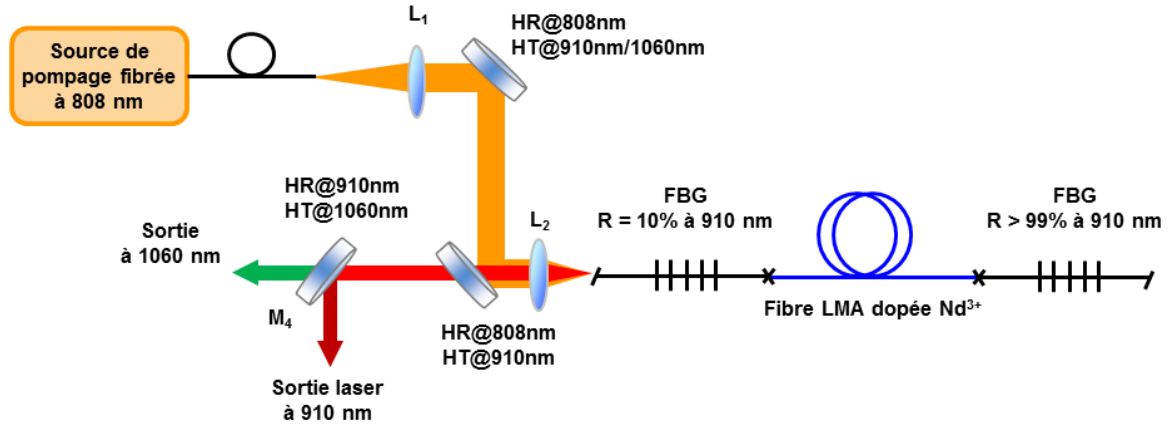


Figure 1.15 : Montage expérimental du laser continu à 910 nm utilisant deux réseaux de Bragg résonants

Afin de vérifier qu'il est possible de s'affranchir de la compétition entre les deux transitions laser à 910 nm et 1060 nm, un premier laser à fibre a été réalisé. Le montage, présenté sur la figure 1.15, utilise des réseaux de Bragg (FBG pour Fiber Bragg Grating) à 910 nm photo-inscrits dans le cœur d'une fibre 20/80 passive et également réalisés par iXblue. La source de pompe est un module à semi-conducteur (LIMO, Lissotschenko Mikrooptic) fonctionnant en régime continu et délivrant une puissance maximale de 60 W sur une fibre de 100 μm et d'ON 0,22. Le module de pompe est asservi en température autour de 16°C grâce à un système de refroidissement à eau.

Le diamètre non-standard de la gaine de la fibre ne nous a pas permis d'utiliser un combineur pompe/signal commercial et le couplage dans la gaine du faisceau de pompe a donc été réalisé en espace libre. Après réflexion sur deux miroirs dichroïques ($R \sim 95\%$ à 808 nm et $T > 95\%$ sur la plage 870 – 1100 nm), le faisceau de pompe est donc injecté dans la gaine via le couple de lentille L₁ et L₂ de distances focales respectives 15 mm et 7,5 mm permettant d'obtenir théoriquement un faisceau de pompe de diamètre 50 μm et d'ON 0,44 sur la facette d'entrée de la fibre. Après le passage par les différents éléments optiques, seulement 80% de la puissance de pompe est injectée dans la gaine de la fibre LMA, ce qui correspond à une puissance maximale injectée de 46 W.

Dans le montage expérimental, les facettes des deux réseaux de Bragg soudés de part et d'autre de la fibre LMA dopée sont clivées avec un angle proche de 10° afin d'éviter

le guidage des réflexions de Fresnel dans le cœur, ce qui pourrait favoriser l'oscillation laser à 1064 nm. Comme le montre la figure 1.16, ce montage a permis l'obtention d'une puissance laser record égale à 20 W à 910 nm au maximum de pompe et une efficacité de conversion laser de 44% à cette puissance [Laroche 13].

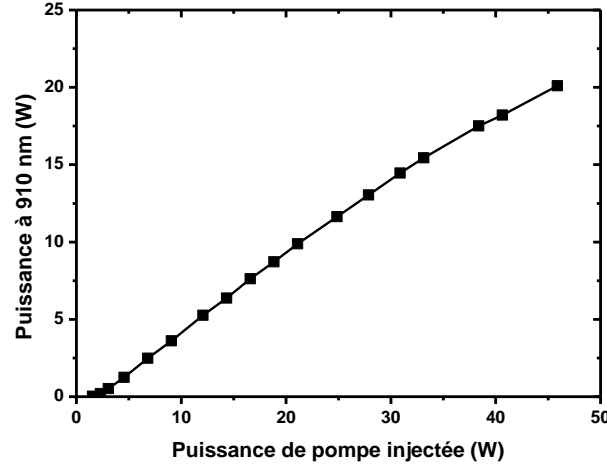


Figure 1.16 : Courbe de rendement du laser à 910 nm

La qualité spatiale du faisceau laser en sortie de fibre optique peut être estimée à partir de la mesure du facteur M^2 défini par le rapport de la divergence angulaire du faisceau étudié sur la divergence d'un faisceau gaussien parfait. Un facteur $M^2=1$ correspond à un faisceau gaussien parfait, donc limité par diffraction. Le mode fondamental LP01 d'une fibre correspond quant à lui à un faisceau quasiment gaussien avec facteur M^2 très proche de 1. Inversement, un faisceau dont le paramètre M^2 est supérieur à 1 implique une dégradation de sa qualité spatiale. Pour déterminer ce paramètre M^2 , le faisceau laser est focalisé à l'aide d'une lentille et l'évolution du rayon du faisceau au cours de sa propagation est mesurée autour du point de focalisation (waist) pour être comparée à l'évolution théorique d'un faisceau parfaitement gaussien.

La mesure du rayon du faisceau est réalisée grâce à un profileur de faisceau (Beam' R2 Dataray Inc) translaté au moyen d'un moteur (apt-dc servo controller THORLABS) selon la direction de propagation du faisceau. L'appareil mesure le rayon du faisceau $\omega(z)$ en fonction de la distance z .

On obtient alors l'évolution de $\omega(z)$ que l'on ajuste avec l'expression [1.15] afin de déterminer la valeur du paramètre M^2 :

$$\omega(z) = \omega_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z \cdot M^2 \cdot \lambda}{\pi \cdot \omega_0^2} \right)^2} \quad [1.15]$$

Sur la figure 1.17, la divergence obtenue avec la fibre LMA 20/80 est comparée à la divergence d'un faisceau gaussien parfait (paramètre $M^2 = 1$). Comme on pouvait s'y attendre compte tenu du paramètre V égal à 5,5 pour la fibre étudiée, le laser à fibre montre un comportement multimodal donnant lieu à une qualité spatiale de faisceau médiocre avec un paramètre M^2 égal à 3 au maximum de la puissance de pompage.

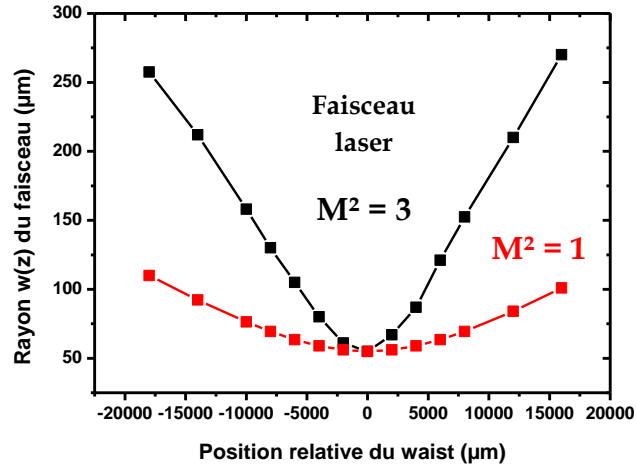


Figure 1.17 : Comparaison entre la divergence du faisceau du laser à fibre LMA et celle d'un faisceau gaussien parfait

La cavité formée par les deux réseaux de Bragg, bien qu'ayant de très bonnes performances en terme de puissance de sortie, présente donc une qualité spatiale de faisceau relativement médiocre. En outre, le fait d'avoir une cavité entièrement fibrée empêche l'utilisation de la fibre LMA en régime impulsionnel ainsi que son accord en longueur d'onde par un élément sélectif en longueur d'onde.

La première étape de cette thèse a donc été de caractériser les performances laser de la fibre LMA dans une configuration laser sans miroirs fibrés, par conséquent avec une partie de la cavité en espace libre. La figure 1.18 représente le montage expérimental modifié, utilisé pour réaliser un laser à fibre « en espace libre » à partir de la fibre LMA 20/80 dopée Nd³⁺.

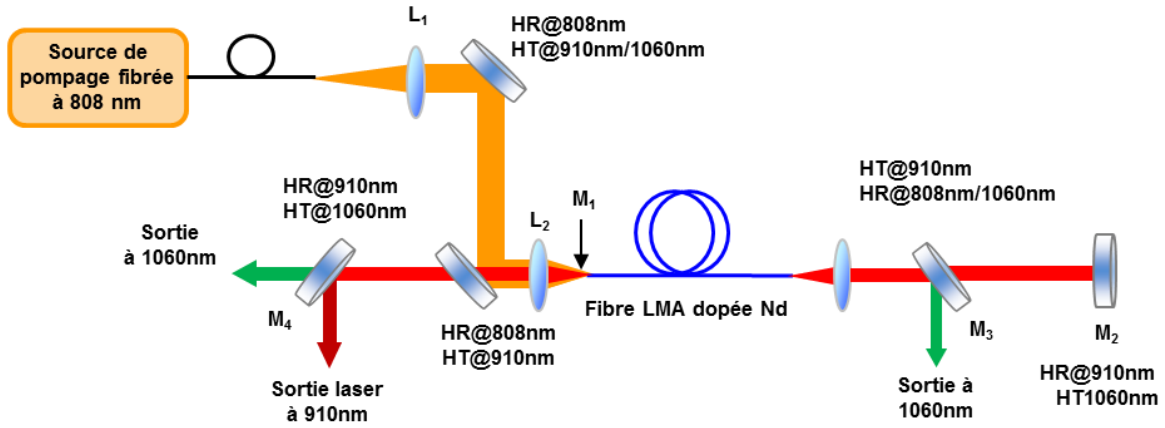


Figure 1.18 : Montage expérimental du laser à fibre en espace libre

Afin de limiter l'effet laser à 1064 nm et d'obtenir un fonctionnement à 910 nm, un miroir hautement réfléchissant à 1060 nm orienté à 45° a été ajouté dans la cavité pour supprimer l'émission spontanée amplifiée à 1060 nm (M_3). Le miroir M_3 sert également à évacuer la puissance de pompe à 808 nm transmise. Le résonateur optique est formé à une extrémité par un miroir possédant une réflexion proche de 100% à 910 nm (miroir M_2) et de haute transmission à 1064 nm et à l'autre extrémité par la facette clivée à angle droit de la fibre LMA correspondant au miroir de sortie M_1 .

Dans le cas de la fibre LMA dont le cœur possède un indice de 1,46, le coefficient de réflexion de Fresnel est d'environ 3,5%. Du côté du miroir de fond de cavité, la facette de la fibre est au contraire clivée avec un angle $>10^\circ$ pour supprimer la réflexion de Fresnel et ainsi éviter une oscillation laser à 1060 nm. Néanmoins, malgré les précautions prises pour bloquer l'émission à 1060 nm, nous avons observé que l'effet laser a lieu simultanément à 910 nm et 1060 nm. En sortie, un miroir dichroïque M_4 permet d'accéder aux puissances de sortie à ces deux longueurs d'onde.

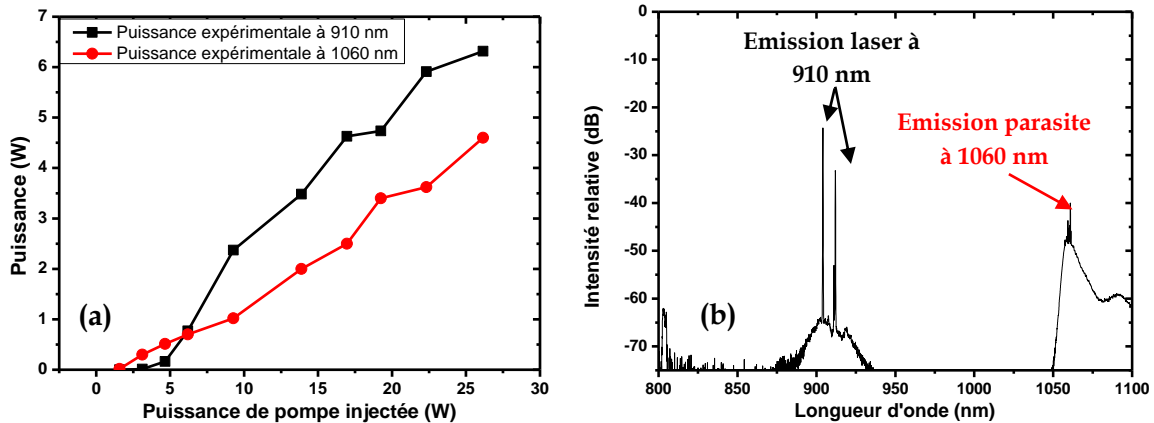


Figure 1.19 : Courbe de rendement laser à 910 nm et puissance laser/ESA à 1060 nm pour une cavité laser en espace libre (a) et spectre de l'émission laser associée (b)

La figure 1.19(a) présente la courbe de rendement laser autour de 910 nm de la fibre LMA en régime continu. Cette courbe a été obtenue après optimisation de la longueur de la fibre pour obtenir environ 75% d'absorption de la puissance de pompe en régime laser. En espace libre, la fibre LMA possède un rendement de seulement 30%. On remarque également que les différents points de la courbe ne sont pas parfaitement alignés, ce qui témoigne de la présence d'instabilités engendrées par la compétition entre les deux transitions laser à 910 nm et 1060 nm.

L'analyse spectrale en sortie du laser, présentée sur la figure 1.19(b), confirme que l'effet laser a également lieu à 1060 nm à cause de la facette clivée à angle droit, ce qui diminue inévitablement le rendement à 910 nm.

Une optimisation de la fibre dopée et de la cavité laser est donc nécessaire pour supprimer l'oscillation à 1060 nm et accéder à un fonctionnement en régime impulsionnel ou à l'accord en longueur d'onde. Pour cela, nous avons décidé de développer un modèle numérique simulant l'émission laser, en régime continu, aux deux transitions à 910 nm et 1060 nm. L'objectif est d'ajuster les diamètres de gaine et de cœur afin d'obtenir une puissance de sortie maximum à 910 nm tout en diminuant l'ESA à 1060 nm.

I.3.3 Modélisation numérique pour l'optimisation de la géométrie de la fibre

Afin de modéliser le fonctionnement laser continu, il nous faut établir les équations d'évolution des populations et des flux de photons à 910 nm et 1060 nm. Nous avons, au préalable, adopté plusieurs hypothèses afin de simplifier l'écriture de ces équations.

Les durées de vie des niveaux qui se désexcitent de manière non radiative ($^4F_{5/2}$, $^4H_{5/2}$ et $^4I_{11/2}$) sont très inférieures à la durée de vie du niveau émetteur $^4F_{3/2}$. Il est alors possible de considérer comme nulles les populations des niveaux $^4F_{5/2}$, $^4H_{5/2}$ et $^4I_{11/2}$. Le schéma à 6 niveaux d'énergies de la figure 1.5 est alors simplifiable en un schéma virtuel à 2 niveaux d'énergie, présenté sur la figure 1.20.

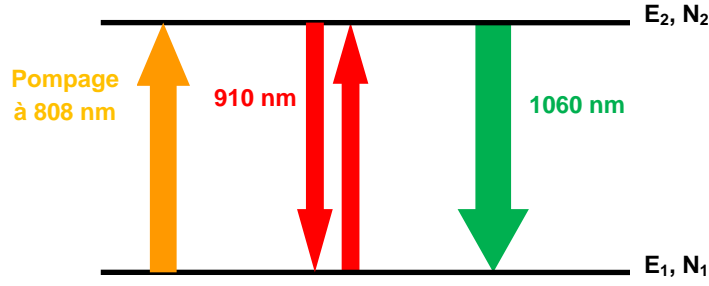


Figure 1.20 : Simplification du schéma à 6 niveaux d'énergie en un schéma 2 niveaux d'énergie

Avec :

- E_1 et E_2 , respectivement, les niveaux d'énergie $^4I_{9/2}$ et $^4F_{3/2}$
- N_1 et N_2 , respectivement, les densités de populations (en cm^{-3}) des niveaux $^4I_{9/2}$ et $^4F_{3/2}$

Après avoir appliqué ces simplifications, les équations d'évolution des populations des niveaux d'énergies 1 et 2 sont données par :

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = \frac{N_2(t)}{\tau_2} + (\sigma_{em}^{910} \cdot N_2(t) - \sigma_{abs}^{910} \cdot N_1(t)) \cdot \Phi_{910} + \sigma_{em}^{1060} \cdot N_2(t) \cdot \Phi_{1060} - \sigma_{abs}^{808} \cdot N_1(t) \cdot \Phi_{808} \quad [1.16]$$

$$N_1(t) + N_2(t) = N_t \quad [1.17]$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = -\frac{dN_1(t)}{dt} \quad [1.18]$$

σ_{em}^λ : Section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde λ

σ_{abs}^λ : Section efficace d'absorption depuis le niveau fondamental à la longueur d'onde λ

Φ_λ : Flux de photons à la longueur d'onde λ

N_t : Concentration en ions Néodyme

τ_2 : Durée de vie du niveau d'énergie E_2

Dans cette modélisation, nous nous intéressons seulement au régime continu ; nous utilisons donc l'approximation des régimes permanents. Ainsi les populations deviennent constantes au cours du temps, soit :

$$\frac{dN_2(t)}{dt} \text{ et } \frac{dN_1(t)}{dt} = 0 \quad [1.19]$$

L'évolution du flux de photons de pompe en fonction de la distance z de parcours dans la fibre est donnée par l'équation :

$$\frac{d\phi_{808}}{dz} = -N_1 \cdot \sigma_{abs}^{808} \phi_{808} \cdot A \quad [1.20]$$

avec A le rapport entre l'aire du cœur et de la gaine défini dans l'équation [1.14] :

Les flux de photons à 910 nm et 1060 nm évoluent quant à eux de la manière suivante :

$$\frac{d\phi_{910}}{dz} = N_2 \cdot \sigma_{em}^{910} \cdot \phi_{910} \cdot \Gamma_s - N_1 \cdot \sigma_{abs}^{910} \cdot \phi_{910} \cdot \Gamma_s \quad [1.21]$$

$$\frac{d\phi_{1060}}{dz} = N_2 \cdot \sigma_{em}^{1060} \cdot \phi_{1060} \cdot \Gamma_s \quad [1.22]$$

Γ_s est le facteur de recouvrement entre un mode gaussien se propageant dans la fibre et le cœur dopé. Par soucis de simplification, nous supposons que Γ_s est identique pour les deux longueurs d'onde. Il est estimé à 0,84 en considérant que le mode guidé est un mode LP01.

La méthode utilisée pour résoudre numériquement les équations de population et de flux est dite par différences finies : la fibre est divisée en N_z sections de longueur Δz égale à 0,5 cm et les dérivées spatiales des flux deviennent des différences entre les flux de deux sections consécutives du cœur dopé. Le flux de la section d'abscisse z est par exemple calculé à partir du flux de la section $z-\Delta z$ et des populations de la section d'abscisse z . Les populations et les flux à 1060nm et 910 nm sont de plus calculés dans chaque section, dans le sens co-propagatif ϕ^+ (dans le sens de propagation des photons de pompe) et contra-propagatif ϕ^- . Ces flux co- et contra-propagatifs vérifient les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} \phi_{910}^+(z=0) &= R_1^{910} \cdot \phi_{910}^- + \phi_{ES}^{910} \\ \phi_{910}^-(z=L) &= R_2^{910} \cdot C \cdot \phi_{910}^+(z=L) + \phi_{ES}^{910} \\ \phi_{1060}^+(z=0) &= R_1^{1060} \cdot \phi_{1060}^- + \phi_{ES}^{1060} \\ \phi_{1060}^-(z=L) &= R_2^{1060} \cdot C \cdot \phi_{1060}^-(z=L) + \phi_{ES}^{1060} \end{aligned} \quad [1.23]$$

avec L la longueur de la cavité, R_i^λ les coefficients de réflexion de chacun des deux miroirs ($i = 1$ ou $i = 2$) à la longueur d'onde λ et C un facteur de transmission lié aux pertes par

couplage dans la fibre optique après réflexion sur le miroir M_2 (le paramètre C apparaît lorsque M_2 n'est pas un miroir fibré).

Plusieurs méthodes existent dans la littérature pour quantifier l'émission spontanée dans les fibres. On peut par exemple citer le facteur de Desurvire [Desurvire 94]. Cependant, ces méthodes se sont avérées peu concluantes dans notre cas. Nous avons donc choisi d'utiliser une méthode plus empirique pour introduire l'ESA dans le modèle. Un paramètre d'émission spontanée sous forme d'un flux de photons Φ_{ES}^λ est introduit dans les équations [1.23] et sera ensuite amplifié dans la fibre afin de simuler l'émission spontanée amplifiée. Φ_{ES}^λ est un paramètre ajustable qui correspond à une faible puissance (< 5 mW) injectée dans le cœur à chaque extrémité de la fibre. Ce paramètre sert également à démarrer le processus laser.

Enfin, les calculs de flux et de populations sont effectués sur 20 allers-retours jusqu'à ce que les populations convergent vers des valeurs stables. La figure 1.21 présente un schéma qui résume le principe de fonctionnement de la simulation.

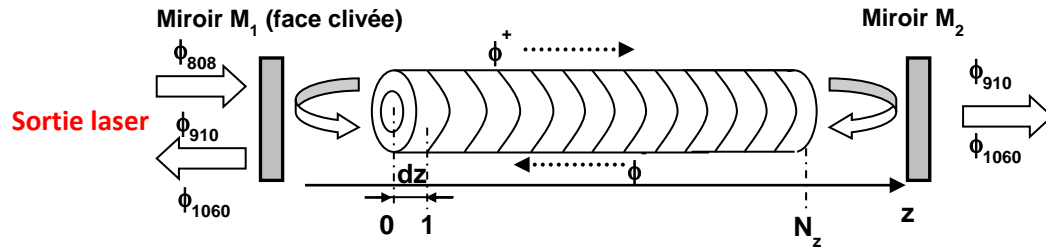


Figure 1.21 : Schéma de la cavité laser modélisée

La simulation permet alors d'extraire les flux ϕ_{910} et ϕ_{1060} aux deux extrémités de la cavité. Le tableau 1.1 fournit les valeurs des différents paramètres fixés dans la simulation correspondant à la fibre LMA 20/80 fournie par iXblue et au montage de la figure 1.18.

Constante	Valeur	Constante	Valeur
Γ_s	0,84	N_t	$6.10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$
R_1^{910}	0,035	σ_{em}^{910}	6.10^{-21} cm^2
R_2^{910}	1	σ_{abs}^{910}	8.10^{-22} cm^2
R_1^{1064}	0,035	σ_{em}^{1064}	1.10^{-20} cm^2
R_2^{1064}	0	σ_{abs}^{808}	$1,2.10^{-20} \text{ cm}^2$
C	0,85	τ_2	490 μs
L	450 cm		

Tableau 1.1 : Valeurs des différents paramètres utilisés dans la modélisation pour la cavité laser de la figure 1.21

Avant d'optimiser la géométrie de la fibre à partir de ce modèle, nous devons tout d'abord ajuster séquentiellement deux paramètres essentiels à partir de données expérimentales.

Le premier paramètre ajusté est le taux d'agrégats T_c . Les ions Nd^{3+} en agrégats ne peuvent être portés dans leur état excité mais absorbent néanmoins une partie du flux de pompage et du flux signal à 910 nm. Ils représentent par conséquent un mécanisme de perte non négligeable. L'équation [1.17] doit par conséquent être modifiée afin de tenir compte du fait que la concentration des ions Nd^{3+} participant à l'inversion de population est réduite par un facteur $1-T_c$:

$$N_1(t) + N_2(t) = N_t(1 - T_c) \quad [1.24]$$

La présence de ce paramètre implique des conséquences sur les autres équations de populations et de flux et aura donc une influence directe sur le rendement laser aux deux longueurs d'onde. Pour estimer ce taux d'agrégats, nous nous sommes servis de deux séries de mesures réalisées en configuration laser avec la fibre LMA dopée. Dans les deux cas, une seule longueur d'onde (910 nm ou 1060 nm) est émise. Dans la première série de mesure, les miroirs de la cavité sont adaptés pour n'autoriser que l'émission à 910 nm (montage de la figure 1.15 avec les réseaux de Bragg). Dans la seconde série de mesure, nous reprenons la cavité de la figure 1.18 dans laquelle nous remplaçons le miroir M_2 par un miroir hautement réfléchissant à 1060 nm. Dans ce cas, le laser fonctionne uniquement à cette longueur d'onde.

En procédant par ajustements successifs, la même valeur de 14% d'ions Nd³⁺ en agrégats permet le meilleur accord entre simulation et résultats expérimentaux. La figure 1.22 présente, pour ce taux d'ions Nd³⁺ en agrégats, les courbes expérimentales et simulées de la puissance laser émise aux deux longueurs d'onde, 910 nm et 1060 nm, en fonction de la puissance de pompage à 808 nm. Ce taux d'agrégats a un impact important sur les performances lasers : en prenant un taux de 5% au lieu de 14% dans le modèle numérique, la puissance maximale à 910 nm passe de 21 W à 27 W pour une puissance de pompe de 46 W et atteint même 31 W lorsqu'on prend une valeur nulle pour T_c .

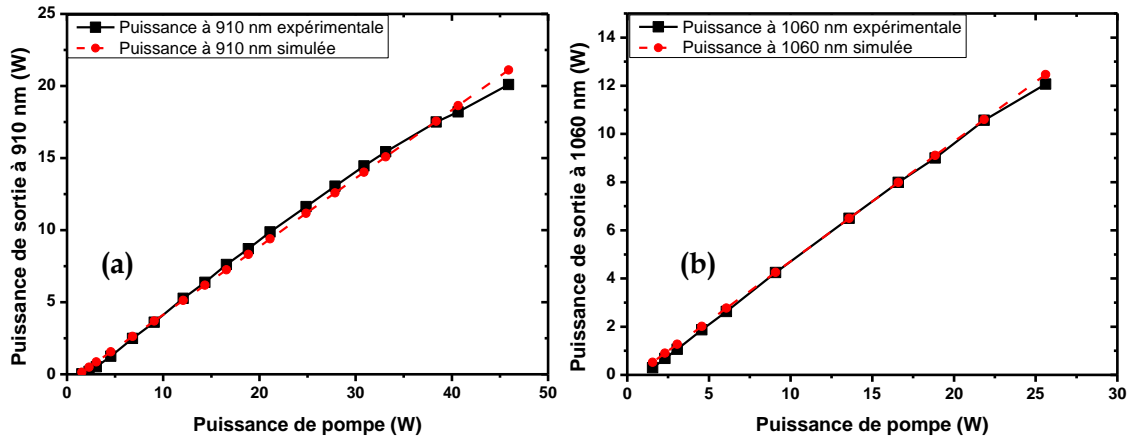


Figure 1.22 : Détermination du taux d'agrégats T_c après ajustement entre les courbes laser expérimentales (noir) et simulées (rouge) à 910 nm (a) et 1060 nm (b). T_c est ainsi estimé à 14%.

Dans les courbes précédentes, l'oscillation n'ayant lieu qu'à une seule longueur d'onde, la valeur de Φ_{ES}^λ avait donc très peu d'impact sur les puissances à 910 et 1060 nm. Cependant, dans le cas d'un fonctionnement simultané à 910 nm et 1060 nm, le choix de la valeur de Φ_{ES}^λ devient très important et nécessite également un ajustement à partir de données expérimentales.

L'ajustement de Φ_{ES}^{1060} est réalisé à partir de la mesure expérimentale des puissances d'ESA co-propagative et contra-propagative à 1060 nm. Pour cette mesure, le miroir M_2 de la figure 1.18 est retiré, ce qui correspond à la « configuration ESA ». L'effet laser ne peut alors être obtenu et cette géométrie permet d'accéder uniquement à l'émission spontanée amplifiée à 1060 nm. En effet, la puissance d'ESA à 910 nm est quasiment nulle du fait de la réabsorption depuis le niveau fondamental et de la section efficace d'émission stimulée plus faible.

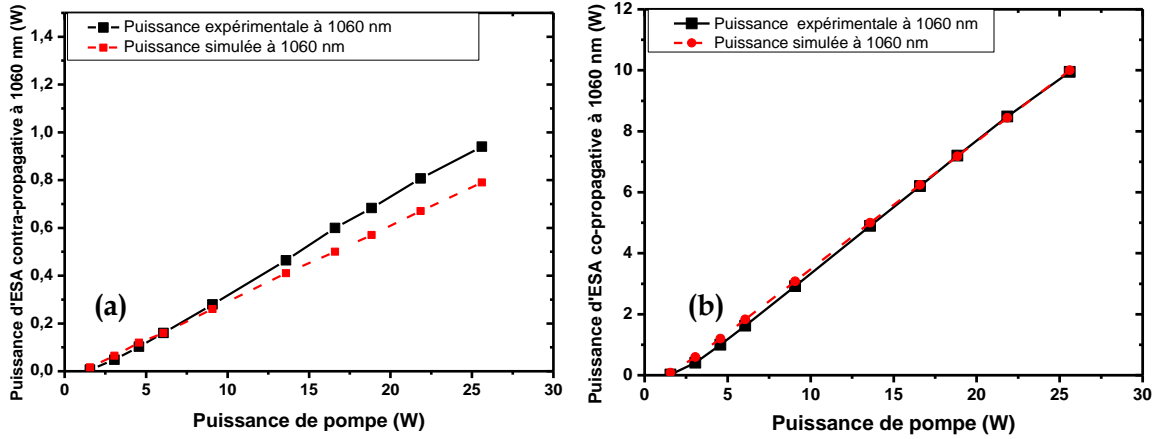


Figure 1.23 : Détermination de Φ_{ES}^{1060} par ajustement entre résultats expérimentaux (noir) et simulés (rouge) en configuration ESA à 1060nm dans le sens contra-propagatif (a) et co-propagatif (b)

On détermine la valeur de Φ_{ES}^{1060} en prenant pour hypothèse que cette valeur dépend linéairement de la puissance de pompage. On fera donc varier linéairement Φ_{ES}^{1060} selon la puissance de pompage, ce qui correspond à des puissances injectées de part et d'autre de la fibre allant de la centaine de μW à quelques mW.

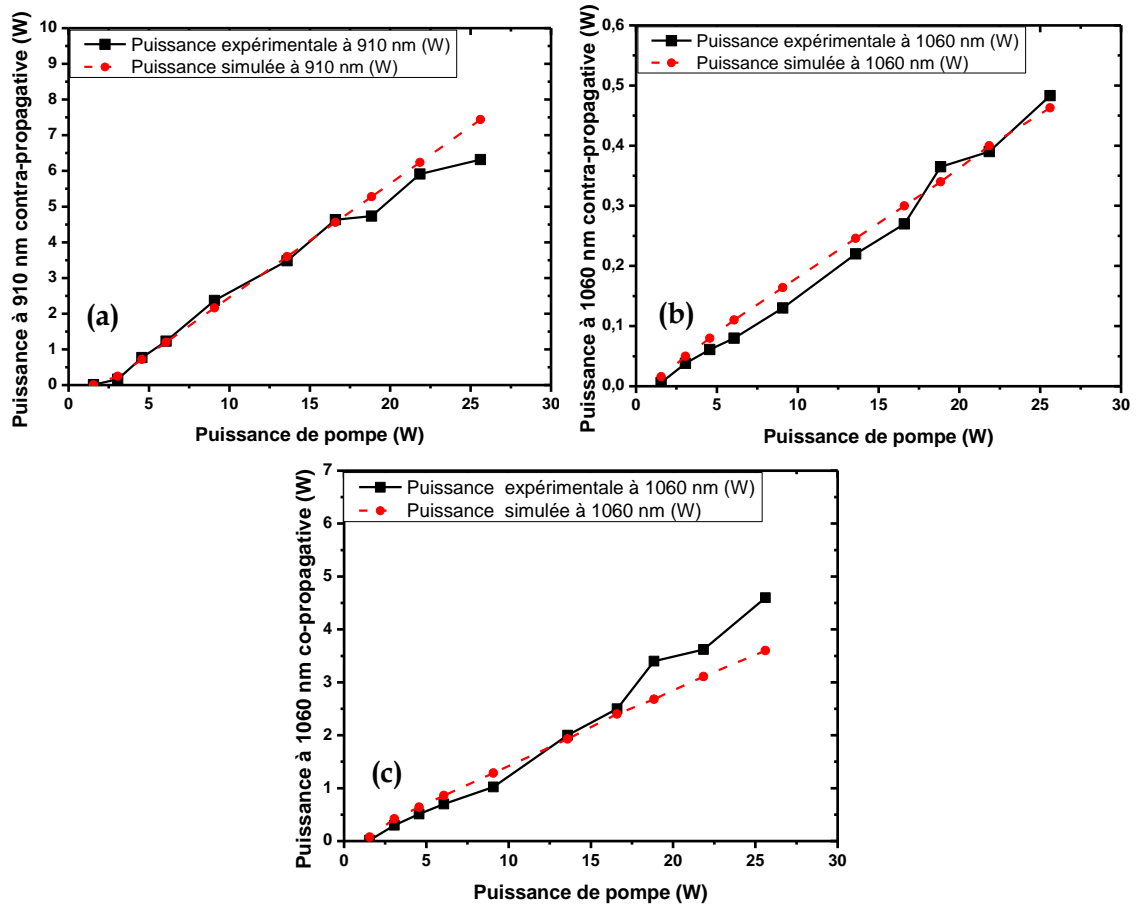


Figure 1.24 : Comparaison entre résultats expérimentaux (noir) et simulés (rouge) en configuration laser, puissances de sortie à 910 nm (a) et puissances à 1060 nm dans le sens contra-propagatif (b) et co-propagatif (c)

Après avoir déterminé les valeurs des paramètres T_c et Φ_{ES}^{1060} , nous nous sommes placés en configuration laser selon le schéma expérimental de la figure 1.18. Pour cela, le paramètre Φ_{ES}^{910} est arbitrairement choisi égal à Φ_{ES}^{1060} car la puissance d'ESA à 910 nm reste négligeable par rapport à la puissance d'ESA à 1060 nm et n'a donc pas d'impact sur les résultats laser. Les paramètres utilisés pour les simulations sont ceux du tableau 1.1. La comparaison entre les simulations et les résultats expérimentaux est présentée sur les figures 1.24. On peut alors vérifier le bon accord entre résultats expérimentaux et simulés après ajustement des paramètres T_c et Φ_{ES}^{1060} . Nous avons confirmé que seule la valeur de Φ_{ES}^{1060} avait un impact sur le résultat des simulations. Ces résultats permettent donc de valider le modèle et de l'utiliser pour l'optimisation de la géométrie de la fibre.

I.3.4 Optimisation des paramètres de la cavité

Nous allons désormais utiliser ce modèle numérique pour optimiser la géométrie de la fibre et les caractéristiques de la cavité laser. Compte tenu de la qualité spatiale de faisceau médiocre obtenue avec la première fibre LMA, nous avons choisi de réduire le diamètre du cœur à 15 μm ce qui permettrait de réduire le nombre de modes guidés et ainsi d'améliorer la qualité spatiale de l'émission laser.

Dans les conditions du montage de la figure 1.18, nous avons donc calculé l'évolution de la puissance à 910 nm prédite par le modèle en fonction du diamètre de gaine pour un diamètre de cœur fixé à 15 μm , une puissance de pompe de 46 W et une puissance de pompe absorbée au seuil constante.

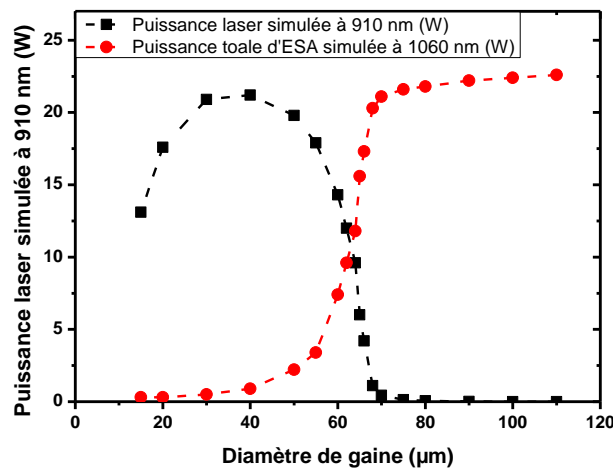


Figure 1.25 : Evolution de la puissance de sortie à 910 nm (noir) et à 1060 nm (rouge) en fonction du diamètre de gaine pour un diamètre de cœur fixé à 15 μm

La figure 1.25 montre que si le diamètre de gaine est supérieur à 70 μm , l'effet laser bascule complètement sur l'émission à 1060 nm en raison d'un gain à cette longueur d'onde trop élevé. On remarque également que pour des diamètres de gaine inférieurs à 30 μm , la puissance laser à 910 nm diminue, le diamètre le plus adapté étant égal à 40 μm . Cet effet est directement lié à la présence d'ions Nd³⁺ en agrégats. Quand l'inversion de population augmente, la proportion d'ions en agrégats parmi les ions restés dans leur l'état fondamental devient plus élevée. Le flux signal subit par conséquent des pertes plus importantes. Ce phénomène explique également le fait que la puissance à 1060 nm augmente légèrement lorsqu'on augmente le diamètre de gaine puisque l'inversion de population devient cette fois de moins en moins élevée.

L'optimum de puissance laser à 910 nm semble être atteint pour un diamètre de gaine proche de 40 μm . Nous avons néanmoins jugé que cela ne permettrait pas d'injecter efficacement le faisceau de pompe dans la gaine compte tenu des caractéristiques du module de pompage dont nous disposions ($\phi=100$ μm d'ON 0,22). Nous pouvons donc conclure de ces premiers résultats que la cavité laser choisie n'est pas adaptée à une émission laser efficace à 910 nm. Nous allons désormais étudier les conditions sur les coefficients R_1 et R_2 de la cavité pour favoriser l'oscillation à 910 nm tout en conservant une géométrie de fibre avec un diamètre de cœur de 15 μm . Dans la configuration de la figure 1.18, la réflexion de Fresnel sur la facette clivée à angle droit ($R = 3,5\%$ à 910 et 1060 nm) est responsable de l'amplification de l'ESA à 1060 nm, ce qui vient réduire le gain à 910 nm. Lorsque l'on choisit un miroir de sortie M_1 caractérisé par une réflexion nulle à 1060 nm et un coefficient de réflexion de 3,5% à 910 nm, les résultats issus du modèle, présentés sur la figure 1.26, montrent que le basculement entre l'effet laser à 910 nm et à 1060 nm se produit maintenant pour un diamètre de gaine de 80 μm . Il devient alors possible de choisir un diamètre de gaine de 60 μm , ce qui est compatible avec le module de pompage et permettrait néanmoins de conserver un rendement laser relativement élevé à 910 nm.

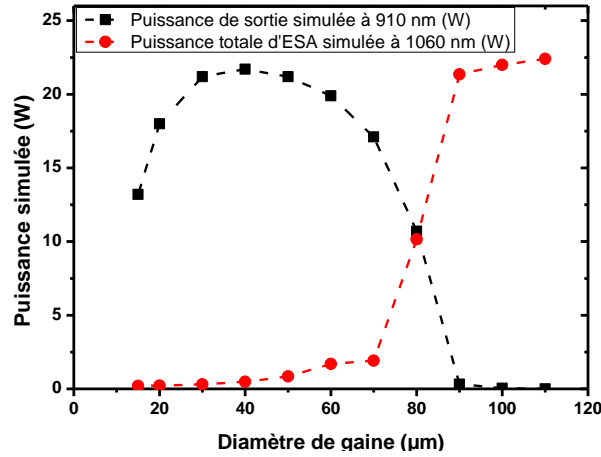
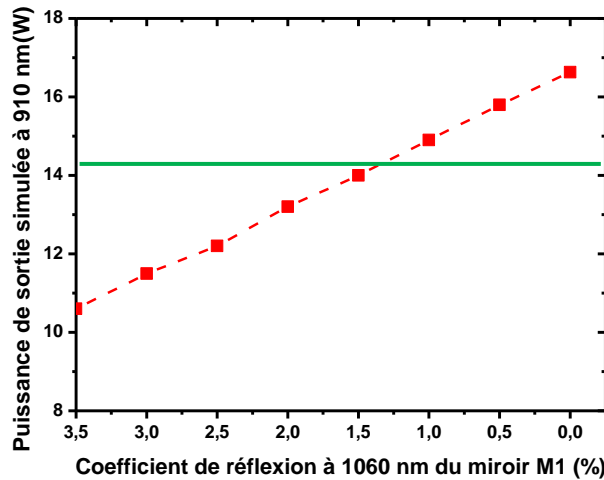


Figure 1.26 : Evolution des puissances de sortie à 910 nm (noir) et totale à 1060 nm (rouge) en fonction du diamètre de gaine pour un diamètre de cœur de 15 µm et un miroir M_1 non réfléchissant à 1060 nm

Cependant, si l'on souhaite éviter d'utiliser un miroir de Bragg, une réflexion nulle à 1060 nm signifie une facette clivée avec un angle $>10^\circ$ associée au miroir de sortie. Il faudra donc tenir compte d'un facteur de pertes supplémentaire lié au couplage en espace libre du signal après réflexion sur le miroir M_1 . Dans la simulation, ce paramètre a été défini comme le taux de couplage C . Ce taux de couplage est voisin de 85% contre 100% pour une configuration fibrée. La figure 1.27 présente l'évolution de la puissance de sortie à 910 nm en fonction du coefficient de réflexion à 1060 nm du miroir de sortie M_1 et en tenant compte des pertes par couplage estimées à 15% pour l'oscillation à 910 nm. Le coefficient de réflexion du miroir de sortie M_1 à 910 nm est quant à lui fixé à 3,5%. On constate que pour des coefficients de réflexion inférieurs à 1% à 1060 nm, la puissance à 910 nm dépasse celle obtenue dans la configuration de la figure 1.18 qui ne comportait pas de pertes par couplage sur le miroir de sortie.



Puissance à 910 nm dans le cas où le miroir de sortie correspond à une facette clivée à angle droit, c'est-à-dire $R_1^{910} = R_1^{1060} = 3,5\%$ et $C = 1$

Figure 1.27 : Evolution de la puissance de sortie à 910 nm calculée pour une fibre 15/60 en fonction du coefficient de réflexion à 1060 nm pour $R_1^{910} = 3,5\%$ et des pertes de couplage C fixées à 15%

Les tendances prédites par le modèle ont donc permis l'optimisation de la géométrie de la fibre afin de favoriser l'émission laser à 910 nm ainsi que l'optimisation de la cavité laser puisqu'une configuration entièrement en espace libre (deux facettes de fibre clivées avec un angle $>10^\circ$) semble donner les meilleurs résultats et ce, en dépit des pertes supplémentaires occasionnées par un couplage moins efficace.

Une nouvelle fibre a donc été réalisée par iXblue, avec des diamètres de cœur et de gaine respectivement égaux à 15 μm et 60 μm . Dans l'idéal, l'ouverture numérique de la gaine doit être la plus élevée possible de manière à favoriser le couplage du faisceau de pompage. La mise en œuvre d'une telle fibre est présentée dans la suite de ce chapitre.

I.4 Nouvelles fibres optimisées : accordabilité par réseau de diffraction et par VBG

I.4.1 Fabrication des fibres LMA

Les fibres LMA que nous avons étudiées et mises en œuvre dans ce travail de thèse sont réalisées par iXblue par méthode modifiée de dépôt chimique en phase vapeur (MCVD pour Modified chemical vapor deposition) [Nagel 82]. Pendant le processus de fabrication, il est possible d'avoir un contrôle très précis de l'indice de réfraction en diminuant l'indice par l'ajout de Fluor (sous forme de fréon CCl_2F_2) ou en l'augmentant par l'ajout de Germanium (sous forme de GeCl_4), permettant d'atteindre des ON de cœur aussi faibles que 0,05. En parallèle, des ions Aluminium sont ajoutés dans la composition du cœur pour limiter la formation d'agrégats d'ions Nd^{3+} [Monteil 04].

Par méthode MCVD, iXblue a réalisé deux types de préformes : une première préforme dont le cœur et la gaine ont une géométrie circulaire tandis que la deuxième préforme possède une gaine de forme octogonale et un cœur à géométrie elliptique. Dans les deux cas, l'ouverture numérique du cœur a été réduite à 0,06. Pour un cœur de 15 μm de diamètre, la fréquence normalisée V égale à 3,1 autorise donc une propagation quasiment monomode dans le cœur.

Les fibres LMA en notre possession au début de cette thèse étaient des fibres à gaine externe en polymère bas indice. En plus d'assurer la protection mécanique de la fibre en silice, cette gaine extérieure dont l'indice est proche de 1,36 assure également le guidage

du faisceau de pompe dans la gaine multimode. En présence de cette gaine externe de protection, l'ouverture numérique de la gaine est égale à 0,45, ce qui est proche de la valeur maximale qu'il est possible d'atteindre en utilisant une gaine externe de type polymère.

Une solution pour augmenter l'ouverture numérique de la gaine consiste à utiliser des fibres micro-structurées à gaine d'air. Ces fibres bien particulières sont fabriquées par la technique Stack and Draw [Pysz 14]. Cette méthode de fabrication consiste à empiler des capillaires, tubes creux de silice pure, autour de la préforme précédemment créée et d'insérer cet assemblage dans une canne en silice qui est ensuite tirée par fusion aux dimensions voulues. Les fibres ainsi réalisées sont appelées fibres à « gaine d'air ». Pour réaliser une telle fibre, iXblue a envoyé la préforme à géométrie circulaire à la plateforme de R&D sur les fibres optiques spéciales PERFOS, également basée à Lannion. PERFOS s'est ensuite occupée de la conversion de la préforme en fibre microstructurée à gaine d'air. L'avantage de ce type de fibre est que l'ouverture numérique de la gaine devient bien plus importante grâce à la présence des trous d'air qui diminuent fortement l'indice de réfraction moyen de la gaine extérieure. Ainsi, par cette méthode, l'ON de la gaine interne peut être augmentée de 0,45 à 0,6, ce qui autorise l'injection d'un faisceau de pompage de diamètre et d'ON donnés sur des diamètres de gaine plus petits en comparaison d'une gaine externe polymère classique [Sahu 01]. La section d'une fibre à gaine d'air est illustrée sur la figure 1.28.

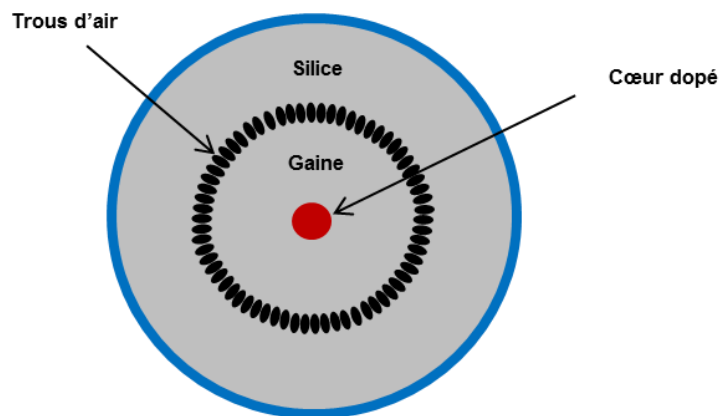


Figure 1.28 : Section d'une fibre à gaine d'air

Les tests réalisés sur ces deux types de fibre sont présentés dans les paragraphes suivants, dans la configuration expérimentale décrite sur la figure 1.18.

I.4.2 Caractérisations des nouvelles fibres dopées Nd³⁺

Après tirage des préformes, nous avons donc reçu deux types de fibres : une fibre LMA à gaine polymère et une fibre LMA à gaine d'air.

a. Fibre LMA à gaine d'air

La première fibre testée est la fibre LMA à gaine d'air à géométrie circulaire. Après vérification à partir du profil d'indice et de la photographie de la section de la fibre (fig. 1.29), les diamètres de cœur et de gaine sont respectivement égaux à 15 μm et 60 μm , comme attendu.

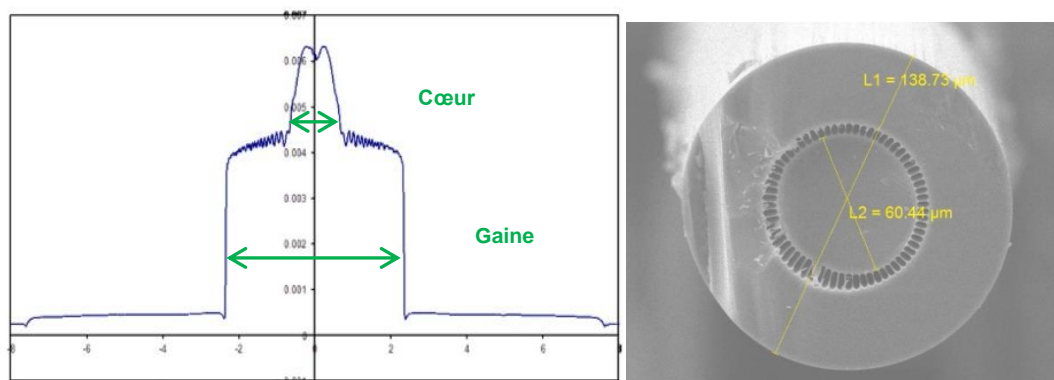


Figure 1.29 : Profil d'indice de la préforme et photographie de la section de la fibre à gaine d'air

Grâce à l'ajout des trous d'air, l'ouverture numérique de la gaine augmente de 0,45 à 0,6 et permet d'injecter le faisceau de pompe avec une efficacité identique (85%) à celle estimée avec la fibre LMA 20/80 malgré la gaine réduite à 60 μm .

Afin de mesurer le rendement laser de cette nouvelle fibre, nous avons, dans un premier temps, repris le montage de la figure 1.18 avec pour miroir de sortie une facette clivée à angle droit. Bien que la modélisation ait montré une amélioration du rendement à 910 nm lorsque les deux facettes étaient clivées avec un angle $>10^\circ$, les fibres à gaine d'air se sont révélées délicates à cliver avec un angle de par la présence des trous d'airs.

Malgré la réflexion parasite à 1060 nm, les résultats, présentés sur la figure 1.30 diffèrent sensiblement des résultats prévus par le modèle numérique (14 W à 910 nm pour 46 W de pompe à 808 nm) puisqu'une puissance de 19,8 W a été atteinte pour une puissance de pompage de 46 W, correspondant à une efficacité de conversion laser de 43%. On remarque également que la courbe est bien linéaire contrairement à la courbe expérimentale obtenue avec la fibre LMA 20/80 (fig. 1.20) qui présentait des instabilités, ce

qui atteste également d'une moins grande compétition entre l'émission laser à 910 nm et celle à 1060 nm.

Le spectre en longueur d'onde en configuration laser, donné sur la figure 1.30, révèle de nombreuses transitions laser entre 900 et 920 nm, témoignant de la large bande de gain dans cet intervalle. Nous verrons par la suite (paragraphe I.4.4) que la bande de gain est en réalité bien plus large que 20 nm.

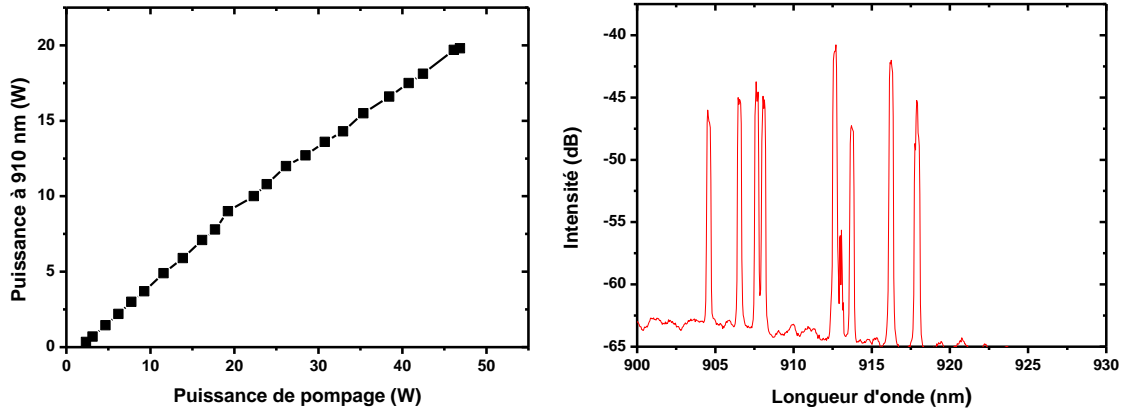


Figure 1.30 : Courbe de rendement à 910 nm de la fibre 15/60 à gaine d'air et spectre laser associé

Enfin, grâce à la réduction de l'ON du cœur (de 0,08 à 0,06) et du diamètre de cœur (de 20 μm à 15 μm), le paramètre M^2 du faisceau laser issu de la fibre à gaine d'air est maintenant égal à 1,4 et ne se dégrade pas lorsqu'on augmente la puissance de pompe. La qualité spatiale du faisceau a donc été grandement améliorée par rapport à la fibre 20/80 précédente qui présentait un facteur M^2 égal à 3. Le principal inconvénient à utiliser une telle fibre est cependant la difficulté à la manipuler.

b. Fibre LMA à gaine polymère

La deuxième fibre réalisée par iXblue est une fibre LMA sans gaine d'air avec un cœur elliptique et une gaine de forme octogonale de 60 μm comme présenté sur la figure 1.31. Les dimensions de l'ellipse sont de 15 μm pour le petit axe et de 25 μm pour le grand axe et l'ON est toujours égale à 0,06.

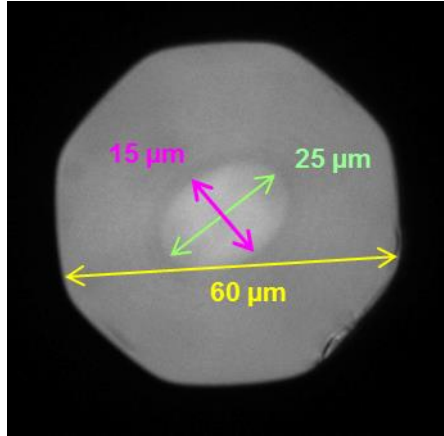


Figure 1.31 : Photographie de la section de la fibre à cœur elliptique

En optant pour une géométrie à cœur elliptique, l'intention était de créer une biréfringence suffisante pour rendre la fibre à maintien de polarisation. Pour que la fibre soit considérée à maintien de polarisation, il faut que la biréfringence, définie comme la différence d'indice effectif entre les deux axes neutres de la fibre, soit supérieure à 10^{-4} . C'est par exemple le cas des fibres PM dites « Panda » qui présentent une biréfringence proche de $3 \cdot 10^{-4}$ autour de $1 \mu\text{m}$. Or, dans le cas d'une ellipticité importante, la biréfringence B_g introduite par un cœur elliptique atteint une valeur de saturation et ne dépend plus des dimensions de l'ellipse. Dans ce cas, la biréfringence est donnée par la relation suivante [Kumar 11] :

$$B_g \approx 0,32 \cdot (\Delta n)^2 \quad [1.25]$$

avec Δn la différence d'indice de réfraction entre le cœur et le gaine.

Dans notre cas, la différence d'indice Δn est très faible, de l'ordre de 10^{-3} compte tenu du choix de conserver une ouverture numérique du cœur très faible, (égale à 0,06). On a donc une biréfringence induite par l'ellipticité du cœur de l'ordre de 10^{-7} , ce qui est bien trop faible pour observer un effet de maintien de polarisation dans la fibre.

Par la suite, nous considérerons que le cœur de la fibre possède un diamètre moyen de $20 \mu\text{m}$, ce qui correspond au diamètre d'un disque ayant la même aire que le cœur elliptique de la fibre. On se référera donc à cette fibre en utilisant la dénomination « fibre LMA 20/60 ».

Par conséquent, le rapport entre l'aire du cœur et de la gaine est approximativement égal à $\frac{1}{9}$ pour cette fibre à cœur elliptique, ce qui améliore le

recouvrement spatial entre le faisceau de pompe et le cœur dopé. De plus, en brisant la symétrie circulaire, la gaine à géométrie octogonale permet d'augmenter l'absorption du faisceau de pompage en supprimant les modes hélicoïdaux du faisceau de pompe qui possèdent un faible recouvrement spatial avec le cœur [Shang 10].

Du fait de la gaine octogonale et du rapport supérieur entre l'aire du cœur et de la gaine, de meilleurs rendements de conversion laser à 910 nm sont attendus contrebalançant la dégradation de la qualité spatiale due au cœur plus large par rapport à la fibre à gaine d'air. Les performances de cette fibre seront caractérisées en termes de puissance et de qualité spatiale, dans un montage amélioré qui sera présenté à la fin de ce chapitre.

I.4.3 Accord en longueur d'onde par réseau de diffraction

Nous avons évoqué au début de ce paragraphe la capacité de l'ion néodyme d'émettre sur un large domaine spectral autour de 900 nm. En effet, la section efficace d'émission stimulée, représentée sur la figure 1.10, couvre la plage 875 à 940 nm. La possibilité d'un accord en longueur d'onde aussi large présente plusieurs intérêts pour des applications telles que, par exemple, le pompage optique de matériaux dopés Yb³⁺ dans l'infrarouge [Grot 03] ou le pompage optique d'atomes froids (Strontium) après doublage de fréquence dans le bleu [Courtilot 03].

L'état de l'art (partie I.1.3.b) montre qu'il existe très peu de sources laser à solide de fortes puissances émettant à des longueurs d'onde inférieures à 900 nm. Comme évoqué précédemment, les sources laser à solide existantes, basées sur des cristaux dopés Nd³⁺, présentent de faibles performances en dessous de 900 nm. En outre, l'oscillation laser dans les cristaux dopés Nd³⁺ est limitée à quelques transitions, dont les longueurs d'onde sont fixées par la matrice cristalline utilisée. L'utilisation de ces sources interdit donc l'accord en longueur d'onde de manière continue.

Dans les lasers à fibre dopée Nd³⁺, l'accord en longueur d'onde est réalisable de manière continue si on considère la large bande de gain de la transition $^4F_{3/2}$ - $^4I_{9/2}$. Cependant, l'émission parasite à 1060 nm et la réabsorption depuis le niveau fondamental plus importante aux courtes longueurs d'onde (voir fig. 1.10), viennent limiter l'extension des domaines d'accord, respectivement vers les hautes et basses longueurs d'onde. Soh et

al. ont par exemple démontré un accord en longueur d'onde de 908 nm à 938 nm pour un maximum de puissance de 2,4 W en pompant dans la gaine une fibre dopée Nd³⁺ à profil d'indice en W [Soh 04]. La longueur d'onde la plus courte atteinte dans un laser à fibre dopée Nd³⁺ est égale à 896 nm avec une puissance de sortie de 43 mW [Cook 98]. Ce résultat a été obtenu en pompant dans le cœur d'une fibre monomode afin d'augmenter l'inversion de population. Ce pompage ne permet cependant pas un fonctionnement à forte puissance.

Ainsi, nous nous sommes intéressés à l'accord en longueur d'onde accessible avec les deux fibres en notre possession. Dans un premier temps, l'accord en longueur d'onde est réalisé avec la fibre LMA 15/60 à gaine d'air en remplaçant le miroir de fond de cavité M₂ par un réseau de diffraction métallique gravé (600 traits/mm) possédant une efficacité de diffraction de l'ordre de 75% sur l'ordre 1 (fig. 1.32). Une facette clivée à angle droit a encore le rôle de miroir de sortie M₁ pour les raisons décrites au paragraphe I.4.2. Un filtre dichroïque passe-bas à 1000 nm est inséré à l'intérieur de la cavité afin de réduire l'ESA à 1060 nm.

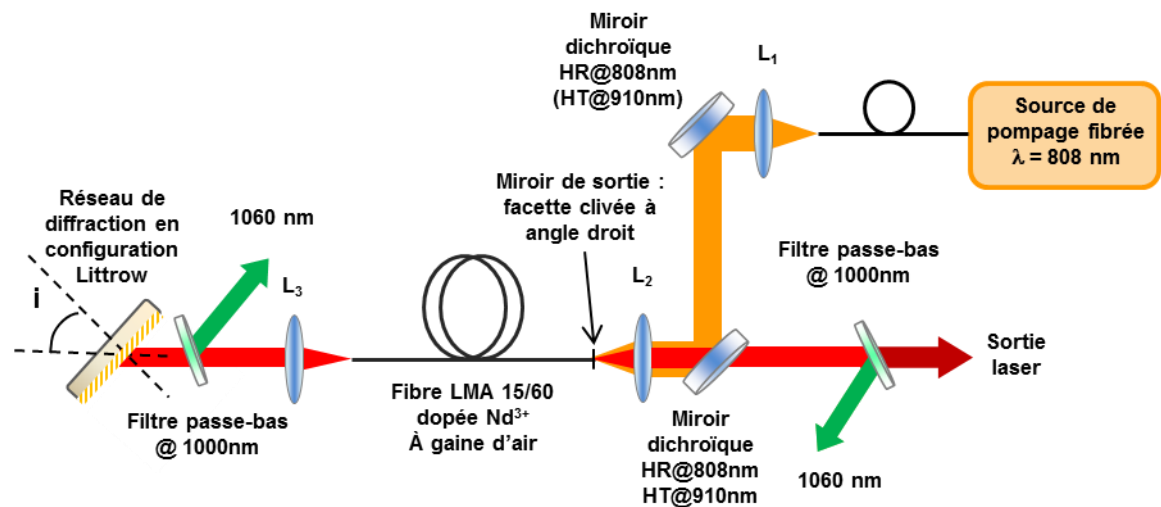


Figure 1.32 : Schéma du montage expérimental d'accord en longueur d'onde par réseau de diffraction

Le réseau est utilisé dans une configuration Littrow dans laquelle l'ordre 1 de diffraction est colinéaire au faisceau incident. Dans cette configuration, il suffit alors de tourner le réseau pour sélectionner la longueur d'onde laser.

La figure 1.33 présente la courbe d'accord en longueur d'onde obtenue avec un réseau pour une puissance de pompage injectée de 9 W ainsi que le spectre laser en condition d'accordabilité autour de 904 nm.

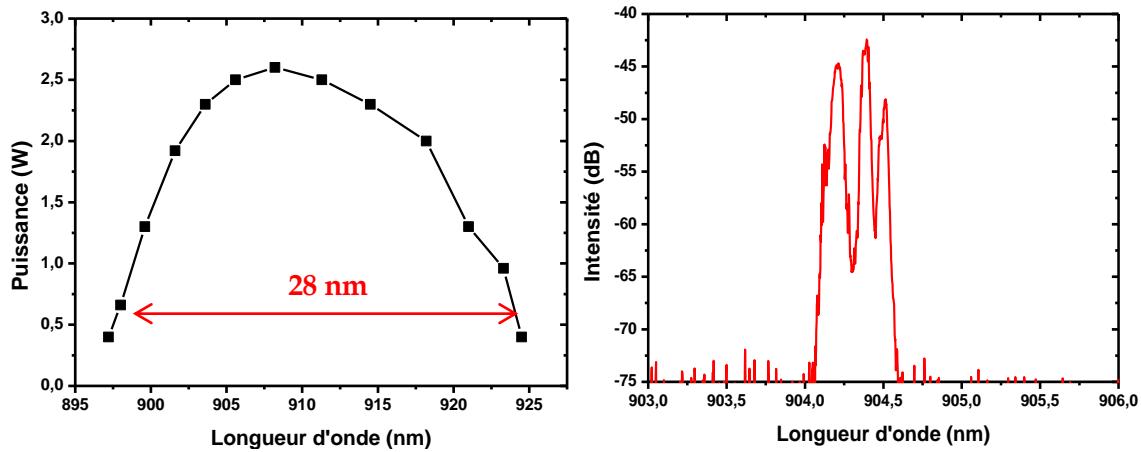


Figure 1.33 : Courbe d'accord en longueur d'onde de la fibre à gaine d'air et exemple de spectre d'émission laser

On observe que le maximum de puissance laser se situe aux alentours de 908 nm avec 2,5 W de puissance moyenne, donnant un rendement de 28% pour 9 W de pompe. Cette diminution du rendement est attribuée aux pertes supplémentaires apportées par le réseau de diffraction. Le domaine d'accord en longueur d'onde s'étend sur 28 nm, de 897 nm à 925 nm. On peut également noter l'affinement spectral entre le spectre de la figure 1.30 réalisé en configuration miroirs et le spectre de la figure 1.33, configuration dans laquelle le réseau de diffraction impose une oscillation laser sur une largeur spectrale beaucoup plus faible ($\sim 0,5$ nm).

Malgré ces résultats encourageants, la courbe d'accordabilité n'a pas pu être réalisée au maximum de puissance de pompe soit 60 W incident, ce qui aurait probablement permis de dépasser le seuil laser pour les courtes longueurs d'onde présentant un gain plus faible. En effet, le seuil de dommage du réseau utilisé (40 W/cm^2) ne permet pas de dépasser une puissance laser de 3 W. Au-delà de cette puissance, le réseau de diffraction se déforme par échauffement et finit par s'endommager.

Une solution permettant d'utiliser des puissances plus élevées est de remplacer le réseau de diffraction par un réseau de Bragg inscrit en volume (VBG pour Volume Bragg Grating) qui comporte des seuils de dommages nettement plus élevés : $>40 \text{ J.cm}^{-2}$ en régime impulsif et $>10 \text{ kW.cm}^{-2}$ en régime continu. La dernière partie de ce chapitre sera donc consacrée aux résultats obtenus en utilisant un VBG dans la cavité laser en remplacement du réseau de diffraction de la figure 1.32

I.4.4 Accord en longueur d'onde étendu par VBG

Un VBG est un verre massif breveté proche du BK7 présentant une modulation de son indice de réfraction inscrite dans le volume du matériau par photo-inscription UV. L'utilisation du volume tout entier lui confère des seuils de dommage élevés. Comme illustré sur la figure 1.34, un VBG se comporte comme un réseau de Bragg; il réfléchit une seule longueur d'onde notée λ_B et, idéalement, transmet toutes les autres longueurs d'onde ne satisfaisant pas la condition de Bragg donnée par :

$$\lambda_B(\theta) = 2 \cdot n \cdot \Lambda \cdot \cos(\theta) \quad [1.26]$$

Avec n l'indice de réfraction du verre, Λ la période de la modulation d'indice et θ l'angle d'incidence du faisceau sur le VBG

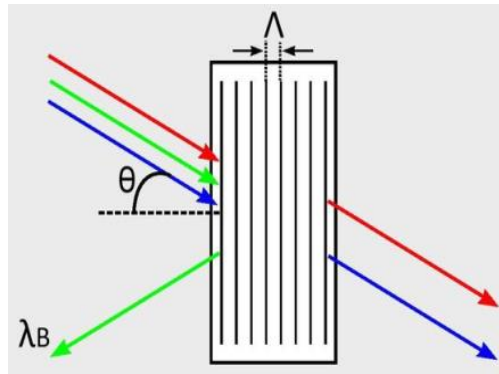


Figure 1.34 : Principe de fonctionnement d'un VBG en réflexion

Le VBG (PD-LD) est caractérisé par une épaisseur de 5 mm et une ouverture de 9 mm x 2 mm et est initialement prévu pour réfléchir à 930 nm en incidence normale avec un coefficient de réflexion >99,5%. Les deux faces du VBG sont traitées antireflets dans le proche infrarouge ($R < 0,2\%$). Pour évaluer les caractéristiques optiques du VBG, nous avons réalisé une source d'ESA spectralement très large autour de 900 nm à partir d'une fibre LMA dopée Nd³⁺. Le signal issu de cette source est transmis à travers le VBG puis injecté dans une fibre monomode connectée à l'analyseur de spectre optique. La figure 1.35 présente l'évolution du coefficient de réflexion et de l'angle d'incidence en fonction de la longueur d'onde réfléchi par le VBG.

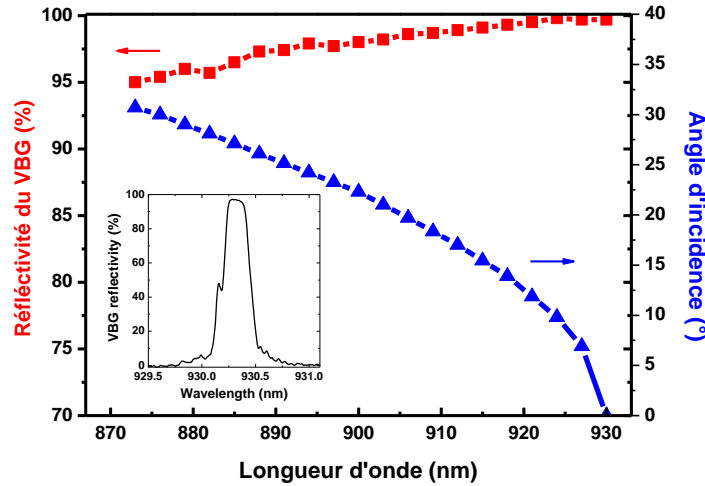


Figure 1.35 : Réflectivité du VBG (en rouge) et angle d'incidence (en bleu) en fonction de la longueur d'onde réfléchie

En incidence normale, le coefficient de réflexion à 930 nm est estimé égal à 99,7% tandis que le pic de réflexion possède une largeur à mi-hauteur de 0,126 nm (encart, figure 1.35). On remarque que la réflectivité ne diminue que légèrement vers les courtes longueurs d'onde. Le VBG possède une réflectivité égale à 95 % à 872 nm pour un angle d'incidence de 31°. Il faut cependant noter que ces mesures différentielles, réalisées en transmission, ne tiennent pas compte des pertes sur les facettes ou des pertes internes au VBG. La réflectivité est en réalité légèrement inférieure à cause des imperfections du traitement antireflet et de phénomènes de diffusion ou d'absorption dans le verre massif. De facto, nous avons mesuré que les pertes à travers le VBG sont égales à 3% quand la longueur d'onde est hors du pic de réflectivité. Par conséquent, on considère que le VBG possède un coefficient de réflexion égal à 92% au minimum, ce qui reste supérieur à un réseau de diffraction gravé dont l'efficacité de diffraction à l'ordre 1 dépasse rarement 90%.

En parallèle de l'acquisition du VBG, quelques améliorations ont été apportées au montage de la figure 1.32. Nous avons tout d'abord décidé de remplacer la fibre 15/60 à gaine d'air par la fibre LMA 20/60 à cœur elliptique afin d'accorder le laser aux plus courtes longueurs d'onde. En effet, le facteur de recouvrement A de la fibre LMA 20/60, égal à $\frac{1}{9}$ (contre $\frac{1}{16}$ pour la fibre à gaine d'air), permet d'atteindre une inversion de population plus élevée, ce qui favorise le gain aux longueurs d'onde les plus courtes qui sont plus soumises à l'absorption depuis le niveau fondamental (fig. 1.11).

L'utilisation de la fibre 20/60 implique cependant une optimisation de l'injection de la pompe qui a été réalisée en remplaçant la lentille de focalisation L_2 de distance focale

7,5 mm par une lentille de distance focale 8 mm (ON de 0,6) caractérisée par une meilleure transmission. Avec cette lentille, un maximum de 47 W de puissance de pompage est effectivement couplé dans la gaine de la fibre 20/60 nous permettant d'injecter le faisceau de pompage aussi efficacement que dans les fibres LMA précédentes caractérisées par un diamètre de gaine de 80 μm .

Le montage expérimental final de la cavité laser accordable comporte deux configurations représentées sur la figure 1.36.

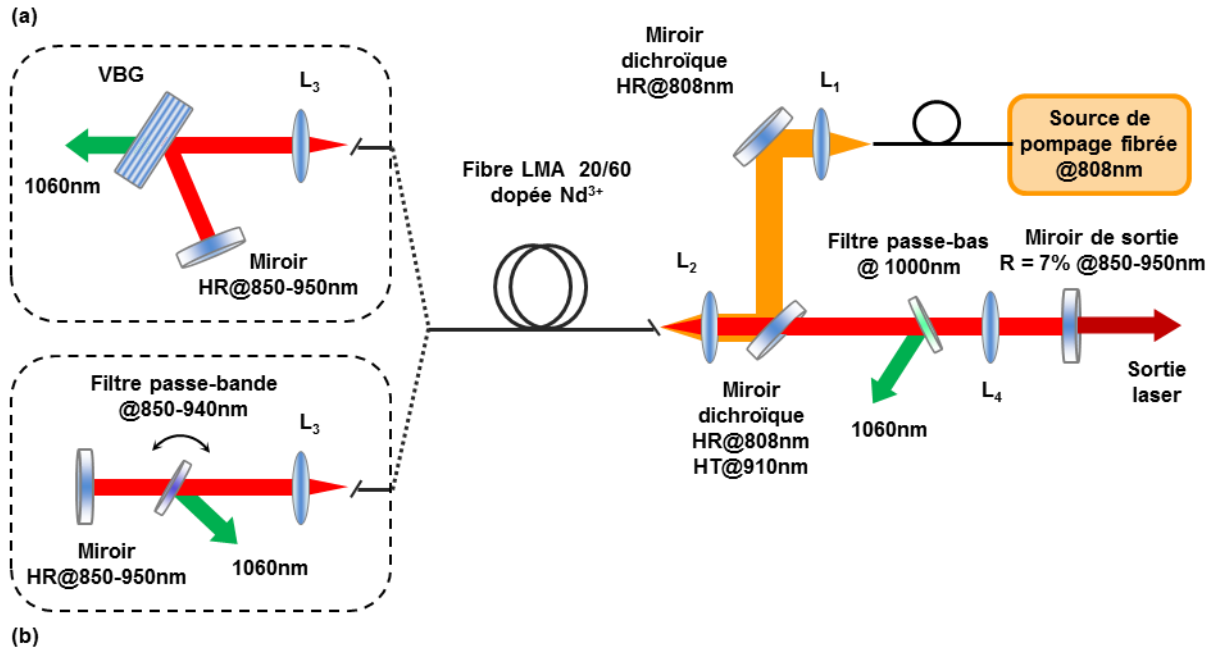


Figure 1.36 : Schéma du montage expérimental de la cavité laser accordable : configuration avec le VBG (a) et configuration avec filtre passe-bande (b)

Dans la première configuration (fig. 1.36 (a)), l'accord en longueur d'onde est réalisé par une cavité externe formée par un VBG et un miroir dichroïque hautement réfléchissant ($R > 99\%$) dans la gamme spectrale 850-950 nm correspondant au miroir de fond de cavité. La sélection de la longueur d'onde est réalisée par rotation du VBG et en compensant la déviation du faisceau avec le miroir de fond de cavité afin de réinjecter le signal affiné spectralement dans le cœur de la fibre.

Dans la seconde configuration (fig. 1.36 (b)), le même miroir de fond de cavité est associé à un filtre passe-bande de largeur spectrale 10 nm à 940 nm en incidence normale. Ce filtre passe-bande possède une transmission supérieure à 98% et réfléchit les longueurs d'onde hors de la bande, ce qui permet également de filtrer l'ESA à 1060 nm. L'accord en longueur d'onde est effectué en ajustant l'angle d'incidence sur le filtre passe-bande. Cette

seconde configuration, introduisant peu de pertes dans la cavité, est utilisée comme référence en termes de rendement et de domaine d'accord en longueur d'onde. Elle permet également de réaliser l'accord à des longueurs d'onde supérieures à 930 nm, ce qui n'est pas permis avec le VBG qui est caractérisé par une longueur d'onde de Bragg à 930 nm en incidence normale.

Dans les deux configurations, les facettes de la fibre sont clivées avec un angle $>10^\circ$ et l'ESA à 1060 nm est filtrée de chaque côté de la cavité. Enfin, une lame de verre épaisse à faces parallèles est utilisée comme miroir de sortie. La lame possède une épaisseur de 8 mm, ce qui est suffisant pour éviter un effet de type « étalon ». Sa réflexion, égale à 7% est indépendante de la longueur d'onde, et permet ainsi d'éviter toute influence sur la forme de la courbe d'accord. Une lentille de distance focale 50 cm (L_4) est placée avant le miroir de sortie afin de compenser la divergence du faisceau signal en sortie de la fibre et ainsi d'optimiser la réinjection du signal dans la fibre après réflexion sur la lame.

Nous avons décidé d'étudier l'influence de la longueur de fibre dopée sur le domaine d'accord en choisissant trois longueurs de fibre, respectivement égales à 3,8 ; 6,3 et 9,7 m. Dans cette fibre, l'absorption non-saturée de la pompe est estimée à 1,3 dB/m.

Dans un premier temps, l'accord en longueur d'onde de la fibre LMA 20/60 dopée Nd³⁺ est réalisé dans la configuration avec VBG. Pour une puissance de pompe injectée de 47 W, les puissances laser sont mesurées en fonction de la longueur d'onde sélectionnée et l'expérience est répétée pour les trois longueurs de fibre (fig. 1.37 (a)).

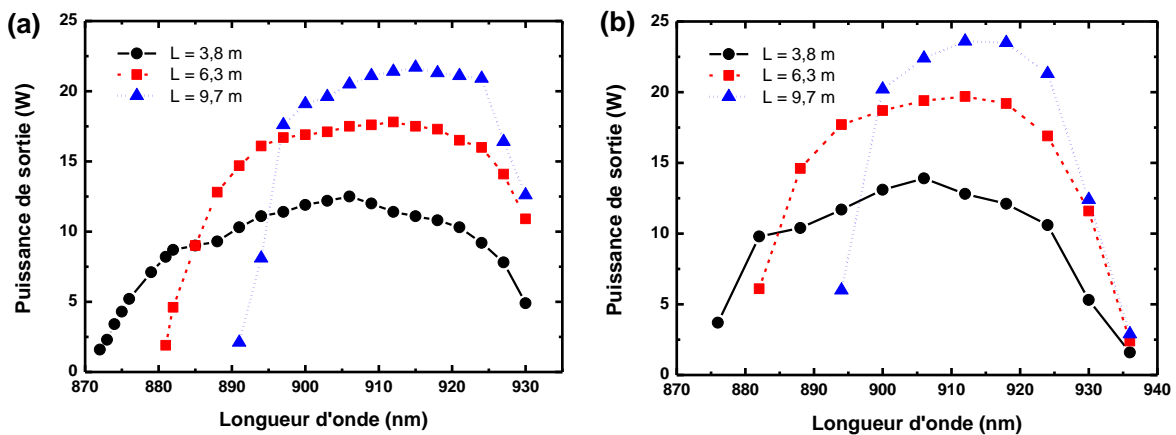


Figure 1.37 : Puissance de sortie en fonction de la longueur d'onde laser en configuration VBG (a) et filtre passe-bande (b) pour les longueurs de fibre LMA 20/60 dopée : 9,7 m (en bleu) ; 6,7 m (en rouge) et 3,8 m (en noir)

La fibre la plus longue, absorbant plus de 95% de la puissance de pompage, est utilisée pour maximiser le rendement laser. La longueur de fibre est ensuite réduite afin d'étendre le domaine d'accord vers les courtes longueurs d'onde. Une puissance maximum de 22 W est obtenue à 915 nm pour une longueur de fibre dopée de 9,7 m. La longueur d'onde peut alors être accordée de 891 nm à 930 nm, cette dernière limite étant imposée par les caractéristiques du VBG.

Le domaine d'accord le plus large est obtenu avec la fibre la plus courte, de longueur 3,8 m. Dans ce cas, la puissance de sortie maximum est réduite à 12,5 W du fait de la faible absorption de la pompe. Nous avons donc réussi à accorder le laser jusqu'à 872 nm, ce qui représente la longueur d'onde la plus courte atteinte à ce jour avec une source laser à fibre dopée de forte puissance.

La longueur de fibre intermédiaire ($L=6,7$ m), offre quant à elle un bon compromis entre largeur spectrale du domaine d'accord (881-930 nm) et puissance de sortie maximum (17,8 W). A titre d'exemple, cette longueur permet d'obtenir la puissance la plus élevée à 890 nm.

Les courbes d'accord réalisées dans la configuration utilisant le filtre passe-bande sont présentées sur la figure 1.37 (b). On peut alors vérifier que la forme des courbes et les domaines d'accord sont identiques dans les deux configurations, ce qui montre que les angles d'incidence élevés sur le VBG ne représentent pas une limitation en termes d'accordabilité. On remarque également que le laser ne peut pas être accordé au-delà de 936 nm, même pour la plus grande longueur de fibre. Cette limitation est liée à la présence d'une bande d'absorption dans l'état excité qui a été précédemment observée dans différents verres dopés Néodyme [Doualan 00], [Piatkowski 09]. Il est important de noter que des longueurs d'onde allant jusqu'à 938 nm ont déjà été atteintes dans des systèmes laser à fibre dopée Néodyme [Soh 04]. Néanmoins, dans le cas des fibres LMA à gaine interne réduite, les inversions de population élevées augmentent fortement les pertes par absorption dans l'état excité et limitent d'autant plus l'accordabilité aux grandes longueurs d'onde.

Dans le schéma impliquant le filtre passe-bande et pour la plus grande longueur de fibre, le laser fournit une puissance maximum de 24 W à 915 nm et dépasse de seulement 2 W la puissance obtenue avec le VBG dans les mêmes conditions. Les efficacités de conversion optique-optique sont respectivement égales à 51% et 47% pour une puissance

de pompage de 47 W tandis que la puissance de pompage au seuil laser est proche de 1,3 W dans les deux configurations (fig. 1.38). La baisse de rendement observée pour des puissances de pompe >20 W est due à un léger désalignement au niveau de l'injection de la pompe durant la montée en puissance. Dans les deux cas, le faisceau laser émis n'est pas polarisé.

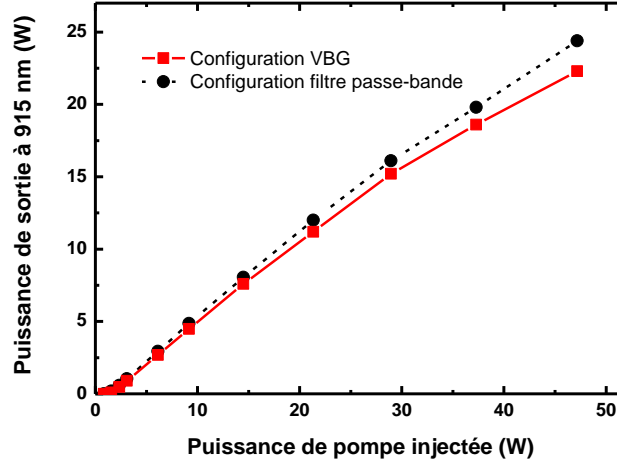


Figure 1.38 : Courbes de rendement à 915 nm en configuration VBG (en rouge) et filtre passe-bande (en noir)

Le facteur M^2 est mesuré égal 1,5/2 selon les deux directions, cette dissymétrie s'expliquant par la géométrie elliptique du cœur de la fibre LMA 20/60 dopée Nd^{3+} . La qualité spatiale du faisceau est donc intermédiaire entre celle de la fibre 15/60 à gaine d'air ($M^2 = 1,5$) et celle de la fibre LMA 20/80 ($M^2 = 3$).

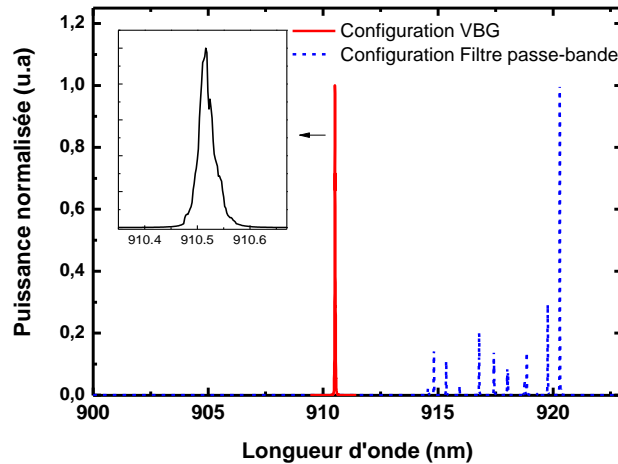


Figure 1.39 : Spectres en longueur d'onde du laser accordé : configuration VBG (en rouge et encart) et configuration filtre passe-bande (en bleu)

Le laser accordé par VBG possède une largeur spectrale très étroite (fig. 1.39, encart). La largeur à mi-hauteur de l'émission laser, indépendante de la puissance de pompage, est mesurée égale 0,035 nm. La base du spectre de l'émission laser est cependant

trois fois plus large ($\sim 0,1$ nm) mais reste toujours inférieure à la largeur spectrale du pic de réflectivité du VBG. Cette finesse spectrale de l'émission laser peut s'expliquer par la double réflexion du signal sur le VBG, améliorant ainsi l'affinement spectral dans la cavité. A titre de comparaison, la seconde configuration utilisant le filtre passe-bande présente une émission laser sur un large spectre s'étalant sur environ 5 nm (fig. 1.39 en pointillés bleu). L'utilisation du VBG offre donc la sélection spectrale la plus favorable à la génération de seconde harmonique dans un cristal non linéaire massif ou périodiquement polarisé.

Ce dernier paragraphe a ainsi montré la possibilité d'accorder le laser à fibre sur un large domaine spectral (~ 60 nm) autour de 900 nm avec des puissances supérieures à 20 W et un rendement différentiel de l'ordre de 50%. Il s'agit d'un résultat remarquable qui ouvre de nouvelles perspectives très intéressantes, en particulier la possibilité de couvrir une large bande spectrale autour de 450 nm après doublage de fréquence. Ces résultats ont été publiés en 2015 [Leconte 15].

I.5 Conclusion du chapitre :

Après un bref aperçu des sources laser de puissance émettant autour de 900 nm, nous avons démontré l'intérêt des fibres double-gaine dopées Nd³⁺ opérant sur la transition à 3 niveaux d'énergie de l'ion Néodyme. Cependant, la forte compétition avec la transition à 4 niveaux d'énergie autour de 1060 nm implique d'utiliser une géométrie spéciale de fibre afin d'obtenir une émission efficace autour de 900 nm. La solution retenue, une géométrie de fibre dopée Nd³⁺ à gros cœur (LMA) et à gaine réduite, est appuyée par un modèle analytique simple.

Un modèle numérique a ensuite été développé afin de déterminer les paramètres géométriques, diamètres de cœur et de gaine, optimaux de la future fibre. Une fois ces fibres optimisées réalisées par notre partenaire industriel iXblue, nous les avons caractérisées en termes de rendement à 900 nm et de qualité spatiale. Ces fibres se sont avérées très efficaces puisque plus de 20 W ont été obtenus à 900 nm en régime continu. Cependant, le faisceau en sortie du laser présente un paramètre M^2 supérieur à 2.

Nous avons ensuite réalisé l'accord en longueur d'onde de ces fibres en configuration laser. Un montage préliminaire impliquant une fibre LMA 15/60 dopée Nd³⁺ à gaine d'air et un réseau de diffraction a permis un accord en longueur d'onde sur une plage de 28 nm (897-925 nm) avec 2,5 W de puissance au maximum de gain et une largeur spectrale de l'ordre de 0,5 nm. Par la suite, le réseau de diffraction a été remplacé par un VBG comportant un seuil de dommage bien plus élevé. En parallèle, la fibre LMA à gaine d'air a été remplacée par une fibre LMA 20/60, géométrie favorisant l'oscillation laser aux courtes longueurs d'onde. Ces modifications ont permis d'obtenir un accord en longueur d'onde sur une plage de 60 nm, de 875 à 936 nm, avec une puissance laser maximum de 22 W et une largeur spectrale de seulement 35 pm. Ces résultats sont sans précédents pour un laser à fibre dans ce domaine de longueur d'onde que ce soit en termes de puissance ou d'accordabilité. Le précédent record de la longueur d'onde la plus courte atteinte dans une fibre en silice dopée était, en effet, de 896 nm pour une puissance de sortie de seulement 43 mW.

II. Etude d'un amplificateur à fibre LMA : caractère modal et saturation du gain

Dans le chapitre précédent, nous avons montré l'intérêt des fibres LMA dopée Nd^{3+} pour obtenir une émission de forte puissance accordable autour de 900 nm. Le chapitre I a ainsi permis de décrire les fibres LMA réalisées par notre partenaire iXblue et mises en œuvre au laboratoire CIMAP en régime laser continu. Le chapitre II présente l'utilisation de ces fibres dans des systèmes amplificateurs simple ou double passage.

Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord l'étude d'un amplificateur MOPA simple passage dans une fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+} . Nous montrerons par exemple la difficulté d'atteindre le régime de saturation du gain à 910 nm à cause de l'apparition de l'ESA à 1060 nm. Au chapitre I, nous avons déjà observé que les fibres LMA dopées Nd^{3+} présentaient un caractère multimode impactant la qualité spatiale du faisceau en configuration laser. La qualité spatiale moyenne du faisceau obtenu, en configuration laser ou en régime d'amplificateur, nous a incités à mener l'étude théorique des modes guidés dans la fibre. Cette étude est menée à partir du profil d'indice de réfraction d'une fibre LMA 18/80 non-dopée puis expérimentalement par injection directe en utilisant la méthode de battement spectral. Après avoir évoqué les différentes méthodes de filtrage modal dans les fibres optiques multimodes, nous détaillerons une solution qui consiste à réaliser une sélection modale par réflexion sur un réseau de Bragg multimode dans un schéma d'amplificateur à double passage utilisant la fibre dopée 20/80 déjà mise en œuvre. Nous présenterons alors des résultats originaux obtenus en régime d'amplification permettant d'associer une forte puissance à un fonctionnement monomode transverse.

II.1 Etude d'un amplificateur à fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+}

Au chapitre I, les fibres LMA ont été présentées comme des fibres permettant d'accéder à des régimes de fortes puissances en régime continu. A l'aide d'une modélisation numérique, leur géométrie a été optimisée afin de s'affranchir de l'oscillation « parasite » à 1060 nm. Ces fibres ont été caractérisées uniquement en configuration laser. Dans ce chapitre, elles sont mises en œuvre en configuration MOPA. De la même façon qu'au chapitre précédent, la modélisation numérique est utilisée pour expliquer les résultats obtenus.

II.1.1 Système MOPA simple-passage

Nous nous sommes tout d'abord intéressés aux performances de la fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+} , décrite au chapitre I, dans un amplificateur de puissance de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) fonctionnant en régime continu. Le schéma expérimental du système MOPA, constitué d'un laser maître et de deux étages d'amplification, est présenté sur la figure 2.1. Le premier étage d'amplification est constitué d'une fibre dopée Nd^{3+} double gaine monomode à profil d'indice en W (voir paragraphe I.2.2) soudée à un combineur pompe/signal dans lequel est injecté la puissance issue d'une diode laser monomode (Laser-maître) fournissant jusqu'à 150 mW de puissance continue autour de 915 nm. Cinq entrées de pompe (sur les 6) du combineur sont reliées à une diode laser fournissant chacune une puissance maximum d'environ 3 W à 808nm. En sortie du premier étage, la puissance à 915 nm amplifiée atteint 1,4 W au maximum de puissance de pompage injectée dans la fibre dopée (13,5 W).

Le faible rendement de la fibre en W s'explique par la forte présence des agrégats d'ions Néodyme (40 à 50%), ce qui a été évoqué dans la partie 1.2.2. La puissance amplifiée issue du premier étage est ensuite injectée dans la fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+} pompée par le module de 60 W à 808 nm (LIMO) utilisé dans les montages précédents.

L'absorption faible-signal de la pompe est de l'ordre de 75% dans la fibre LMA dopée Nd^{3+} , de longueur égale à 4,5 m tandis que le taux de couplage du signal issu du premier étage dans la fibre LMA est estimé égal à 85%. La fibre en W n'étant pas à maintien de polarisation, un contrôleur de polarisation est utilisé pour redresser la polarisation du faisceau en sortie du premier étage avant le deuxième isolateur.

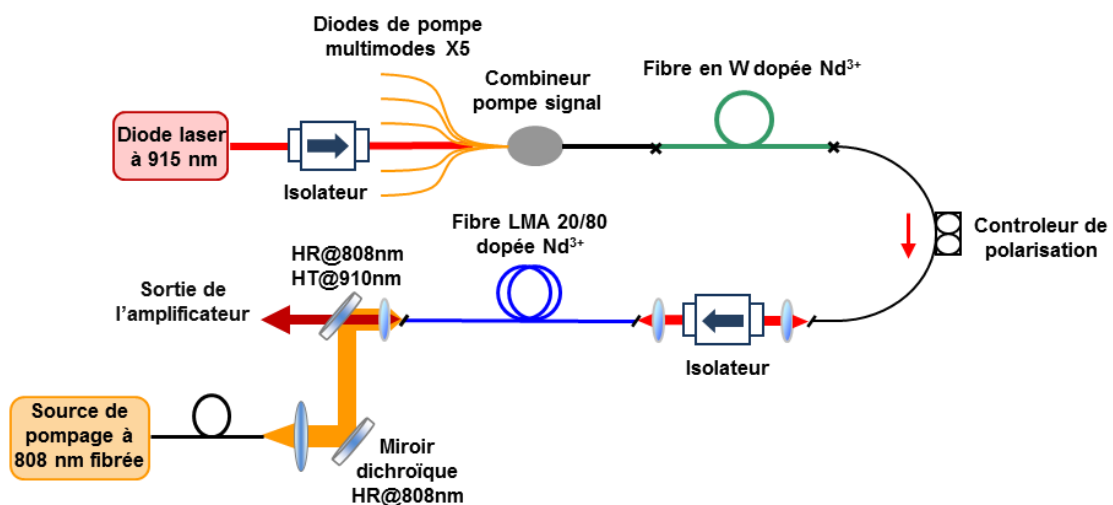


Figure 2.1 : Schéma expérimental du système MOPA à deux étages amplificateurs à 915 nm

Du fait du faible diamètre de cœur de la fibre en W et de la forte atténuation de l'émission spontanée amplifiée à 1060 nm provoquée par le profil à dépression d'indice, une puissance de quelques mW à 915 nm est suffisante pour saturer le premier étage d'amplification au maximum de puissance de pompage. La saturation de l'amplificateur de puissance basée sur la fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+} présente un comportement bien différent, comme l'illustrent les résultats expérimentaux présentés dans la figure 2.2.

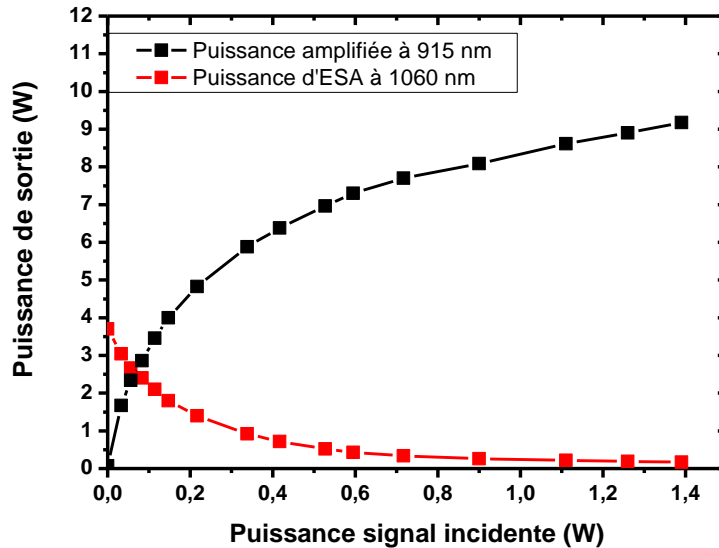


Figure 2.2 : Courbe de saturation de la fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+} pour une puissance de pompage de 21 W : puissance amplifiée à 915 nm (noir) et puissance d'ESA à 1060 nm (rouge) en fonction de la puissance signal incidente

Pour une puissance de pompage de 21 W à 808 nm, la puissance amplifiée en sortie du deuxième étage est mesurée en fonction de la puissance signal incidente issue du premier étage. On remarque que pour une puissance signal incidente inférieure à 100 mW à 915 nm, l'ESA à 1060 nm prédomine et la puissance amplifiée à 915 nm est faible (<2,5 W). En considérant le taux de couplage du signal 85% dans le deuxième étage, il est nécessaire d'injecter plus de 500 mW à 915 nm dans la fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+} pour que la puissance d'ESA à 1060 nm demeure inférieure à 500 mW.

Comme nous l'avions prévu dans la partie I.3.1 du chapitre I, l'ESA à 1060 nm en régime d'amplification peut en effet être réduite en diminuant l'inversion de population, ce qui permet également de réduire la différence de gain entre les deux longueurs d'onde en compétition. Pour cela, l'amplificateur doit fonctionner en régime de forte saturation du gain, c'est-à-dire pour des puissances d'entrée relativement élevées. Par conséquent, cet amplificateur ne permettra pas d'atteindre des gains supérieurs à 10 dB si un rendement de conversion élevé à 915 nm est souhaité. Une courbe de rendement a été réalisée en

injectant le maximum de puissance signal disponible en sortie du premier étage, c'est-à-dire 1,2 W (1,4 W avant injection). Au maximum de puissance de pompage, 15 W de puissance à 915 nm ont été obtenus en sortie du deuxième étage d'amplification, ce qui correspond à un rendement de conversion d'environ 30% à cette puissance (fig. 2.3). A partir d'une puissance de pompage proche de 15 W, on observe cependant une saturation de la puissance amplifiée, pour une raison qui n'a pas encore été identifiée.

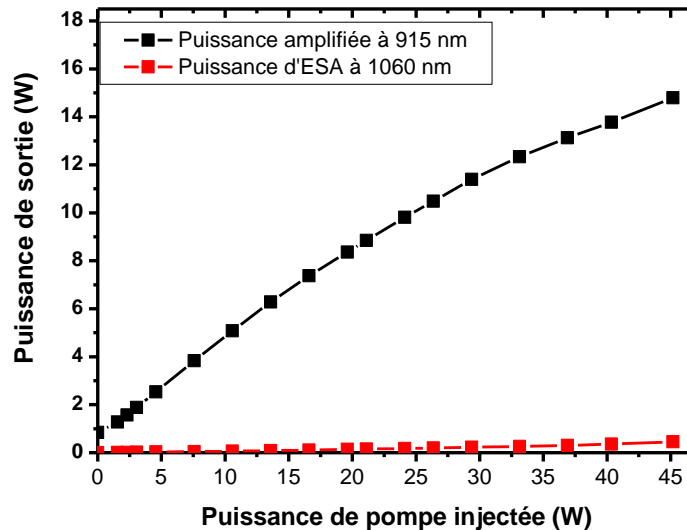


Figure 2.3 : Puissance amplifiée à 915 nm dans la fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+} (noir) et puissance totale d'ESA à 1060 nm (rouge) en fonction de la puissance de pompage injectée

En termes de rendement de conversion, les performances en régime d'amplification de la fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+} sont donc légèrement moins élevées que les performances obtenues en fonctionnement laser avec la même fibre (15 W contre 20 W à 915 nm, voir partie I.2.3). Cependant, cette différence de rendement de conversion entre une configuration laser et une configuration en amplificateur est généralement observée quels que soient la fibre et l'ion de terre rare considérés car un oscillateur est un amplificateur qui fonctionne en régime pleinement saturé.

II.1.2 Modélisation numérique de l'amplificateur

Les résultats décrits dans le paragraphe précédent peuvent en partie être expliqués par le modèle numérique présenté dans le premier chapitre. Ce modèle nous permet, en effet, de comprendre l'influence de l'émission à 1060 nm sur les performances de l'amplificateur autour de 915 nm.

Le modèle numérique est utilisé dans les conditions expérimentales correspondant à la figure 2.1 avec les paramètres de la fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+} . Les résultats issus du modèle, présentés sur la figure 2.4, présentent un bon accord avec les résultats expérimentaux. Ils permettent notamment de vérifier que l'ESA à 1060 nm est très présente ($> 1\text{W}$) pour une puissance signal inférieure à 300 mW. En outre, il est nécessaire d'injecter une puissance signal supérieure à 500 mW pour atteindre des rendements de conversion élevés à 915 nm ($>30\%$).

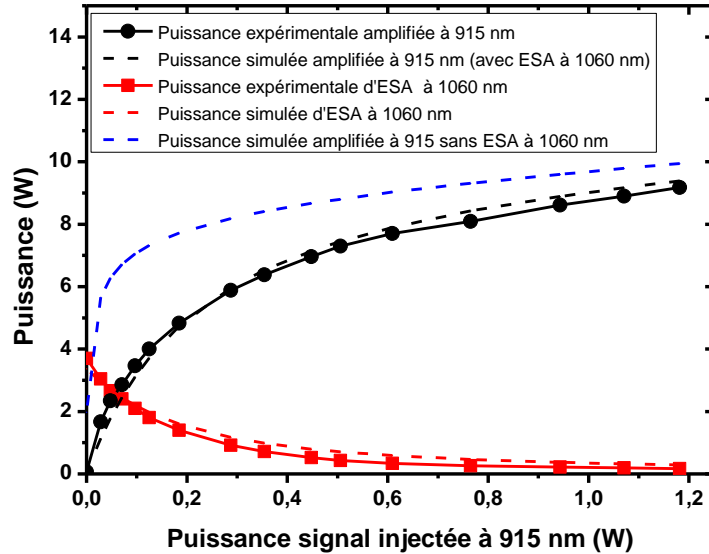


Figure 2.4 : Courbes de saturation de la fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+} pour une puissance de pompe de 21 W : puissances amplifiées expérimentale (traits solides) et simulée (pointillés) à 915 nm (en noir) et puissance d'ESA à 1060 nm (rouge) en fonction de la puissance signal injectée. La figure présente également la puissance amplifiée simulée à 915 nm dans le cas où l'ESA à 1060 nm est retirée du modèle numérique (pointillés bleus)

L'ion néodyme présente l'inconvénient d'une durée de vie relativement faible, ce qui a pour effet d'augmenter la puissance de saturation du gain. D'autre part, la puissance de saturation du gain d'un amplificateur à fibre augmente également rapidement avec le diamètre de cœur. Cependant, la principale raison de cette difficulté à saturer le gain de l'amplificateur à 915 nm réside dans la rapide apparition de l'émission spontanée amplifiée à 1060 nm. Ceci est confirmé par la figure 2.4 qui présente également l'évolution de la puissance amplifiée à 915 nm, calculée par le modèle numérique, dans le cas fictif où l'ESA à 1060 nm n'est pas présente (courbe bleue en pointillés). Dans ce cas, on remarque qu'une puissance signal bien inférieure est requise pour atteindre le régime de saturation de gain de l'amplificateur ($P_s \sim 50$ mW pour réduire de moitié le gain faible signal à 915 nm).

Dans le cas où l'ESA à 1060 nm est prise en compte (fig. 2.4, courbes noire et rouge en pointillés), la modèle numérique nous donne également accès aux gains effectifs à 915 et 1060 nm ainsi qu'à l'inversion de population. On remarque alors qu'une puissance signal injectée de 500 mW entraîne une réduction du gain à 1060 nm jusqu'à une valeur égale à 28 dB (contre 35 dB pour $P_s = 0$), ce qui correspond à une inversion de population N_2/N_t de l'ordre de 30% (contre 40% pour $P_s = 0$). Ces résultats permettent de donner une évaluation du gain effectif à 1060 nm et de l'inversion de population qu'il convient de ne pas dépasser pour atteindre une amplification efficace à 910 nm. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous verrons qu'il est possible de grandement améliorer la saturation du gain à 915 nm en effectuant un double-passage dans l'amplificateur.

II.1.3 Qualité spatiale de faisceau et filtrage modal

Nous avons également caractérisé la qualité spatiale du faisceau émis en sortie du second étage d'amplificateur. La technique expérimentale pour la mesure du facteur M^2 a été présentée dans le premier chapitre. Le facteur M^2 est ici mesuré égal à 2. Nous observons donc que le faisceau en sortie du système MOPA est caractérisé par une meilleure qualité spatiale qu'en fonctionnement laser où le facteur M^2 est proche de 3. Ce résultat n'est pas surprenant étant donné que, dans le cas de l'amplification, le faisceau injecté dans la fibre LMA est monomode transverse et, de plus, est amplifié après un seul passage dans la fibre. L'excitation des modes d'ordre supérieur est donc réduite par rapport à un fonctionnement en cavité laser.

Malgré cette amélioration, la qualité spatiale du faisceau reste médiocre et n'est donc pas optimisée pour une utilisation en doublage de fréquence par exemple. Les valeurs mesurées du facteur M^2 sont cependant expliquées par la nature multimode du cœur dopé de la fibre active. Nous nous sommes donc intéressés, dans la suite de ce chapitre, à la caractérisation des différents modes supportés par la fibre, à la fois à l'aide d'un logiciel de calcul puis en utilisant plusieurs techniques expérimentales.

II.2 Caractérisation modale de fibres LMA passives et dopées Nd³⁺

Dans un premier temps, nous avons choisi de mener l'étude modale dans une fibre LMA passive, c'est-à-dire non dopée, ce qui permet de ne considérer que l'aspect modal en s'affranchissant des effets thermiques et des différences de gain entre les modes guidés.

II.2.1 Etude théorique à partir du profil d'indice et vérification expérimentale

Nous avons donc choisi d'étudier les modes transverses se propageant dans une fibre LMA 18/80 passive (diamètre de cœur de 18 μm et diamètre de gaine de 80 μm) pour une longueur d'onde se situant autour de 900 nm. Cette étude a d'abord été réalisée de manière semi-théorique à partir du profil d'indice de la fibre, en utilisant un logiciel de résolution de modes guidés par différence finies. A partir du profil d'indice de réfraction d'une fibre, ce logiciel permet de déterminer le nombre de modes transverses guidés dans la fibre, les indices effectifs et de groupe de ces différents modes ainsi que la distribution spatiale de leur intensité.

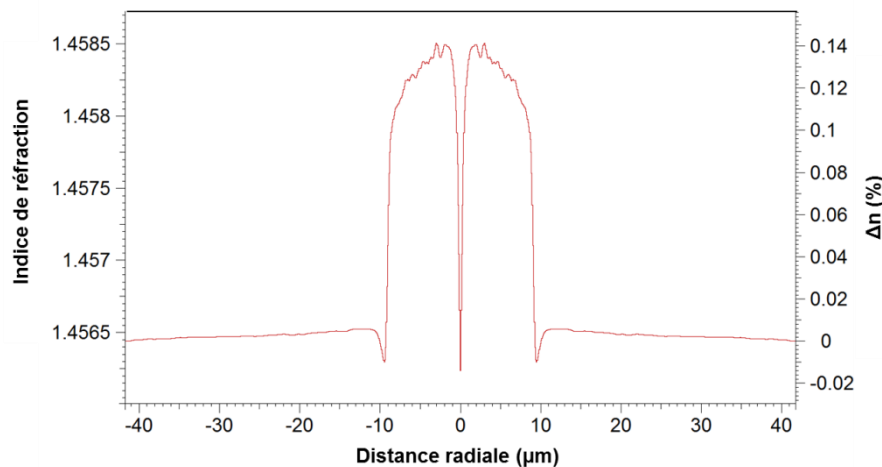


Figure 2.5: Profil d'indice de la fibre LMA 18/80 non dopée

Le profil d'indice de la fibre LMA 18/80 non dopée, présenté sur la figure 2.5, est obtenu par réduction homothétique du profil d'indice de la préforme de la fibre. La connaissance de ce profil n'est cependant qu'approximative et pourra expliquer les légères différences observées dans la suite de ce chapitre entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par modélisation numérique. Dans le cas de la fibre 18/80, le calcul prévoit l'existence de quatre modes guidés à une longueur d'onde de 910 nm. Ces modes linéairement polarisés (LP) sont le mode fondamental LP01 et les modes d'ordre supérieur LP11, LP21, et LP02 représentés sur la figure 2.6.

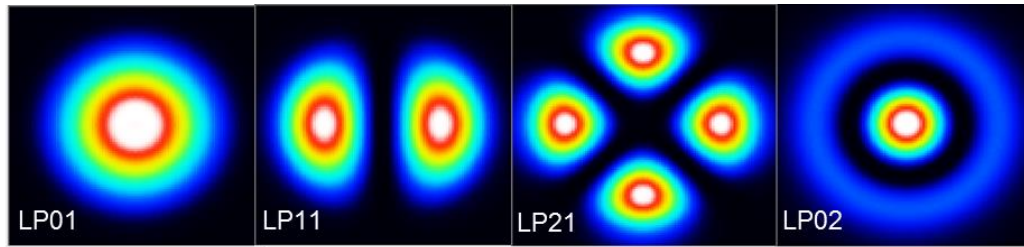


Figure 2.6 : Distribution spatiale calculée de l'intensité des 4 modes LP guidés dans la fibre LMA 18/80 passive

Un montage simple a ensuite été mis en place afin de vérifier expérimentalement la nature des modes guidés dans la fibre LMA 18/80 non dopée (fig. 2.7). Le faisceau issu d'une diode laser émettant à 910 nm est injecté dans une fibre monomode (1060 XP). Une soudeuse à fibre (Ericsson FSU 975), disposant d'une translation motorisée (x,y,z) avec un pas micrométrique, permet d'aligner précisément la fibre monomode et la fibre LMA 18/80 passive que l'on désire étudier.

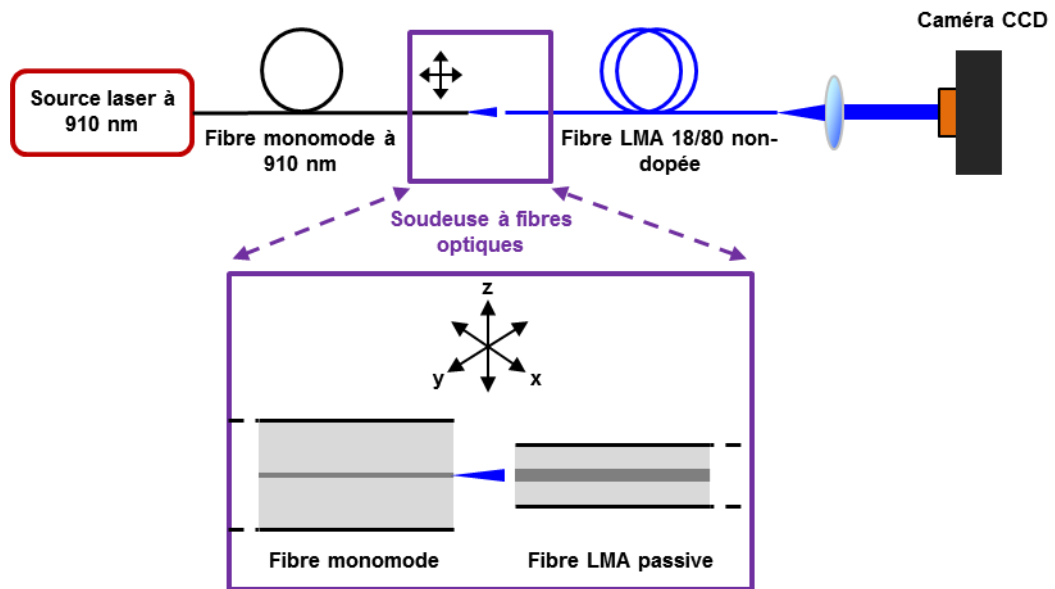


Figure 2.7 : Schéma du montage expérimental permettant l'excitation des modes LP dans la fibre LMA

Le faisceau laser monomode est alors directement injecté dans le cœur de la fibre LMA et vient exciter les différents modes transverses de la fibre. En fonction des conditions d'injection, que l'on peut faire varier en ajustant l'alignement, il est possible d'exciter des modes LP uniques ou faiblement mélangés dans la fibre LMA. En sortie de la fibre LMA, une lentille (L_1) permet de collimater le faisceau dont le profil en intensité est ensuite détecté sur un capteur imageur CMOS (Thorlabs DCC1545M). Les modes LP observés expérimentalement semblent correspondre à ceux prédits par le calcul, avec cependant quelques réserves sur la nature des deux derniers modes imagés qui présentent probablement un peu de mélange en amplitude (fig. 2.8).

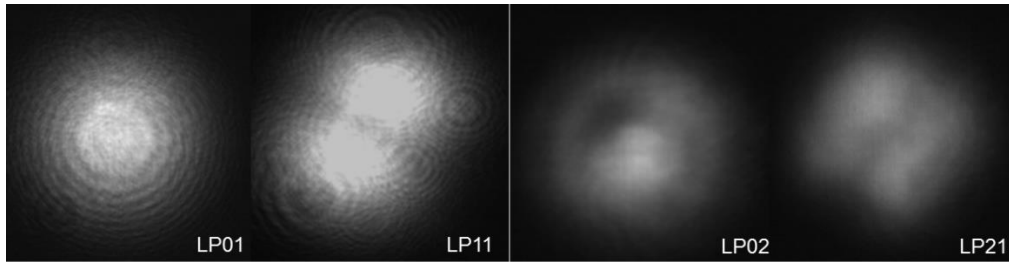


Figure 2.8 : Illustration des 4 modes guidés dans la fibre imagés par caméra CCD

Yoda et collaborateurs ont déterminé de manière théorique les facteurs M^2 de différents modes LP guidés dans les fibres [Yoda 06]. Ils donnent des facteurs M^2 respectivement égaux à 1,1 ; 3,1 et 3,3 pour les modes LP01, LP02 et LP21. Le mode LP11 étant quant à lui asymétrique, la valeur du facteur M^2 selon deux directions orthogonales (M_x^2 et M_y^2) est calculée égale à 1,1 et 3,3. Nous n'avons pas mesuré directement le facteur M^2 associé à chacun des modes observés expérimentalement. Néanmoins, des mesures ont été réalisées selon différentes conditions d'injection dans la fibre LMA 18/80 passive. Nous avons mesuré un facteur M^2 très proche de 1 quand les conditions d'injection étaient favorables au guidage du mode fondamental et un facteur M^2 égal à 3 au maximum dans le cas où l'injection ne favorisait aucun mode en particulier. Ces valeurs sont donc en accord avec les valeurs théoriques déterminées pour chaque mode par Yoda et collaborateurs.

Bien que le logiciel de calcul modal détermine le nombre et la nature des modes guidés supportés par la fibre, il ne permet bien évidemment pas de connaître la fraction en puissance de chacun des modes en configuration laser par exemple. Il n'est donc pas possible de connaître l'influence réelle des modes d'ordres élevés sur la qualité spatiale du faisceau laser.

II.2.2 Méthode de battement spectral

Une méthode expérimentale a récemment été développée afin d'identifier tous les modes LP se propageant dans la fibre et de calculer leur fraction en puissance. Cette technique, développée par Nicholson et collaborateurs, permet donc de connaître le contenu modal d'un faisceau issu d'une fibre légèrement multimode [Nicholson 08]. Cette méthode est appelée méthode d'imagerie S^2 car elle est résolue Spatialement et Spectralement. Nous nous en sommes inspirés pour déterminer le nombre de modes guidés dans la fibre 18/80 passive. Cette mesure vient compléter les observations réalisées avec le montage de la figure 2.7.

La méthode S^2 repose sur la différence de retard de groupe (DGD pour Differential Group Delay) entre deux modes transverses guidés dans la fibre. La superposition des amplitudes des deux modes se propageant simultanément dans la fibre entraîne alors un phénomène d'interférence qui induit un battement spectral dans l'espace des longueurs d'onde/fréquences. L'amplitude du battement dépend également des coordonnées (x,y) de l'espace dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau. L'intérêt d'une telle méthode est de reconstruire la distribution spatiale de chaque mode en mesurant l'amplitude du battement en chaque point de l'espace. L'analyse complète nécessite de disposer d'une fibre sonde dans le champ proche en sortie de la fibre à tester et de déplacer cette fibre sur l'ensemble du champ émis. Cette méthode oblige donc des déplacements mécaniques contrôlés et une reconstruction numérique de chaque mode guidé. Nous n'avons pas réalisé cette analyse complète. En effet, la simple analyse du battement spectral en un nombre limité de points de l'espace suffit pour identifier les modes se propageant dans la fibre. Cette étude, couplée aux résultats fournis par le logiciel de résolution des modes guidés, était suffisante pour notre application.

Dans le cas de la méthode S^2 , on considère deux modes dont les amplitudes des champs électriques $\mathbf{A}_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ et $\mathbf{A}_2(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ sont dépendantes des coordonnées spatiales (x,y) et de la fréquence angulaire ω de l'onde incidente. Les deux modes ne se propageant pas avec la même vitesse de groupe, il en résulte, en sortie de la fibre, un déphasage dépendant de la longueur de la fibre et de la différence de vitesse de groupe entre les deux modes. Pour une longueur L de fibre, ce déphasage s'écrit :

$$\Delta\phi = \frac{\omega}{c} \cdot \Delta n_g \cdot L \quad [2.1]$$

où Δn_g est la différence d'indice de groupe entre les deux modes guidés qui interfèrent.

On présume que les intensités des deux modes sont reliées par un paramètre $\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ tel que :

$$I_2(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) = \alpha^2(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \cdot I_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) \quad [2.2]$$

En supposant la différence de groupe indépendante de la longueur d'onde, l'intensité $I(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ résultant de l'interférence entre les deux modes dépend alors de la longueur d'onde :

$$I(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) = I_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)[1 + \alpha^2(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + 2\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{y})\cos(\tau_B \omega)] \quad [2.3]$$

où τ_B est la période temporelle du battement spectral entre les 2 modes causé par leur différence de retard de groupe avec :

$$\begin{aligned} \omega \cdot \tau_B &= \Delta\varphi \\ \tau_B &= \text{DGD} \cdot L \end{aligned} \quad [2.4]$$

avec **DGD** la différence de retard de groupe entre les deux modes par unité de longueur et **L** la longueur de fibre.

La transformée de Fourier de l'intensité spectrale (éq. [2.3]) donne alors :

$$B(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \tau) = [1 + \alpha^2(\mathbf{x}, \mathbf{y})]B_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \tau) + \alpha(\mathbf{x}, \mathbf{y})[B_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \tau - \tau_B) + B_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \tau + \tau_B)] \quad [2.5]$$

où $B_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \tau) = \mathbf{T} \cdot \mathbf{F}\{I_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)\}$ est la transformée de Fourier du spectre optique en fréquence d'un seul mode.

Il est ensuite possible d'accéder au paramètre $\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ donné par :

$$\begin{aligned} \alpha(\mathbf{x}, \mathbf{y}) &= \frac{1 - \sqrt{1 - 4f^2(\mathbf{x}, \mathbf{y})}}{2f(\mathbf{x}, \mathbf{y})} \\ \text{avec } f(\mathbf{x}, \mathbf{y}) &= \frac{B_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \tau = 0)}{B_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \tau = \tau_B)} \end{aligned} \quad [2.6]$$

Dans cette étude, on ne conserve que les termes d'interférences impliquant le mode fondamental. En effet, l'amplitude du mode fondamental étant grande devant l'amplitude des autres modes, on pourra négliger les termes d'interférences entre deux modes d'ordre élevé, le contraste de l'interférence entre ces deux modes étant très faible devant le contraste de l'interférence impliquant le mode fondamental.

Il en résulte que la transformée de Fourier du spectre optique en fréquence d'un faisceau multimode en un point (x,y) se traduit par l'apparition de plusieurs composantes spectrales correspondant à l'interférence entre le mode fondamental et les différents modes d'ordre supérieur guidés dans la fibre. Dans l'espace de Fourier, la position des modes d'ordre élevé dépend donc de la différence de retard de groupe par rapport au mode fondamental. De plus, le paramètre $\alpha(x,y)$ permet de connaître la fraction en puissance locale de chacun des modes (eq. [2.6]).

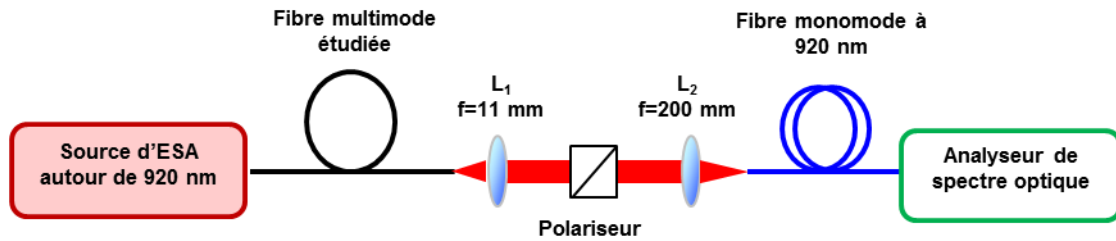


Figure 2.9: Schéma du montage expérimental de la méthode S^2

Comme illustré sur la figure 2.9, le montage expérimental implique l'injection d'une source de grande largeur spectrale dans la fibre multimode que l'on désire étudier. Pour cela, une source d'émission spontanée amplifiée centrée autour de 920 nm ($\Delta\lambda \sim 20\text{nm}$) et utilisant une fibre dopée Nd^{3+} à profil en W a été utilisée. En sortie de la fibre multimode, l'image agrandie (grandissement ~ 20) du faisceau est reformée sur la facette d'une fibre monomode à 920 nm reliée à un analyseur de spectre optique. Un polariseur permet de s'assurer que les états de polarisation des modes qui interfèrent sont rectilignes et parallèles entre eux.

Dans un premier temps, nous avons étudié une fibre télécom SMF 28 (diamètre de cœur de $8,4\text{ }\mu\text{m}$ et ON de 0,14), de longueur $L = 2\text{ m}$, afin de valider la méthode. A partir du profil d'indice théorique de la SMF 28, le calcul de résolution des modes guidés prévoit la propagation de deux modes, LP01 et LP11, à 920 nm.

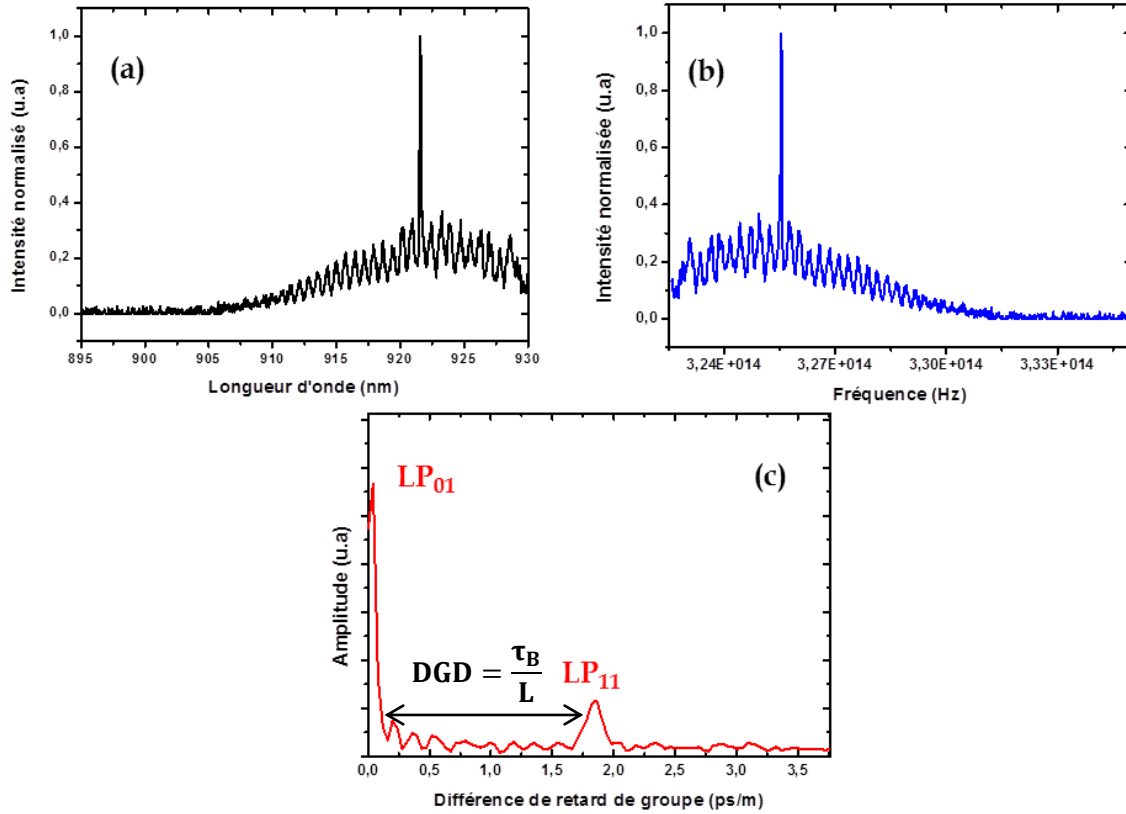


Figure 2.10 : Mesure de battement spectral réalisée sur une fibre SMF28 en un point du faisceau: spectre optique en longueur d'onde (a) spectre optique en fréquence (b) transformée de Fourier du spectre optique en fréquence (c)

Après acquisition du spectre en longueur d'onde pris en un point du faisceau en sortie de la fibre SMF 28, ce spectre est converti en fréquence pour se placer dans les conditions des équations [2.3] et [2.5]. Les figures 2.10 (a) et (b) illustrent le phénomène de battement spectral entre les modes dû à leur différence de retard de groupe. La figure 2.10(c) est obtenue après transformée de Fourier et l'axe des abscisses est normalisé par rapport à la longueur de fibre donnant ainsi accès à la différence de retard de groupe par unité de longueur de chacun des modes guidés dans la fibre. La présence des deux pics caractéristiques confirme bien l'existence de deux modes LP guidés dans la SMF 28. A partir du profil d'indice théorique de la fibre SMF28, le logiciel de résolution des modes prévoit une différence de retard de groupe par unité de longueur égale à 2,1 ps/m entre le mode LP_{01} et le mode LP_{11} . Cette valeur est en accord avec la valeur expérimentale obtenue par la méthode de battement spectral qui donne une différence de retard de groupe égale à 1,9 ps/m (Fig 2.10 (c)). Par contre, le rapport des intensités des deux composantes ne peut nous renseigner de manière fiable sur la part de chaque mode transportée par le faisceau. Pour obtenir cette information, il faudrait prendre en compte toute la surface du faisceau et non se contenter de l'information en un seul point.

Une fois la méthode validée, la fibre SMF28 a été remplacée par la fibre LMA 18/80 passive et des spectres optiques ont de nouveau été enregistrés en un point (x,y) du faisceau pour différentes conditions d'injection dans la fibre LMA. Nous avons choisi de commencer cette étude avec une fibre non dopée. En effet, cette étude préliminaire permet de valider les prédictions du logiciel de simulation après comparaison avec une observation expérimentale. La figure 2.11 présente les différentes courbes obtenues après transformée de Fourier des spectres en fréquence. La figure 2.11 (a) est obtenue en injectant le faisceau issu de la fibre monomode de manière à ne privilégier aucun mode en particulier, après vérification avec la caméra CCD.

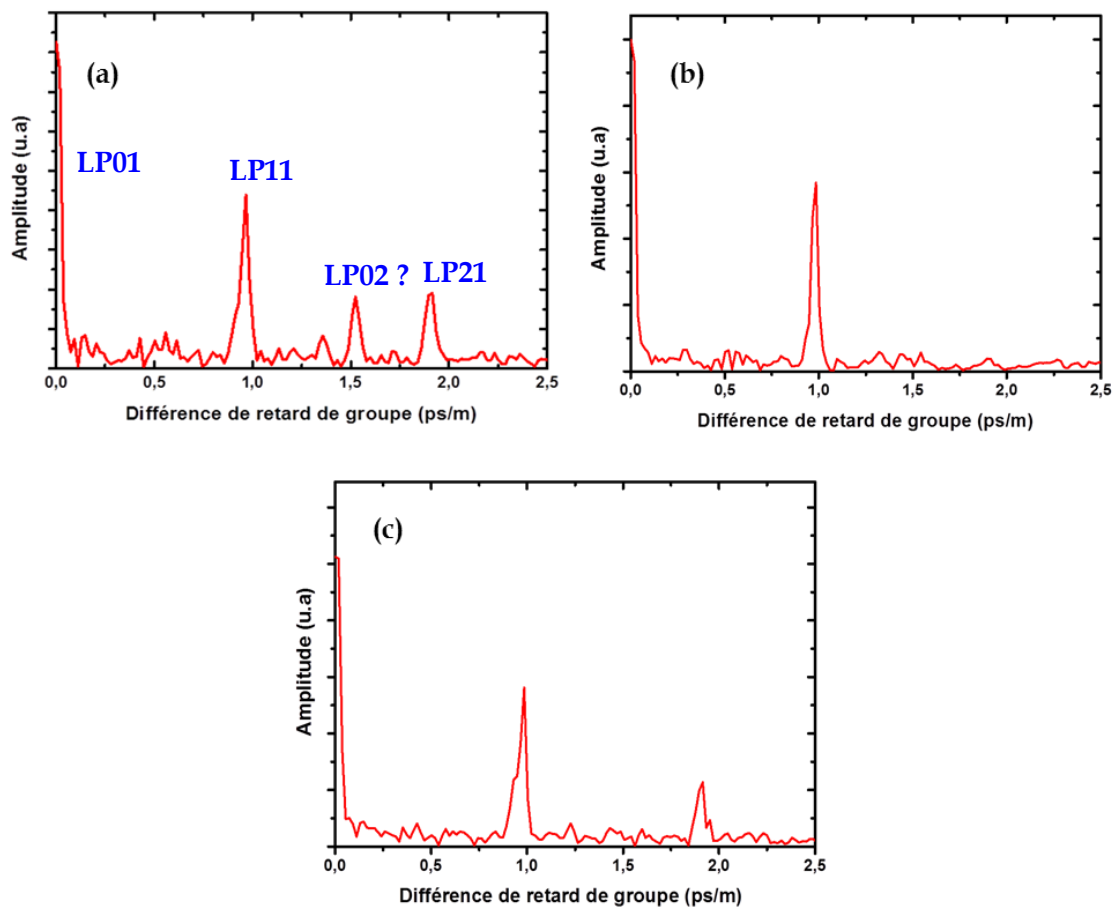


Figure 2.11: Méthode de battement spectral appliquée à la fibre LMA 18/80 passive : courbe obtenue après excitation de tous les modes (a), en excitant principalement le mode LP01 (b) et en excitant principalement le mode LP21 (c)

La présence, sur la figure 2.11(a), de 3 composantes distinctes tend à confirmer l'existence de 3 modes guidés d'ordre supérieur, ce qui est en accord avec les calculs initiaux. Cependant, les valeurs des différences de retard de groupe mesurées ne semblent pas être en accord avec les valeurs calculées. Le calcul à partir du profil d'indice de la fibre LMA prévoit en effet des valeurs égales à 0,6 ps/m, 0,54 ps/m et 1,06 ps/m

respectivement pour les battements entre le mode fondamental et les modes LP11, LP21 et LP02. Expérimentalement, les composantes sont situées en 0,95 ; 1,5 et 1,9 ps/m. Cet écart important entre valeurs calculées et expérimentales peut s'expliquer par le fait que nous ne disposons pas du profil d'indice réel de la fibre LMA 18/80 non-dopée. Le profil d'indice donné sur la figure 2.5 est, en effet, extrapolé à partir du profil d'indice de la préforme, ce qui semble avoir un impact sur les valeurs calculées des différences de retard de groupe. Afin de déterminer à quels modes transverses correspondent les pics présents sur la figure 2.11(a), nous avons procédé par élimination en comparant les courbes obtenues pour différentes conditions d'injection. La figure 2.11 (b) est par exemple obtenue en favorisant l'excitation du mode fondamental LP01 et du mode LP11 qui est le mode d'ordre élevé le plus robuste dans la fibre LMA. Le même pic étant présent sur la figure 2.11(a), on peut donc en déduire que le mode LP11 correspond au pic dont la différence de retard de groupe est égale à 1 ps/m. La figure 2.11 (c) est, quant à elle, obtenue en excitant préférentiellement le mode LP21 ; de la même manière on en déduit que le mode LP21 correspond à la composante située à 1,9 ps/m. Par élimination, on suppose donc que le pic situé à 1,5 ps/m sur la figure 2.11(a) correspond au mode LP02.

La méthode de battement spectral nous permet donc de caractériser les modes se propageant dans la fibre LMA 18/80 non-dopée et valide également les prévisions du logiciel de résolution de modes.

II.2.3 Etude des propriétés modales de la fibre LMA 20/80 dopée Nd³⁺

A partir du profil d'indice de la fibre LMA 20/80 dopée (fig. 2.12), le logiciel de résolution de modes prévoit l'existence de 9 modes d'ordre élevé guidés dans la fibre à 915 nm. Ce nombre de modes est donc bien plus important que dans le cas de la fibre LMA 20/80 non dopée. Cela semble cependant en contradiction avec les mesures de facteur M^2 réalisées en configuration laser ($M^2 = 3$ voir partie I.2.3) ainsi qu'en amplificateur ($M^2 \sim 2$). Deux facteurs sont à prendre en compte pour expliquer ce phénomène.

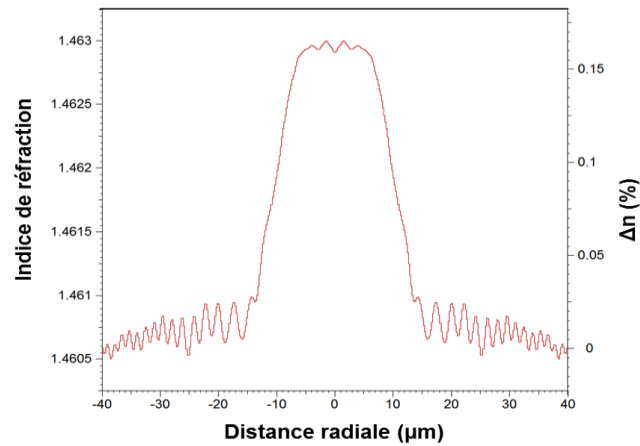


Figure 2.12 : Profil d'indice de la fibre LMA 20/80 dopée

Tout d'abord, le profil d'indice de réfraction ne correspond pas nécessairement au profil de dopage en ions Nd^{3+} dans la fibre. D'autre part, il est très peu probable que les modes d'ordre les plus élevés se propageant en partie en dehors du cœur dopé soient guidés ou amplifiés dans la fibre. Ainsi, d'après le logiciel, seuls 4 modes semblent confinés dans le cœur dopé, ce qui est par ailleurs en accord avec les mesures de facteur M^2 réalisées sur la fibre (voir chapitre I, paragraphe I.3.2).

L'autre facteur impactant la qualité spatiale du faisceau en sortie de la fibre 20/80 dopée est le rayon de courbure imposé à la fibre. En effet, lorsqu'une courbure est appliquée à une fibre optique, dans le cadre d'une réflexion totale interne, l'angle d'incidence des rayons lumineux sur l'interface cœur/gaine est modifié. En outre, les contraintes mécaniques imposées aux matériaux modifient leurs indices de réfraction et les différents modes se propageant dans la fibre vont alors présenter des pertes de propagation additionnelles dues à la courbure. Ces pertes varient exponentiellement avec l'inverse du rayon de courbure [Marcuse 76]. Plus l'ordre d'un mode est élevé, plus son extension spatiale dans la gaine est importante, ce qui engendre alors une atténuation plus importante. De cette manière, des lasers à fibre fonctionnant sur un seul mode guidé, alors que le cœur présente un diamètre supérieur à $25\ \mu\text{m}$, ont été réalisés [Koplow 00]. Cependant, la discrimination entre le mode fondamental et les modes d'ordre élevés devient de plus en plus difficile lorsque le diamètre du cœur augmente car les modes sont de mieux en mieux confinés dans le cœur et leurs indices effectifs sont par conséquent très proches.

Dans notre cas, un compromis entre qualité spatiale et puissance à $915\ \text{nm}$ nous a amené à choisir un rayon de courbure proche de $10\ \text{cm}$. Le choix de cette valeur reste

toutefois très empirique. Par la suite, nous avons montré que le laser fonctionnait simultanément sur 4 modes guidés seulement. Dans le cas de la fibre LMA 20/80 dopée, cette méthode n'est par conséquent pas suffisante pour atteindre un fonctionnement monomode transverse.

D'autres méthodes existent pour réaliser un filtrage modal dans les fibres. Elles consistent, par exemple, à créer un « taper » sur la fibre, c'est-à-dire à réduire de manière adiabatique le diamètre de la fibre sur quelques centimètres par chauffage et étirage. Le taper permet de filtrer localement tous les modes d'ordre élevé qui ne sont alors plus guidés dans le cœur réduit en diamètre [Lacroix 86]. Une autre solution consiste à obtenir un filtrage modal par le gain grâce à des fibres comportant une distribution de dopant sur un diamètre plus faible que celui du cœur de la fibre [Marciante 09]. Une propagation monomode ou quasi-monomode a également été démontrée dans des fibres spéciales comportant une structure ou un profil d'indice permettant d'introduire une fuite pour les modes d'ordre supérieur. Ceci implique notamment l'utilisation de fibres à cristal photonique [Wong 05] ou encore l'incorporation d'un ou plusieurs puits d'indice (ou trench) dans le profil d'indice de réfraction de la fibre [Jain 14].

Une méthode plus simple, potentiellement applicable à de nombreuses fibres LMA dopées standards, consiste à utiliser un filtrage modal par réflexion sur un réseau de Bragg multimode. Un fonctionnement monomode a ainsi été démontré dans un laser à fibre à cœur large dopé Thulium [Daniel 11], [Daniel 13]. Dans la dernière partie de ce chapitre, une technique originale utilisant un réseau de Bragg sur fibre multimode est appliquée à amplificateur à fibre LMA dopée Nd^{3+} et permet la sélection des modes guidés identifiés lors de l'étude.

II.3 Sélection modale dans un amplificateur à fibre LMA double-passage

II.3.1 Principe de la sélection modale par réseau de Bragg fibré

Pour une longueur d'onde donnée, le nombre de modes guidés dans une fibre multimode à saut d'indice dépend de la fréquence normalisée V (eq. [1.5]) dont la valeur est liée au diamètre et à l'ouverture numérique du cœur de la fibre. Chaque mode guidé est caractérisé par un indice de réfraction effectif n_{eff} qui, si l'on considère le cas simple de la fibre à saut d'indice, est compris entre l'indice de gaine et l'indice de cœur. Généralement, les modes d'ordre élevé ont une extension spatiale plus importante dans la gaine et par conséquent possèdent un indice effectif inférieur à celui du mode fondamental. Cette propriété est particulièrement intéressante si l'on considère un réseau de Bragg fibré dont la condition de Bragg est donnée par :

$$\lambda_{\text{Bragg}} = 2 \cdot n_{\text{eff}} \cdot \Lambda \quad [2.7]$$

avec Λ le pas du réseau de Bragg.

Ainsi, à chaque mode guidé est associée une longueur d'onde de Bragg λ_{Bragg} . En supposant que la largeur spectrale du réseau de Bragg est suffisamment étroite pour séparer les longueurs d'onde de Bragg des différents modes guidés, il devient alors possible de favoriser la réflexion d'un seul mode guidé en ajustant la longueur d'onde du signal incident.

Le réseau de Bragg utilisé dans nos expériences, réalisé par iXblue, possède une structure double gaine avec un diamètre de cœur de 18 μm et un diamètre de gaine de 80 μm , ce qui correspond au profil d'indice de la fibre LMA 18/80 non dopée présenté sur la figure 2.5. La largeur du pic de réflexion pour le mode fondamental a été estimé à $\sim 0,2$ nm (FWHM) tandis que sa réflectivité est proche de 90% à 910 nm. Afin de vérifier la capacité de ce réseau à filtrer spectralement les différents modes guidés, nous avons estimé les longueurs d'onde de Bragg pour l'ensemble des modes supportés par la fibre en mesurant le spectre du réseau en transmission. Pour cela, nous avons utilisé, comme source large bande, l'émission spontanée amplifiée émise par une fibre LMA 18/80 dopée Nd^{3+} qui est soudée au réseau de Bragg et pompée dans la gaine à 808 nm. Le spectre de la source après transmission dans le réseau de Bragg est représenté sur la figure 2.13.

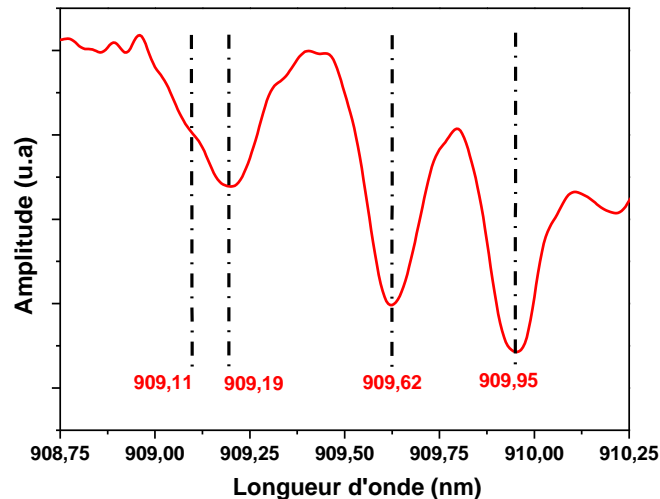


Figure 2.13 : Spectre en transmission du réseau de Bragg photo-inscrit sur la fibre LMA 18/80 non dopée

A partir de ce spectre, il est possible d'identifier trois « pics » distincts. Le premier correspond au mode fondamental LP01 qui possède l'indice effectif le plus élevé et donc la longueur d'onde la plus importante (909,95 nm). Grâce au logiciel de résolution de modes, il est alors possible de déterminer les indices effectifs associés aux différents modes guidés à partir du profil d'indice de la fibre LMA 18/80 non dopée sur laquelle est photo-inscrit le réseau de Bragg (fig. 2.5). Les valeurs des différents indices effectifs calculés par le logiciel sont regroupées dans le tableau 2.1. Puisque le pic situé à 909,95 nm correspond nécessairement au mode LP01, il est possible de calculer précisément le pas Λ du réseau de Bragg à partir de la relation [2.7]. On trouve alors que $\Lambda = 312,058$ nm.

La même relation permet d'estimer les longueurs d'onde de Bragg des trois modes d'ordre supérieur. Comme le montre le tableau 2.1, les longueurs d'onde expérimentales et calculées des modes d'ordre élevé présentent un très bon accord et ce, malgré le fait que nous ne disposions pas du profil réel de la fibre LMA 18/80. A partir de ces calculs, nous pouvons en déduire que les deux autres « pics » correspondent aux deux premiers modes guidés LP11 et LP21 (909,62 nm et 909,19 nm). Malgré que la largeur spectrale du réseau de Bragg ne soit pas suffisante pour séparer les deux derniers modes (LP21 et LP02) espacés de moins de 0,1 nm, on peut cependant deviner la présence du mode guidé LP02 situé à 909,11nm. De plus, ce quatrième mode est faiblement guidé, ce qui implique une réflexion plus faible à la longueur d'onde de Bragg associée. Il est à noter que la mesure de la transmission du réseau pour chaque longueur d'onde de Bragg devrait nous permettre d'estimer l'intensité relative réfléchie par chaque mode et donc la composition modale de l'intensité guidée. Cette mesure mène cependant à un résultat erroné puisque la somme

des fractions d'intensité réfléchies est inférieure au coefficient de réflexion du réseau de Bragg ($R = 0,9$). Il est donc probable que le coefficient de réflexion du réseau de Bragg soit en réalité inférieur à 0,9 pour l'ensemble des modes ou pour certains modes d'ordre élevé.

Mode	n_{eff} calculé	λ_{Bragg} calculée	λ_{Bragg} mesurée
LP01	1,4579814	909,95 nm	909,95 nm
LP11	1,4574036	909,59 nm	909,62 nm
LP21	1,4567340	909,17 nm	909,19 nm
LP02	1,4566354	909,11 nm	909,11 nm

Tableau 2.1 : Indices effectifs calculés à partir du profil d'indice et longueurs d'onde de Bragg calculées et mesurées expérimentalement associés aux modes guidés dans une fibre LMA 18/80 passive

Le réseau de Bragg ainsi caractérisé est, dans la suite, mis en œuvre dans un amplificateur de type MOPA en configuration « double-passage ». Cet élément de filtrage spectral se transforme alors en élément de filtrage spatial.

II.3.2 Structure de l'amplificateur double-passage

La structure de l'amplificateur double-passage à 910 nm reprend une partie du montage MOPA présenté en début de chapitre. Le montage expérimental est cependant modifié de sorte à mettre en œuvre le réseau de Bragg décrit au paragraphe précédent et à permettre une amplification après un double passage dans la fibre dopée (fig. 2.14). Le signal est émis par une diode laser en cavité externe, accordable autour de 910 nm par rotation d'un réseau de diffraction en configuration Littrow et possède une largeur spectrale inférieure à 0,01 nm. Après passage dans un polariseur de Glan-Taylor, le signal est injecté et amplifié dans la fibre dopée LMA 20/80 dopée Nd^{3+} soudée au réseau de Bragg. De l'autre côté du réseau de Bragg est injecté le faisceau de pompe à 808 nm issu du module LIMO. Un isolateur et un miroir dichroïque filtrant l'ESA à 1060 nm sont ajoutés pour éviter tout retour optique qui risquerait d'endommager la diode signal. En outre, le

réseau de Bragg et la fibre LMA dopée Nd^{3+} sont clivés avec un angle $>10^\circ$ pour empêcher toute interférence modale ou émission laser parasite.

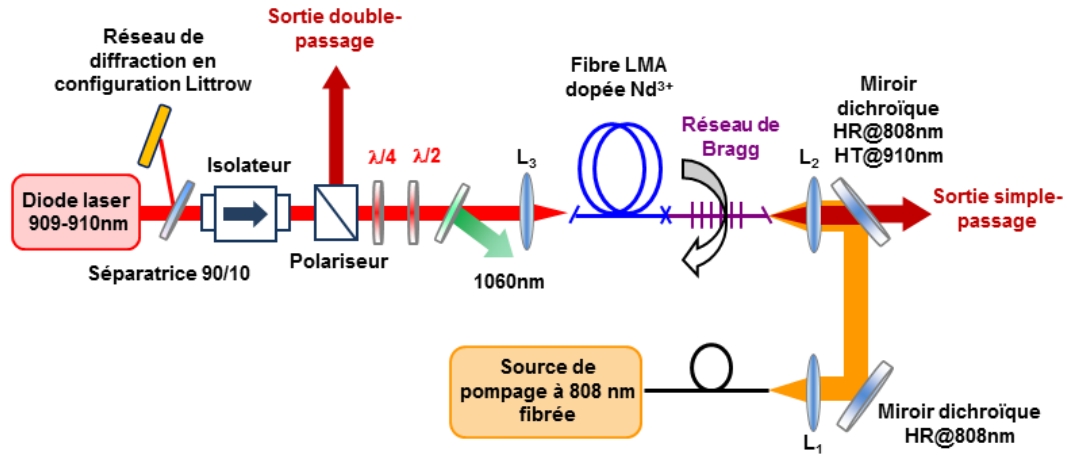


Figure 2.14 : Schéma expérimental de l'amplificateur double-passage

Afin d'obtenir une amplification double-passage tout en réalisant une sélection modale, la diode signal est accordée à une longueur d'onde correspondant à l'un des pics de réflexion du réseau de Bragg. Le signal est amplifié une première fois dans la fibre LMA dopée Nd^{3+} pompée à 808 nm. Le réseau de Bragg transmet alors tous les modes transverses amplifiés ne satisfaisant pas la condition de Bragg et réfléchit seulement un mode transverse unique dont la longueur d'onde de Bragg associée correspond à la longueur d'onde signal sélectionnée. Ce mode unique est de nouveau amplifié dans la fibre LMA dopée pour ensuite être séparé du signal incident par réflexion sur le polariseur de Glan-Taylor après rotation de la polarisation de 90° par l'intermédiaire d'une lame de phase $\lambda/4$. Etant donné que ni le réseau de Bragg, ni la fibre LMA dopée ne sont à maintien de polarisation, une lame de phase $\lambda/2$ est ajoutée et permet de rectifier plus facilement la polarisation après un aller-retour dans la partie fibrée. De cette manière, environ 85% de la puissance amplifiée au retour peut être récupérée en sortie du polariseur de Glan-Taylor, les 15% transmis à travers le polariseur étant bloqués par l'isolateur.

L'amplificateur peut également être utilisé en configuration simple-passage si la diode laser est accordée à une longueur d'onde ne correspondant à aucune des longueurs d'onde réfléchies par le réseau de Bragg. Il est ainsi possible de comparer les performances de l'amplificateur dans les deux configurations – simple-passage et double-passage – en ajustant simplement la longueur d'onde de la diode laser, donc sans modifier l'alignement.

II.3.3 Mise en évidence de la sélection modale dans une fibre 18/80 passive

Dans un premier temps, l'efficacité du filtrage modal par le réseau Bragg a été vérifiée en utilisant le montage de la figure 2.14 dans lequel la fibre dopée a été retirée. Seule la fibre LMA passive 18/80 sur laquelle le réseau de Bragg a été photo-inscrit est conservée dans le montage. La diode laser est alors précisément accordée aux 4 longueurs d'onde de Bragg mesurées à partir du spectre du réseau en transmission (fig. 2.13) ainsi qu'à une longueur d'onde située en dehors du spectre de réflexion du réseau, généralement proche de 911 nm. Les modes réfléchis ou transmis par le réseau de Bragg sont alors imagés par une caméra CCD et également reconstruits par un profileur de faisceau à lame (Beam'R2 de DataRay inc). Seul le mode LP02 n'a pas pu être reconstruit par le profileur de faisceau. Le tableau 2.2 présente le profil spatial des faisceaux réfléchis ou transmis.

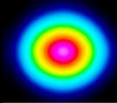
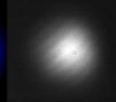
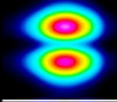

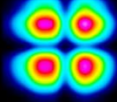
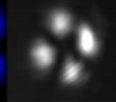
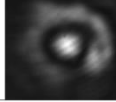
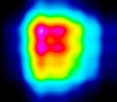
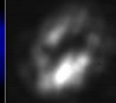
Mode	λ diode laser	Profileur	Caméra CCD
LP01	909,95 nm		
LP11	909,62 nm		
LP21	909,19 nm		
LP02	909,11 nm		
Faisceau transmis	$\lambda \neq \lambda_{\text{Bragg}}$		

Tableau 2.2: Profils spatiaux associés aux modes guidés réfléchis ou transmis par le réseau de Bragg

D'après ces résultats, nous pouvons en conclure qu'il est possible de réfléchir sélectivement l'un des 4 modes guidés en ajustant la longueur d'onde de la diode laser signal. Le mode LP02 étant faiblement guidé, il est cependant plus difficile à obtenir et l'injection dans la fibre passive nécessite d'être ajustée afin de favoriser l'excitation de ce mode. A noter que le paramètre M^2 du faisceau multimode transmis ($\lambda \neq \lambda_{\text{Bragg}}$) est compris entre 2 et 3 selon les réglages d'injection dans le cœur de la fibre. Le faisceau réfléchi à la longueur d'onde de Bragg du mode LP01 présente quant à lui un paramètre M^2 égal à 1,05, ce qui confirme l'efficacité du filtrage modal par le réseau de Bragg.

II.3.4 Résultats en régime d'amplification double-passage

Nous avons par la suite étudié les performances du système en régime d'amplification en soudant la fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+} au réseau de Bragg, tel que présenté sur la figure 2.14. L'amplification simple-passage ($\lambda \neq \lambda_{\text{Bragg}}$) est comparée avec le schéma d'amplification double-passage opérant sur le mode LP01 après ajustement de la longueur d'onde à 909,95 nm. La fibre LMA dopée possède une longueur de 4 m et présente une absorption faible-signal de la pompe de l'ordre de 70%. Des mesures de saturation du gain ont été réalisées pour une puissance de pompage injectée égale à 7,5 W à 808 nm et pour une puissance signal injectée dans le cœur de la fibre LMA dopée atteignant jusqu'à 50 mW à 910 nm.

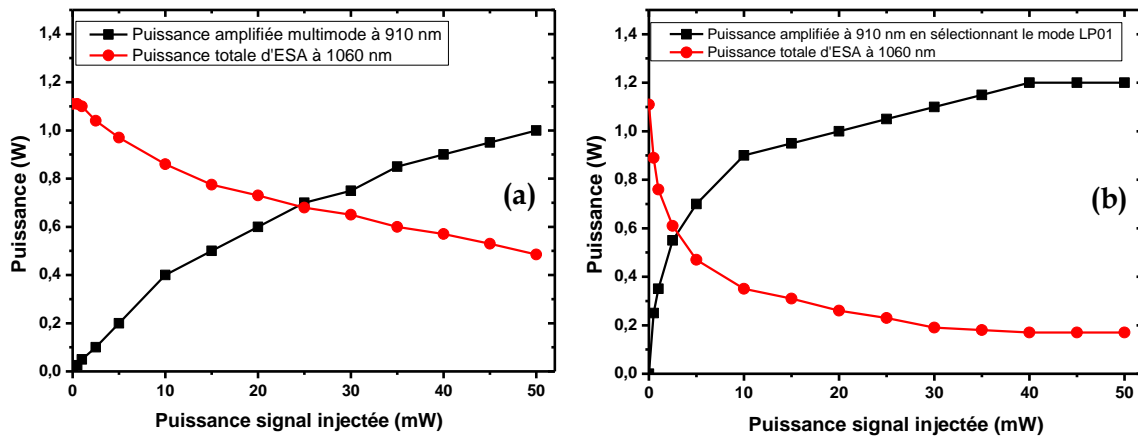


Figure 2.15 : Puissance de sortie à 910 nm (noir) et puissance totale d'ESA à 1060 nm (rouge) en fonction de la puissance signal injectée en configuration simple passage (a) et double passage (b)

Les résultats expérimentaux, présentés sur la figure 2.15, montrent une différence significative entre les configurations simple passage et double-passage. De fait, à cette puissance de pompage, la puissance signal disponible n'est pas suffisante pour atteindre le régime de saturation du gain dans le cas du schéma simple-passage, ce qui se traduit par une forte présence de l'ESA à 1060 nm. Dans cette configuration, il est nécessaire d'injecter une puissance signal minimum égale à 25 mW pour que la puissance amplifiée à 910 nm dépasse la puissance d'ESA à 1060 nm. Au maximum de puissance signal injectée, la puissance amplifiée à 910 nm est seulement égale à 1 W et le faisceau présente bien évidemment un caractère multimode.

Lorsque le mode LP01 est sélectionné dans la configuration double-passage, une puissance signal injectée de seulement 3 mW est suffisante pour que la puissance amplifiée à 910 nm soit supérieure à la puissance d'ESA à 1060 nm. De plus, le régime de saturation

est atteint pour une puissance signal de l'ordre de 40 mW et permet d'obtenir 1,2 W de puissance amplifiée à 910 nm pour seulement 300 mW d'ESA à 1060 nm.

La configuration double-passage améliore donc les performances de l'amplificateur avec des gains plus élevés à 910 nm et une puissance d'ESA à 1060 nm plus faible. Cette amélioration s'explique par une puissance signal plus élevée et plus homogène dans la fibre dopée Nd³⁺. La puissance totale à 910 nm en chaque point de la fibre est en effet la somme des signaux co- et contra-propagatif. Par conséquent, le gain à 910 nm est plus facilement saturé, ce qui provoque alors une diminution de l'inversion de population et bien sûr une réduction de l'ESA à 1060 nm.

Dans cette configuration, nous observons une puissance signal de 350 mW transmise à travers le réseau de Bragg. Ce signal, à la longueur d'onde de 909,95 nm, correspond majoritairement aux modes d'ordres supérieurs excités lors de l'injection du signal dans la fibre dopée puis amplifiés après un aller dans cette même fibre. Si cette puissance transmise représente une perte qui diminue inévitablement le rendement de l'amplificateur, elle reste cependant modérée si on la compare à la puissance extraite. En effet, le gain effectif G de l'amplificateur étant identique dans les deux directions de propagation, le rapport entre la puissance totale amplifiée après un premier passage (donc à l'entrée du réseau de Bragg) et la puissance amplifiée après un aller-retour est égal à $G \times R_{LP01}$, où R_{LP01} correspond à la fraction en puissance réfléchie par le réseau de Bragg. L'extraction de la puissance est donc majoritairement réalisée lors du second passage dans la fibre dopée. Il est donc important de maintenir un gain à 910 nm relativement élevé afin d'éviter une puissance transmise à travers le réseau de Bragg trop grande.

Un calcul analytique simple peut également être réalisé pour estimer, d'une part, le gain G dans la fibre dopée en configuration double passage et, d'autre part, la fraction en puissance correspondant au mode LP01. En effet, connaissant les puissances incidente, transmise à travers le réseau de Bragg et finalement amplifiée après un double-passage, il est facile d'estimer le gain effectif G . On pourra également comparer le gain obtenu à celui estimé en configuration simple passage (G_{sp}). On mène cette étude pour une puissance de pompage égale à 7,5 W afin d'utiliser les résultats de la figure 2.15.

On note :

P_0 : puissance injectée dans la fibre dopée à 910 nm ; $P_0 = 50$ mW

P_{LP01} : puissance associée au mode LP_{01} et extraite après amplification sur un aller-retour dans la fibre dopée ; $P_{LP01} = 1,2$ W

P_t : puissance transmise par le réseau de Bragg à 910 nm ; $P_t = 0,35$ W

R_{Bragg} : le coefficient de réflexion du réseau de Bragg pour un mode unique donné

$R_{Bragg} = 0,9$

En supposant qu'il n'y a pas de mélange entre modes guidés lors de la propagation dans la fibre dopée, il est alors facile d'établir la relation :

$$P_{LP01} = G. (G. P_0 - P_t). R_{Bragg} \quad [2.8]$$

La résolution de l'équation du second degré en G permet alors de calculer $G = 9,7$. On en déduit également la fraction en puissance du mode LP_{01} contenue dans la puissance amplifiée après un passage :

$$f_{LP01} = 1 - \frac{P_t}{G.P_0} \quad [2.9]$$

Finalement, on calcule : $f_{LP01} = 27\%$.

Cette fraction en puissance a également été évaluée par ajustement en utilisant la modélisation numérique décrite en détails dans le chapitre I. Cette modélisation a été adaptée au montage de la figure 2.14 afin de prendre en compte l'amplification double-passage. Le paramètre f_{LP01} a également été introduit dans le modèle et le meilleur ajustement avec les résultats expérimentaux a été obtenu pour $f_{LP01} = 40\%$.

L'incertitude de ces estimations est toutefois assez élevée, car fortement dépendante des conditions d'injection et des contraintes mécaniques (courbures) imposées à la fibre. Cette double évaluation permet cependant de montrer que seulement 25 à 40% de la puissance optique est concentrée dans le mode fondamental LP_{01} . Ce résultat explique donc les qualités de faisceau médiocres mesurées jusqu'à présent et confirme qu'une sélection modale est nécessaire si l'on souhaite générer un faisceau limité par diffraction.

L'amélioration de la saturation du gain à 910 nm dans la configuration double-passage est également confirmée par les courbes de rendement présentées sur la figure 2.16. A la puissance maximale de pompage, une puissance à 910 nm égale à 2,2 W est obtenue pour une puissance signal injectée égale à 50 mW (fig. 2.16(b)). En configuration simple passage (fig. 2.16(a)), la puissance de sortie est réduite à 1,5 W. Le gain effectif de la fibre dopée en configuration double-passage ($G = 9,7$) est donc bien plus faible comparé au gain mesuré en configuration simple passage ($G_{sp} = 30$). En conséquence, la puissance totale d'ESA à 1060 nm est réduite à seulement 300 mW au maximum de puissance de pompe en configuration double-passage tandis qu'elle atteint 1,4 W dans le schéma simple-passage. En configuration double-passage, un paramètre M^2 égal à 1,06 est mesuré et confirme donc l'amplification sélective du mode LP01. Ce résultat montre également qu'il n'y pas de transfert de puissance du mode LP01 vers les modes d'ordre supérieur lors du second passage dans l'amplificateur.

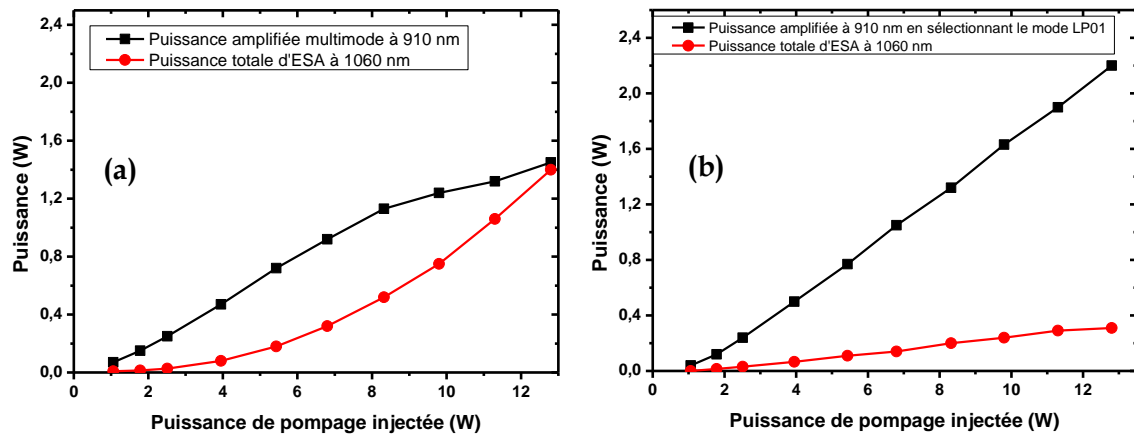


Figure 2.16 : Puissance de sortie à 910 nm (noir) et puissance totale d'ESA à 1060 nm (rouge) en fonction de la puissance de pompe en configuration simple passage (a) et double passage (b) pour une puissance signal injectée de 50 mW

Enfin, nous avons également démontré qu'il est possible d'amplifier sélectivement les modes LP11 et LP21, en ajustant la longueur d'onde signal respectivement à 909,62 nm et 909,19 nm. Les images des modes amplifiés, reconstruites par le profileur de faisceau, sont présentées sur la figure 2.17. Pour une puissance de pompe de 13 W, les puissances amplifiées autour de 910 nm sont respectivement égales à 1,6 W et 1,4 W, ce qui semble donc indiquer une efficacité moindre lorsque l'ordre du mode augmente. Nous pouvons supposer que le recouvrement plus faible de la distribution spatiale des modes d'ordre élevé avec le cœur dopé réduit le gain dans l'amplificateur. De plus la fraction de puissance réfléchiée par le réseau de Bragg pourrait également être plus faible pour ces

modes guidés. Le mode LP02 n'a pas pu être observé de manière stable. Ce mode est en effet plus difficile à sélectionner de par sa longueur d'onde de Bragg associée, trop proche de celle du mode LP21.

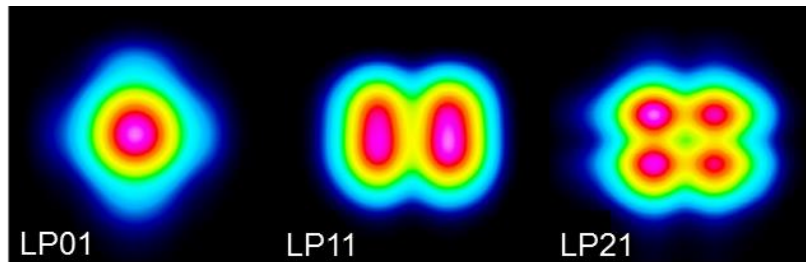


Figure 2.17 : Distributions en intensité des modes sélectionnés et amplifiés dans la configuration double-passage

Malgré le fait que plus de 40 W de puissance de pompage à 808 nm soit disponible, l'apparition de perturbations temporelles entraînant des instabilités ont été observées lors de la mesure de la puissance de sortie et nous ont forcé à limiter la puissance de pompe injectée à 13 W. En considérant la très faible largeur spectrale ($<0,01$ nm) du signal à 910 nm issu de la diode laser accordée en longueur d'onde, des effets non-linéaires, tels que l'effet Brillouin, pourraient être la cause de ces instabilités. En effet, ces perturbations disparaissent lorsque la diode n'est plus accordée en longueur d'onde et présente une largeur spectrale plus importante ($\sim 0,5$ nm).

II.4 Conclusion du chapitre

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons caractérisé la saturation du gain et le rendement de conversion d'un système MOPA basé sur la fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+} étudiée dans le premier chapitre. Les résultats expérimentaux ont montré qu'une puissance signal relativement élevée était nécessaire pour saturer efficacement le gain à 915 nm de l'amplificateur et supprimer l'ESA à 1060 nm. Cependant une puissance supérieure à 14 W à 915 nm a été obtenue en sortie d'amplificateur, ce qui correspond à un rendement de conversion de l'ordre de 30%. En outre, le faisceau en sortie de l'amplificateur montrait alors un comportement multimode avec un facteur M^2 égal à 2, donc plus faible qu'en configuration laser. La modélisation numérique de l'amplificateur à fibre LMA dopée Nd^{3+} nous a permis de confirmer le rôle néfaste de l'ESA à 1060 nm sur la saturation du gain à 915 nm de l'amplificateur. Nous avons aussi montré que, pour cette configuration, le gain effectif à 1060 nm ne doit pas dépasser 28-30 dB afin d'éviter une forte puissance d'ESA à 1060 nm.

Une caractérisation modale des fibres LMA, passive et dopée, a ensuite été réalisée dans le but de déterminer le nombre de modes guidés. Pour cette étude, nous avons utilisé différentes méthodes : logiciel de résolution de modes guidés, imagerie des modes par caméra CCD et méthode de type S^2 . Ceci nous a permis de conclure que le nombre de modes guidés était égal à 4 dans le cas de la fibre LMA passive 18/80.

Par la suite, nous avons mis en œuvre un système MOPA double-passage opérant à 910 nm et permettant d'amplifier sélectivement les modes transverses LP guidés dans la fibre au moyen d'un réseau de Bragg fibré multimode. Ce système a ainsi permis d'atteindre une puissance de 2,2 W à 910 nm en sélectionnant le mode fondamental LP01, pour une puissance de pompage de 13 W. La sélection du mode LP01 a d'ailleurs été confirmée par une mesure d'un facteur M^2 égal à 1,06. De plus, les résultats expérimentaux ont montré que la saturation du gain et le rendement d'extraction à 910 nm de cet amplificateur double-passage était grandement améliorée par rapport à la configuration simple-passage. Enfin, le système MOPA double-passage a également permis l'amplification sélective des modes d'ordre élevé guidés dans la fibre. Ainsi, des puissances de sortie de 1,6 W et 1,4 W ont respectivement été obtenues en sélectionnant les modes LP11 et LP21, pour une puissance de pompage toujours égale à 13 W à 808 nm.

Il est à noter qu'il s'agit, à notre connaissance, de la première démonstration d'une amplification sélective de mode unique par réseau de Bragg multimode dans un amplificateur à fibre dopée. Le rendement de conversion laser en configuration double-passage sur le mode LP01, proche de 17% par rapport à la puissance de pompage injectée, pourrait probablement être amélioré en optimisant la longueur de la fibre dopée et en utilisant des composants fibrés à maintien de polarisation.

III. Conversion non-linéaire de fréquence autour de 450 nm

Nous avons décrit dans les deux premiers chapitres les architectures des lasers à fibre dopée Nd^{3+} pour une émission autour de 900 nm. Ces systèmes ont été adaptés pour obtenir de fortes puissances (>20 W) en régime continu, sous forme d'amplificateur MOPA ou en cavité laser. Dans ce dernier chapitre, ces sources sont mises en œuvre pour la conversion non-linéaire de fréquence de sorte à obtenir une émission dans le domaine spectral bleu autour de 450 nm.

Nous commençons ce chapitre en rappelant le principe de la conversion non-linéaire de fréquence et en détaillant le calcul du rendement de conversion théorique d'un cristal non-linéaire de LBO. Nous montrons alors que les puissances dont nous disposons dans l'infrarouge sont insuffisantes pour obtenir, en régime continu, une puissance à 450 nm de quelques watts. De telles puissances peuvent cependant être atteintes en insérant dans la cavité du laser à fibre une cavité résonante interne qui permet d'exalter la puissance optique à 900 nm afin d'augmenter le rendement de conversion de fréquence dans un cristal non-linéaire de LBO. La dernière partie du chapitre aborde le doublage de fréquence en régime impulsionnel. Deux architectures, en cavité laser et en régime d'amplificateur, sont présentées.

III.1 Doublage de fréquence en régime continu

III.1.1 Conversion non-linéaire de fréquence dans un cristal de LBO

a. Généralités sur le doublage de fréquence

La génération de second harmonique (SHG pour Second Harmonic Generation), ou encore doublage de fréquence a été démontré pour la première fois en 1961 par Franken et collaborateurs qui, en focalisant le faisceau issu d'un laser à rubis fonctionnant en régime impulsionnel à 694 nm dans une lame de quartz, ont observé l'apparition d'une raie à 347 nm [Franken 61]. Le doublage de fréquence est lié à la susceptibilité non-linéaire de second ordre $\chi^{(2)}$ et, comme tous les effets non-linéaires du second ordre, ne peut se produire que dans des milieux anisotropes, plus précisément dans des milieux ne présentant pas de symétrie centrale (non centro-symétriques).

A noter que la génération de second harmonique est un cas particulier du processus de somme de fréquences pour lequel deux ondes incidentes de pulsations ω_1 et

ω_2 se combinent pour ne former qu'une seule onde de pulsation ω_3 possédant l'énergie totale des deux ondes incidentes de telle sorte que $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$. Dans le cas de la génération de second harmonique $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ et la pulsation ω_3 est donc égale à 2ω comme représenté schématiquement sur la Figure 3.1.



Figure 3.1 : Principe du doublage de fréquence

Reprenons l'équation [1.1] du premier chapitre (paragraphe I.1) et supposons que l'onde incidente soit monochromatique avec un champ électrique de la forme $\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot \cos(\omega t)$ où l'orientation du vecteur amplitude \vec{E}_0 désigne la direction de polarisation de la lumière. Le terme d'ordre 1 de la réponse du milieu à cette onde lumineuse est aussi proportionnel à $\cos(\omega t)$ et donc à une onde de pulsation $\omega = 2\pi \cdot \nu$. C'est la réponse linéaire : les atomes du milieu se comportent comme des dipôles harmoniques oscillant à la pulsation ω .

Par contre, dans le cas où $\chi^{(2)} \neq 0$ et si le milieu est traversé par un champ intense, un terme d'ordre deux proportionnel à $\cos^2(\omega t) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(2\omega t)$ apparaît. A l'ordre deux, la réponse du milieu à l'onde incidente contient donc une onde de fréquence double par rapport à l'onde incidente.

L'onde incidente (ou fondamentale) de pulsation ω se propage dans le milieu avec une vitesse de phase $v_\omega = c/n(\omega)$ et génère sur son passage une onde de pulsation 2ω qui se propage à la vitesse de phase $v_{2\omega} = c/n(2\omega)$. A cause de la dispersion chromatique dans le milieu, on a généralement $n(2\omega) \neq n(\omega)$ et, par conséquent, les vitesses de phase sont différentes pour l'onde incidente et l'onde doublée. Il se crée donc un désaccord de phase entre ces deux ondes qui réduit ou annule l'efficacité du processus de doublage de fréquence. Pour que l'efficacité du processus de génération de second harmonique soit maximale, il faut que la condition d'accord de phase soit satisfaite, c'est à dire :

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega = 0 \quad [3.1]$$

avec \mathbf{k}_ω et $\mathbf{k}_{2\omega}$, les vecteurs d'ondes à la pulsation ω et 2ω définis par :

$$\begin{aligned}\mathbf{k}_\omega &= \frac{2\pi \cdot \mathbf{n}_\omega}{\lambda_\omega} \\ \mathbf{k}_{2\omega} &= \frac{2\pi \cdot \mathbf{n}_{2\omega}}{\lambda_{2\omega}}\end{aligned}\quad [3.2]$$

où \mathbf{n}_ω et $\mathbf{n}_{2\omega}$ sont les indices de réfraction vus par l'onde fondamentale et l'onde doublée

L'accord de phase $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{0}$ revient donc à faire en sorte que l'indice de réfraction vu par l'onde fondamentale soit égal à l'indice de réfraction vu par l'onde de second harmonique, soit $\mathbf{n}_\omega = \mathbf{n}_{2\omega}$. Cette condition est généralement obtenue dans des matériaux dits biréfringents qui possèdent deux indices, ordinaire et extraordinaire (notés n_o et n_e) selon la direction de polarisation de l'onde incidente. On parle d'une interaction de type I (oo-e ou ee-o) quand deux photons de pulsation ω possèdent une polarisation soit ordinaire soit extraordinaire par rapport au cristal et se combinent pour créer un photon de pulsation 2ω avec une polarisation orthogonale à celle des deux photons de pulsation ω . Dans l'interaction de type II (eo-e ou oe-o), les deux photons de pulsation ω sont polarisés orthogonalement l'un par rapport à l'autre et se combinent pour créer un photon de pulsation 2ω avec une polarisation soit ordinaire, soit extraordinaire.

b. Choix du cristal de LBO et estimation du coefficient de conversion simple-passage

L'inconvénient majeur de l'accord de phase par biréfringence réside dans l'existence du phénomène de double réfraction pour lequel les angles de réfraction des ondes dépendent de leur polarisation. La double réfraction entraîne du « walk-off » spatial, c'est-à-dire que l'énergie transportée par le vecteur de Poynting d'une des deux ondes, fondamentale ou doublée, ne se propage pas dans la même direction que son vecteur d'onde. Pour des faisceaux fortement focalisés, le recouvrement entre l'onde fondamentale et l'onde doublée devient alors de plus en plus faible le long du cristal, ce qui impose une limitation sur la longueur du cristal doubleur et donc sur l'efficacité de conversion. L'angle de double réfraction entre les ondes fondamentale et doublée dépend du cristal non-linéaire utilisé. Le walk-off peut être annulé dans certaines conditions d'orientation et de température du cristal doubleur, l'accord de phase devient alors beaucoup moins sensible à l'angle d'incidence et à la largeur spectrale de l'onde, on parle d'accord de phase non-critique. Autour de 900 nm, l'accord de phase non-critique est cependant difficilement réalisable du fait des températures nécessaires pour remplir cette condition. Par exemple,

dans le cas du cristal non-linéaire de Triborate de Lithium (LiB_3O_5 ou LBO), l'accord de phase non critique est obtenu pour des températures très élevées pour une interaction de type I ($> 250^\circ\text{C}$) et très basses ($< -50^\circ\text{C}$) pour une interaction de type II.

Nous avons donc opté pour un accord de phase critique à température ambiante et décidé d'utiliser un cristal de LBO de type I pour le doublage de fréquence autour de 900 nm. Ce cristal présente en effet un bon compromis entre efficacité de conversion, walk-off et seuil de dommage élevé. Dans un premier temps, le rendement de doublage attendu est estimé grâce à la relation donnée par Boyd et Kleinmann permettant de calculer l'efficacité de conversion simple passage dans un cristal doubleur de type I dans le cas d'un faisceau gaussien focalisé et en négligeant la déplétion du faisceau fondamental [Boyd 68] :

$$\eta = \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}^2} = K \cdot l \cdot k_{\omega} \cdot h(\sigma, B, \xi)$$

$$K = \frac{2\omega^2 \cdot d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 \cdot n_{\omega}^2 \cdot n_{2\omega} \cdot c^3 \cdot \pi} \quad [3.3]$$

où P_{ω} est la puissance de l'onde fondamentale, l la longueur du cristal doubleur, ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide et d_{eff} , le coefficient non-linéaire effectif du cristal.

Le terme $h(\sigma, B, \xi)$ est le facteur de pondération de Boyd-Kleinmann, compris entre 0 et 1, et défini par :

$$h(\sigma, B, \xi) = \frac{1}{4\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \frac{e^{i\sigma(\tau-\tau')} \cdot e^{-B^2(\tau-\tau')/\xi}}{(1+i\tau) \cdot (1-i\tau')} d\tau d\tau'$$

$$\sigma = \frac{1}{2} \Delta k \cdot b$$

$$\xi = \frac{1}{b}$$

$$B = \frac{1}{2} \rho \sqrt{l \cdot k_{\omega}} \quad [3.4]$$

avec b le paramètre confocal du faisceau fondamental incident égal à $k_{\omega} \cdot w_0^2$ et w_0 le rayon au col (ou waist) du faisceau.

Cette fonction $\mathbf{h}(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{B}, \xi)$ pondère donc le facteur \mathbf{K} , de l'équation [3.3], en prenant en compte le désaccord de phase (au travers du paramètre $\boldsymbol{\sigma}$), la focalisation du faisceau (via le paramètre ξ) ainsi que le walk-off $\boldsymbol{\rho}$ lié au cristal (qui apparait dans le paramètre \mathbf{B}). Afin de simplifier le calcul, nous avons choisi d'utiliser une approximation du facteur de Boyd-Kleinmann développée par Ramazza et collaborateurs [Ramazza 02]. Cette approximation, notée $\mathbf{g}(\xi, \mathbf{B})$, est utilisée dans la condition d'accord de phase ($\Delta\mathbf{k} = 0$ donc $\boldsymbol{\sigma} = 0$). Elle est donnée par la relation :

$$\mathbf{h}(\mathbf{B}, \xi) \approx \mathbf{g}(\mathbf{B}, \xi) = \mathbf{atan}(\xi) \cdot \mathbf{tanh}\left(\frac{\pi^{1/2}}{2 \cdot \mathbf{B} \cdot \xi^{1/2}}\right) \quad [3.5]$$

Le cristal de LBO utilisé (Eksma), de longueur $\mathbf{l} = 1$ cm, est orienté pour une conversion de fréquence à 910 nm en incidence normale (Plan XY, $\phi=22^\circ$). Dans les conditions d'accord de phase, on a $\mathbf{n}_\omega = \mathbf{n}_{2\omega} = 1,608$, cette valeur étant déterminée à partir des coefficients de Sellmeier donnés par Kato et. al. et confirmée par le logiciel SNLO (AS-photonics) [Kato 94].

Le logiciel SNLO nous a également permis de connaître la valeur du coefficient non-linéaire effectif \mathbf{d}_{eff} du cristal à 910 nm, égale à $0,8 \cdot 10^{-12}$ m/V, SNLO se référant aux travaux de D. Roberts [Roberts 92]. A noter d'ailleurs, que la plupart des valeurs de \mathbf{d}_{eff} du LBO données dans la littérature ou sur les sites des revendeurs de cristaux non-linéaires sont erronées (inversion et/ou erreurs dans les coefficients \mathbf{d}_{31} et \mathbf{d}_{32}). Finalement, SNLO donne une valeur de l'angle de walk-off $\boldsymbol{\rho}$ égale à 12,5 mrad à 910 nm, ce qui est proche des valeurs données dans la littérature.

Il nous faut maintenant estimer la valeur de l'approximation de la fonction de pondération de Boyd-Kleinmann (eq. [3.5]). La valeur de \mathbf{B} étant fixée, ceci nous permet de calculer l'évolution de la fonction \mathbf{g} en fonction de \mathbf{w}_0 , rayon au col (ou waist) du faisceau incident de pulsation ω , afin de déterminer la valeur maximale de la fonction \mathbf{g} pour les paramètres choisis (λ_ω , $\boldsymbol{\rho}$ et \mathbf{n}_ω).

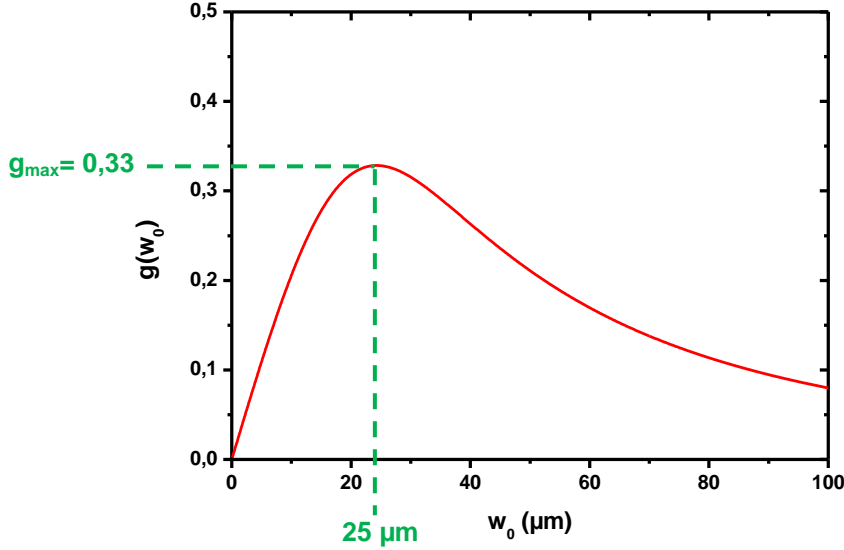


Figure 3.2 : Evolution du facteur de pondération de Boyd-Kleinmann approximé g en fonction du rayon de waist w_0

On en déduit que la valeur maximale g_{\max} du facteur de Boyd-Kleinmann approximé est égale à 0,33 ; ce qui correspond à un rayon au waist de 25 μm pour le faisceau incident dans le cristal (fig. 3.2).

Une fois tous les paramètres intervenant dans l'équation [3.3] déterminés, il est alors possible d'estimer le rendement maximum de conversion simple passage η_{\max} du cristal de LBO, exprimé en W^{-1} et défini par :

$$\eta_{\max} = \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}^2} = \frac{16\pi^2 \cdot d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 \cdot c \cdot n_{\omega}^2 \cdot \lambda_{\omega}^3} \cdot l \cdot g_{\max} \quad [3.6]$$

La valeur de η_{\max} est ainsi égale à $6,2 \cdot 10^{-5} \text{ W}^{-1}$. On observe que l'efficacité de conversion simple passage n'est clairement pas suffisante pour un doublage de fréquence efficace en régime continu compte tenu du fait que la puissance incidente maximum est égale à 20 W à 900 nm. En effet, pour une puissance incidente de 20 W sur le cristal de LBO, la puissance doublée ne dépassera pas 25 mW. Le doublage de fréquence dans ce cristal nécessite donc des puissances supérieures à plusieurs kilowatts si un rendement de conversion élevé est souhaité.

Une solution pour doubler efficacement une source laser de puissance modérée consiste à placer le cristal non-linéaire dans une cavité résonante de manière à augmenter localement la densité de puissance à la fréquence ω . Dans le cadre de ce travail de thèse, cette solution a été retenue afin de réaliser le doublage de fréquence efficace de la source laser à fibre dopée Nd^{3+} en régime continu.

III.1.2 Doublage de fréquence en cavité résonante interne

a. Rappels sur les cavités Fabry-Perot

Une cavité résonante de type Fabry-Perot est une cavité optique formée de deux miroirs partiellement réfléchissants et parallèles entre eux dans laquelle a lieu un phénomène d'interférence à ondes multiples. Nous considérons dans un premier temps le cas d'une onde plane arrivant en incidence normale sur une cavité Fabry-Perot simple, de longueur L , constituée de deux miroirs plans de coefficients de réflexion R égaux, comme représenté sur la figure 3.3.

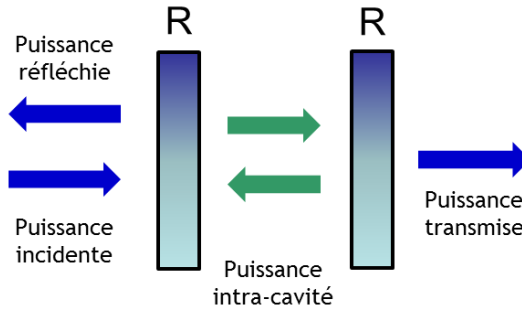


Figure 3.3 : Illustration d'une cavité Fabry-Perot

Dans le cas de la cavité Fabry-Perot présentée sur la figure 3.3, les puissances transmise et intra-cavité sont données par les relations :

$$P_{\text{transmise}} = \frac{P_{\text{incidente}}}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)}$$

$$P_{\text{intracavité}} = \frac{P_{\text{incidente}}}{(1-R) \cdot \left[\frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right) \right]}$$
[3.7]

où ϕ est le déphasage des ondes après un aller-retour dans la cavité, donc défini par :

$$\phi = \frac{4\pi \cdot L}{\lambda}$$
[3.8]

L'évolution du coefficient de transmission de la cavité $\frac{P_{\text{transmise}}}{P_{\text{incidente}}}$ en fonction du déphasage ϕ est représentée sur la Figure 3.4.

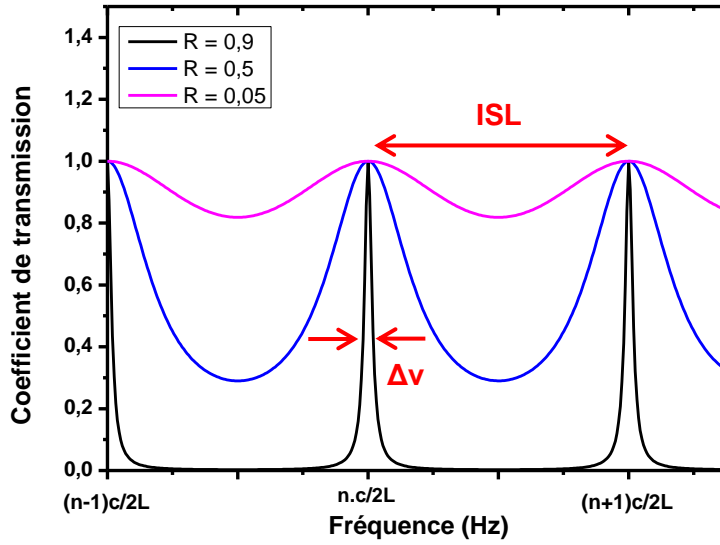


Figure 3.4 : Coefficient de transmission en intensité de la cavité Fabry-Perot en fonction de la fréquence de l'onde incidente pour différents coefficients de réflexion des miroirs

L'interféromètre de Fabry-Perot est caractérisé par son intervalle spectral libre ($ISL = \frac{c}{2L}$) et sa finesse ($F = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R}$). Il est intéressant de noter qu'à la résonance, c'est-à-dire lorsque le déphasage ϕ est un multiple de 2π , la transmission de la cavité est égale à 1 tandis que la puissance réfléchie est nulle. Dans ce cas, la puissance optique à l'intérieur de la cavité $P_{intracavité}$ est donnée par :

$$P_{intracavité} = \frac{P_{incidente}}{(1-R)} \quad [3.9]$$

On constate alors qu'à la résonance, et en choisissant R proche de 1, la puissance intra-cavité peut devenir très grande. Cette propriété, particulièrement intéressante dans le cas du doublage de fréquence, permet d'augmenter considérablement la puissance dans la cavité par interférences constructives. Par exemple, en prenant un coefficient de réflexion de 95% pour les deux miroirs formant la cavité Fabry-Perot, la puissance incidente est multipliée par 20 à l'intérieur de la cavité. Or, la puissance doublée par conversion non-linéaire évolue de manière quadratique avec la puissance de l'onde fondamentale incidente. Il est donc possible d'exploiter ce phénomène pour obtenir un doublage de fréquence efficace en régime continu et ce, malgré le très faible coefficient de conversion simple passage des cristaux non-linéaires. Cette méthode a été utilisée en couplant une source laser à une cavité résonante externe et a permis d'atteindre des rendements de conversion supérieurs à 50% et pouvant même atteindre 90% [Meier 10]. Cependant, cette méthode est difficile à appliquer dans le cas des lasers à fibre car l'utilisation d'une cavité résonante externe nécessite que le laser soit monomode longitudinal afin d'ajuster la

longueur d'onde d'émission sur l'un des pics de résonance de la cavité Fabry-Perot. De plus il est nécessaire d'asservir la longueur de la cavité résonante sur la longueur d'onde incidente afin de maintenir l'effet de résonance. Pour cela, un des miroirs de la cavité résonante doit être monté sur un élément piézo-électrique asservi sur la puissance doublée, ce qui permet de s'affranchir des dérives thermiques et de maintenir une puissance doublée constante au cours du temps.

Récemment, l'utilisation d'une cavité résonante permettant d'obtenir un doublage de fréquence efficace en régime continu a été transposée aux lasers à fibre. Cette méthode, développée par R. Cieslak et W. A. Clarkson, a montré des résultats impressionnants puisqu'une puissance de 19 W dans le domaine spectral vert (532 nm) a été obtenue en régime continu après doublage de fréquence dans un laser à fibre dopée Ytterbium [Cieslak 11]. La méthode utilisée repose sur l'insertion d'une cavité résonante à l'intérieur de la cavité laser à fibre. Nous avons appliqué cette méthode à un laser à fibre dopée Néodyme afin de générer une forte puissance dans le domaine spectral bleu en régime continu.

b. Principe du doublage de fréquence en cavité résonante insérée dans un laser à fibre

Le principal avantage de la méthode développée par R. Cieslak et W. A. Clarkson, est d'éviter la stabilisation active de la cavité résonante par un élément piézo-électrique. Le principe de la méthode consiste à insérer, dans une cavité laser à fibre complètement fermée à la longueur d'onde fondamentale ($R = 100\%$ pour les deux miroirs de la cavité), une cavité résonante dans laquelle un cristal non-linéaire est placé. Le schéma de principe est illustré sur la figure 3.5.

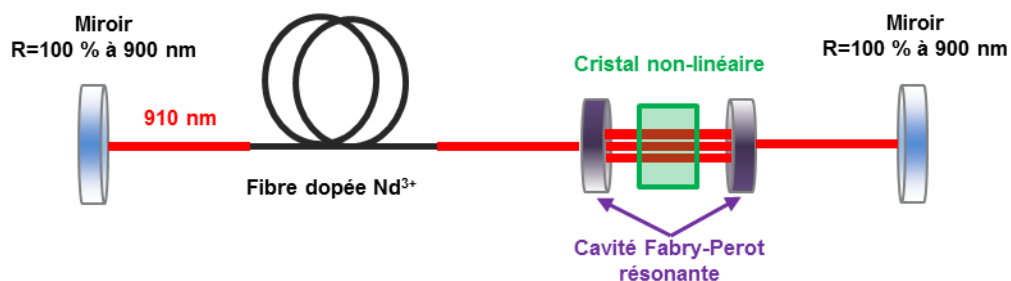


Figure 3.5 : Schéma de principe de la cavité résonante interne à la cavité laser à fibre

Seuls les modes longitudinaux du laser à fibre qui satisfont la condition de résonance de la cavité interne sont transmis tandis que les autres modes longitudinaux sont éliminés. Ceci a pour effet de forcer le laser à fibre à n'osciller que sur les modes

longitudinaux en résonance avec la cavité interne. Une cavité laser à fibre étant généralement très longue (>10 m), son ISL est par conséquent très faible, ce qui signifie que les modes longitudinaux laser sont très proches en longueur d'onde. Il y a donc toujours plusieurs modes longitudinaux du laser à fibre qui coïncident avec les pics de transmission de la cavité résonante, cette dernière possédant une longueur beaucoup plus courte. Dans ce cas, l'asservissement de la longueur de la cavité résonante n'est plus requis, le laser à fibre s'adaptant aux variations de position des pics de résonance de la cavité interne. Le principe du filtrage des modes longitudinaux d'un laser à fibre par une cavité résonante interne est illustré sur la figure 3.6.

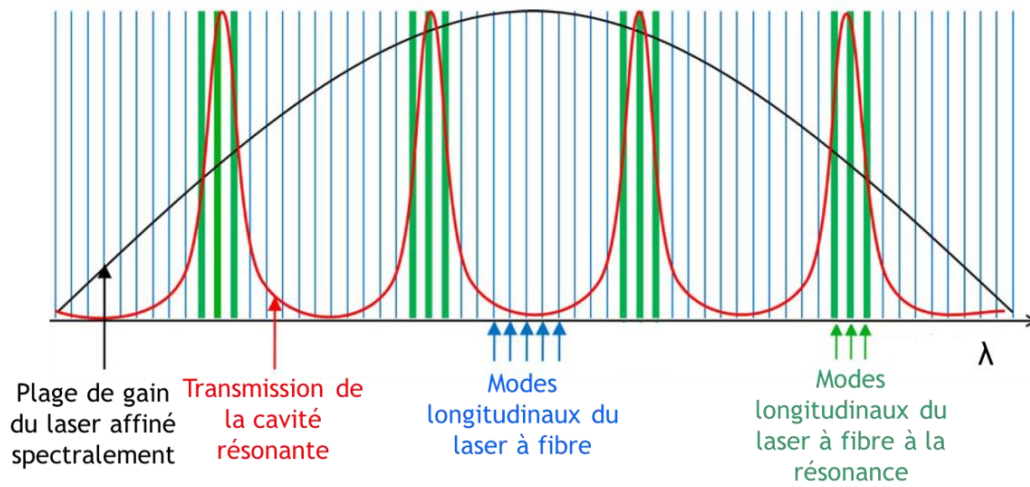


Figure 3.6 : Filtrage des modes longitudinaux d'un laser à fibre par une cavité résonante interne, figure issue de [Cieslak 11]

Un fonctionnement stable du laser à fibre nécessite cependant qu'au moins un mode longitudinal du laser à fibre soit contenu dans chaque pic de transmission de la cavité résonante interne. Cette condition peut s'exprimer à partir de la longueur L_{LF} de la cavité du laser à fibre, de la longueur L_{CRI} et de la finesse F_{CRI} de la cavité résonante interne :

$$L_{LF} > \frac{L_{CRI} \times F_{CRI}}{n} \quad [3.10]$$

avec n l'indice de réfraction de la fibre

Pour une cavité résonante interne de type Fabry-Perot caractérisée par une longueur de l'ordre de 20 cm et imbriquée dans un laser à fibre dopée Nd^{3+} de longueur 10 m, il faudra donc veiller à ce que la finesse de cette cavité reste inférieure à 70.

L'augmentation de l'efficacité du doublage de fréquence repose sur la puissance élevée présente dans la cavité résonante qui permet d'atteindre un rendement de conversion simple-passage de quelques %. La puissance incidente sur la cavité résonante étant multipliée par un facteur qui peut être élevé (>10) (eq. [3.9]), le rendement de doublage théorique du laser à fibre peut ainsi dépasser 50% comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

Les deux cavités résonantes étant imbriquées, il faut cependant veiller à ce que la transmission à 910 nm à travers la cavité résonante interne soit suffisante pour que le seuil du laser à fibre soit atteint voire dépassé de manière à ce que la puissance incidente à 910 nm sur la cavité interne soit élevée. En d'autres termes, une conversion non-linéaire trop élevée réduira la puissance rétro-injectée dans la fibre dopée Nd^{3+} après un aller-retour dans la cavité interne et se comportera comme une source de pertes importante pour l'oscillation à 910 nm. Il faut également retenir que l'efficacité de conversion simple-passage dans le cristal non-linéaire dépend de la puissance incidente sur la cavité interne et donc du bon fonctionnement du laser à fibre. L'objectif est donc de permettre au système d'atteindre un régime de fonctionnement stationnaire assurant une efficacité élevée pour le doublage de fréquence mais également pour la conversion laser à 910 nm dans le laser à fibre. L'optimisation de la cavité interne, et notamment le choix des miroirs, nécessiterait donc la modélisation et l'analyse du processus de conversion non-linéaire de fréquence dans le système complet associant les deux cavités résonantes. Cependant, par soucis de simplification, nous allons nous limiter à l'étude de la cavité résonante interne en supposant dans un premier temps que la puissance à 910 nm incidente sur la cavité interne est constante.

c. Modèle analytique de la cavité résonante

Il existe un grand nombre de géométries de cavité résonante : à 2 miroirs, à 4 miroirs, en V, en Z etc... Nous avons opté pour une cavité en anneau de type « bow-tie » composée de 4 miroirs : deux miroirs plans (M_1 et M_2) possédant une réflexion partielle à la longueur d'onde de l'onde fondamentale (910 nm dans notre cas) et deux miroirs sphériques (M_3 et M_4) permettant de focaliser le faisceau fondamental dans le cristal doubleur de LBO. La cavité résonante en « bow-tie » que nous allons modéliser est représentée sur la figure 3.7.

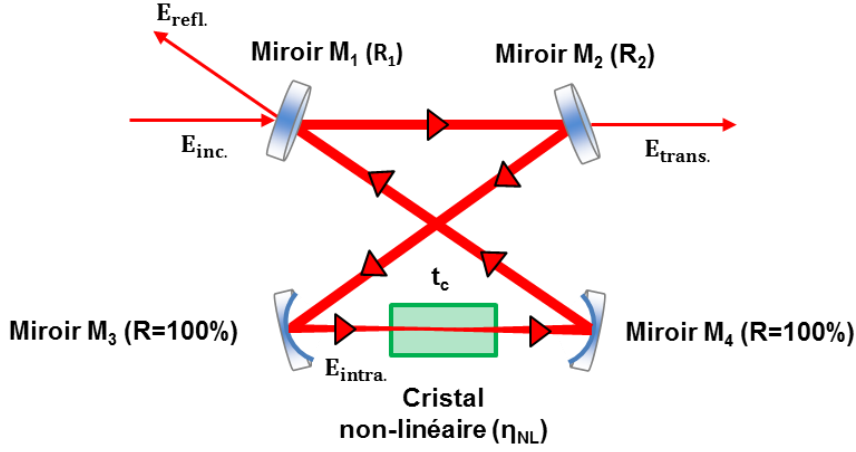


Figure 3.7 : Schéma de la cavité résonante interne en « bow-tie »

Une cavité en « bow-tie » présentant l'avantage d'être en anneau, la conversion non-linéaire de fréquence ne peut normalement avoir lieu que dans une direction. En réalité, la cavité résonante étant placée à l'intérieur de la cavité laser à fibre, la puissance à 910 nm se propage dans les deux sens de la cavité résonante. Cependant, dans une cavité résonante asymétrique, c'est-à-dire avec $R_1 \neq R_2$, la puissance intra-cavité dépend du sens de propagation de la puissance. Comme nous le verrons dans le prochain paragraphe, il sera ainsi possible de réduire fortement l'efficacité de conversion non-linéaire pour l'un des deux sens de propagation. Avant de réaliser le montage expérimental, nous avons cherché à optimiser les paramètres de la cavité résonante, en particulier les coefficients de réflexion des miroirs plans M_1 et M_2 , afin d'obtenir un maximum de puissance doublée dans un cristal de LBO de 1 cm, dont nous avons précédemment estimé l'efficacité de conversion simple-passage à 910 nm. Par souci de simplification, nous considérerons, pour le moment, seulement un sens de propagation dans la cavité résonante pour l'onde fondamentale à 910 nm.

Dans le modèle, on note $E_{inc.}$ le champ électrique de l'onde fondamentale incidente sur la cavité résonante. $E_{refl.}$ et $E_{trans.}$ sont respectivement les champs électriques réfléchis et transmis par la cavité résonante à 910 nm tandis que $E_{intra.}$ est le champ électrique intra-cavité à 910 nm juste avant le cristal doubleur (fig. 3.7). Les miroirs plans M_1 et M_2 sont caractérisés par leurs coefficients de transmission et réflexion en amplitude :

$$\begin{aligned} r_1 &= \sqrt{R_1} & r_2 &= \sqrt{R_2} \\ t_1 &= \sqrt{1 - R_1} & t_2 &= \sqrt{1 - R_2} \end{aligned} \quad [3.11]$$

où R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion en intensité des miroirs M_1 et M_2 .

On introduit également le coefficient de transmission en amplitude t_c lié au doublage de fréquence dans le cristal non-linéaire ; ce coefficient sera défini par la suite. Enfin, nous introduisons le coefficient de transmission global de la cavité interne, donc après un aller dans la cavité de l'onde fondamentale, afin de tenir compte des pertes autres que celles dues au doublage de fréquence. Ce coefficient est noté t_p et est donné par la relation :

$$t_p = \sqrt{1 - \alpha} \quad [3.12]$$

avec α le coefficient de pertes à 910 nm après un aller dans la cavité. Ce coefficient comprend notamment les pertes dues aux miroirs sphériques M_3 et M_4 (si leur coefficient de réflexion n'est pas rigoureusement égal à 100%) ainsi que les pertes sur les facettes du cristal non-linéaire.

Calculons tout d'abord le paramètre le plus important, à savoir la puissance intra-cavité juste avant le cristal doubleur. Pour effectuer ce calcul, on se place à la résonance, c'est-à-dire pour un déphasage de l'onde fondamentale après un aller dans la cavité résonante multiple de 2π , ce qui correspond à un pic de transmission de la cavité. On détermine E_{intra} , le champ électrique à 910 nm juste avant le cristal doubleur en utilisant la méthode des rayons successifs :

$$E_{\text{intra}} = \frac{E_{\text{inc}} \cdot t_1 \cdot r_2}{1 - r_1 \cdot r_2 \cdot t_p \cdot t_c} \quad [3.13]$$

Après calcul, l'expression de la puissance intra-cavité P_{intra} est définie par :

$$P_{\text{intra}} = E_{\text{intra}}^2 = \frac{P_{\text{inc}} \cdot (1 - R_1) \cdot R_2}{\left(1 - \sqrt{R_1 \cdot R_2 \cdot t_p^2 \cdot t_c^2}\right)^2} \quad [3.14]$$

A noter que le coefficient de transmission t_c du cristal non-linéaire à 910 nm, dépend du rendement de conversion du cristal non-linéaire et donc de la puissance intra-cavité. En effet, t_c est défini par :

$$t_c = \sqrt{1 - P_{\text{intra}} \cdot \eta_{\text{NL}}} \quad [3.15]$$

où η_{NL} est le coefficient de conversion simple passage du cristal non-linéaire exprimé en $\% \cdot W^{-1}$; il intervient dans la relation qui relie la puissance doublée $P_{\text{doublée}}$ à 455 nm à la puissance intra-cavité P_{intra} à 910 nm :

$$P_{\text{doublée}} = P_{\text{intra}}^2 \cdot \eta_{\text{NL}} \quad [3.16]$$

L'expression finale de la puissance intra-cavité P_{intra} est donc solution d'une équation qui s'écrit :

$$P_{\text{intra}} = P_{\text{inc}} \cdot \frac{(1-R_1) \cdot R_2}{\left(1 - \sqrt{R_1 \cdot R_2 \cdot (1-\alpha) \cdot (1-P_{\text{intra}} \cdot \eta_{\text{NL}})}\right)^2} \quad [3.17]$$

On détermine également les expressions de P_{refl} , la puissance à 910 nm réfléchie sur le miroir M_1 de la cavité résonante et de P_{trans} , la puissance à 910 nm transmise par la cavité résonante. Ces expressions sont données par :

$$P_{\text{refl}} = P_{\text{inc}} \cdot \frac{\left(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2 \cdot (1-\alpha) \cdot (1-P_{\text{intra}} \cdot \eta_{\text{NL}})}\right)^2}{\left(1 - \sqrt{R_1 \cdot R_2 \cdot (1-\alpha) \cdot (1-P_{\text{intra}} \cdot \eta_{\text{NL}})}\right)^2}$$

$$P_{\text{trans}} = P_{\text{inc}} \cdot \frac{(1-R_1) \cdot (1-R_2)}{\left(1 - \sqrt{R_1 \cdot R_2 \cdot (1-\alpha) \cdot (1-P_{\text{intra}} \cdot \eta_{\text{NL}})}\right)^2} \quad [3.18]$$

La relation [3.17] montre également que la puissance intra-cavité dépend du sens de propagation de l'onde. Le rapport, noté R_{PI} , entre les deux puissances intra-cavité pour les deux sens de propagation (onde incidente sur la cavité interne se propageant dans le sens « aller » vers le miroir M_1 ou se propageant dans le sens « retour » vers le miroir M_2) est donc égal à :

$$R_{\text{PI}} = \frac{\frac{1}{R_1} - 1}{\frac{1}{R_2} - 1} \quad [3.19]$$

On peut donc par exemple privilégier, en termes de puissance intra-cavité, le sens « aller » au sens « retour » en utilisant un miroir M_2 avec un coefficient de réflexion le plus proche possible de 1. Le miroir M_1 doit alors être caractérisé par un coefficient de réflexion plus faible que celui du miroir M_2 .

L'optimisation des paramètres de la cavité résonante consiste essentiellement à déterminer les coefficients de réflexion des miroirs M_1 et M_2 afin d'extraire une puissance doublée maximale à 455 nm dans un sens donné. Cette optimisation doit de plus être réalisée en tenant compte de toutes les contraintes exposées dans ce paragraphe. A noter que les coefficients de réflexion optimaux sont également dépendants de la puissance incidente à 910 nm et du coefficient de conversion simple passage du cristal doubleur inséré à l'intérieur de la cavité en « bow-tie ».

d. Optimisation de la cavité résonante interne

A partir des équations [3.17] et [3.18], nous avons modélisé la cavité résonante avec le logiciel Mathcad. Dans le modèle numérique, on fixe η_{NL} à la valeur estimée dans la première partie du chapitre et issue de l'équation [3.6], soit $\eta_{NL} = \eta_{max} = 6,2 \cdot 10^{-5} \text{ W}^{-1}$. On fixe également à 20 W la puissance incidente à 910 nm sur la cavité résonante, ce qui est une valeur cohérente avec les résultats expérimentaux obtenus en configuration laser au maximum de la puissance de pompage à 808 nm (cf. chapitre I. paragraphe I.3.4). En effet, dans le cas des lasers à fibre à gain élevé, la cavité laser peut supporter des pertes très élevées, ce qui autorise l'utilisation d'un miroir de sortie caractérisé par une transmission élevée, généralement comprise entre 90% et 99%. La puissance avant le miroir de sortie du laser est donc toujours très proche de la puissance de sortie du laser, 20 W dans nos conditions expérimentales. Dans le cas présent, le coefficient de réflexion du miroir de sortie du laser à fibre est égal à 100% mais la transmission après un aller-retour dans la cavité résonante interne sera inférieure à 10%. Nous pouvons donc conclure que la cavité résonante interne se comporte finalement comme un coupleur de sortie introduisant des pertes supérieures à 90%. Par conséquent, nous pouvons estimer à nouveau que la puissance maximum du laser à fibre incidente sur la cavité en « bow-tie », sera proche de 20 W, ce qui a été effectivement vérifié expérimentalement par la suite.

Une résolution numérique est utilisée afin de calculer la racine du polynôme d'ordre 2 exprimant la puissance interne à la cavité en « bow-tie » P_{intra} à 910 nm (eq. [3.17]). Nous allons chercher à obtenir un doublage unidirectionnel en minimisant cette puissance doublée au retour, car celle-ci n'est pas exploitable.

Une fois la puissance intra-cavité P_{intra} déterminée par résolution numérique, la puissance doublée à 455 nm devient facilement accessible via l'équation [3.16]. Pour commencer, nous avons étudié l'influence du coefficient de réflexion R_2 du miroir M_2 sur la puissance intra-cavité à 910 nm et sur la puissance doublée à 455 nm à l'aller. Le coefficient de réflexion du miroir M_1 (R_1) est fixé à 90% et le pourcentage de pertes α réparties dans la cavité est dans un premier temps fixé à une valeur nulle.

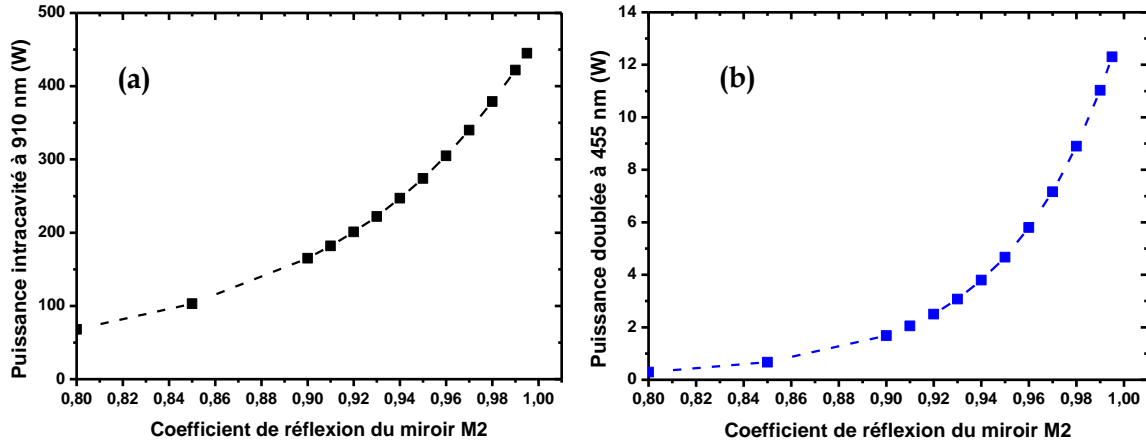


Figure 3.8 : Evolution de la puissance intra-cavité à 910 nm (a) et de la puissance doublée à 455 nm dans le sens « aller » (b) en fonction de R_2 pour $R_1 = 90\%$ et $\alpha = 0$

La figure 3.8 montre que l'on a tout intérêt à prendre un coefficient de réflexion R_2 le plus élevé possible pour avoir un maximum de puissance intra-cavité à 910 nm et, par conséquent, un maximum de puissance doublée à 455 nm. De plus, une valeur élevée pour le coefficient R_2 impliquera une plus faible puissance intra-cavité dans le sens « retour », comme nous l'avons démontré dans le paragraphe précédent. Cependant, un coefficient R_2 trop proche de 1 diminuera la transmission à travers la cavité, jusqu'à une transmission nulle pour $R_2 = 1$. En conséquence, nous avons choisi R_2 égal à 99% et il sera vérifié par la suite que cette valeur implique une transmission aller-retour dans la cavité adaptée au laser à fibre. L'évolution de la puissance doublée en fonction de la valeur de R_1 a ensuite été calculée. Ce résultat est présenté sur la figure 3.9.

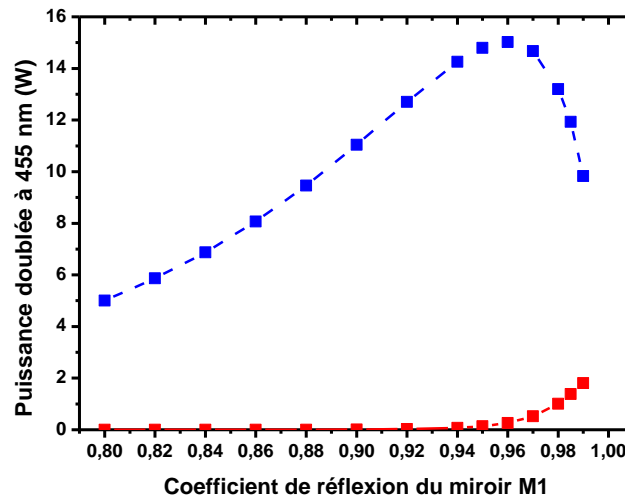


Figure 3.9 : Evolution de la puissance doublée à 455 nm dans le sens « aller » (en bleu) et dans le sens « retour » (en rouge) en fonction de R_1 pour $R_2 = 99\%$ et $\alpha = 0$

La figure 3.9 montre que, pour R_2 fixé à 99%, l'optimum de puissance intra-cavité pour laquelle la puissance doublée à 455 nm dans le sens « aller » est maximale (15 W)

correspond à un coefficient de réflexion du miroir M_1 égal à 96%. Il est également intéressant de noter que la puissance doublée diminue pour une valeur trop élevée de R_1 (>96%). Ce résultat s'explique par la présence dans la cavité résonante du cristal non-linéaire dont la transmission dépend de la puissance intra-cavité. Si la cavité est trop fermée, elle ne pourra pas supporter les pertes induites par la conversion non-linéaire.

Pour cette valeur de R_1 , on vérifie également que la puissance doublée dans le sens opposé reste très faible (0,3 W), ce qui montre que le couple de coefficients de réflexion choisi est également adapté à une conversion non-linéaire uni-directionnelle.

Il est également nécessaire de s'assurer que la transmission après un aller-retour dans la cavité résonante est suffisante pour assurer le bon fonctionnement du laser à fibre à 910 nm. Pour cela, la transmission après un aller-retour pour $R_2 = 99\%$ a été calculée et représentée en fonction de R_1 sur la figure 3.10. On remarque que le maximum de transmission est quasiment atteint pour $R_1 = 96\%$ (13,5% de transmission aller-retour). L'évolution de la transmission après un aller-retour en fonction de R_1 pour $R_2 = 99,9\%$ et $R_2 = 99,5\%$ nous permet également de vérifier qu'une valeur de R_2 trop proche de 1 n'est plus adaptée au laser à fibre, la contre-réaction étant trop faible pour assurer un fonctionnement stable de l'oscillation laser.

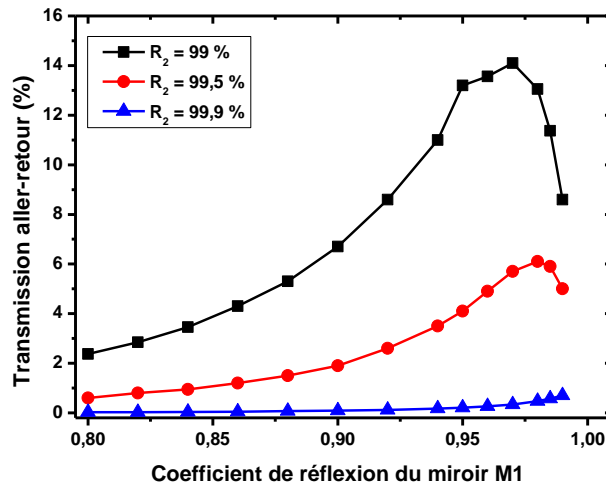


Figure 3.10 : Evolution de la transmission aller-retour dans la cavité résonante en fonction de R_1 pour différentes valeurs de R_2 et $\alpha = 0$

Pour toutes les raisons citées, nous avons choisi de fixer R_1 à 96% et R_2 à 99% pour les miroirs plans M_1 et M_2 de la cavité résonante. Pour ces valeurs de paramètres, nous avons ensuite étudié l'influence du facteur de pertes α sur la puissance doublée à 455 nm. Ce résultat est présenté sur la figure 3.11.

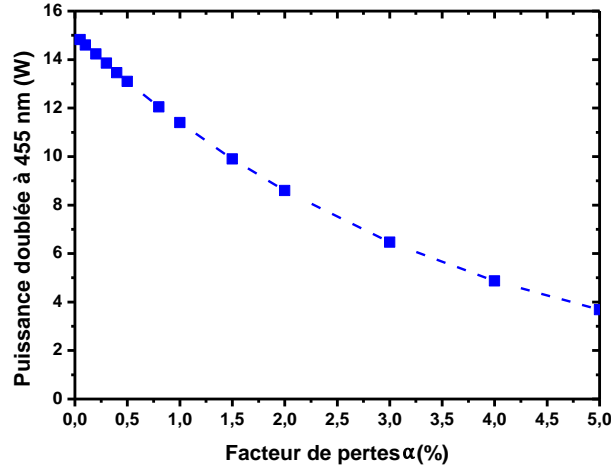


Figure 3.11 : Evolution de la puissance doublée à 455 nm dans le sens « aller » en fonction du facteur de pertes α pour $R_1 = 96\%$ et $R_2 = 99\%$

Comme attendu, les pertes internes de la cavité résonante impliquent une diminution rapide de la puissance intra-cavité et par conséquent de la puissance doublée. Cependant, pour les valeurs de R_1 et R_2 choisies et considérant des pertes totales α estimées à environ 0,5%, la réduction de la puissance doublée est de l'ordre de 13% par rapport au cas sans pertes ($\alpha = 0$).

Pour finir, un résultat intéressant issu de la modélisation concerne l'évolution de la puissance doublée en fonction de la valeur du coefficient de conversion simple-passage (fig. 3.12).

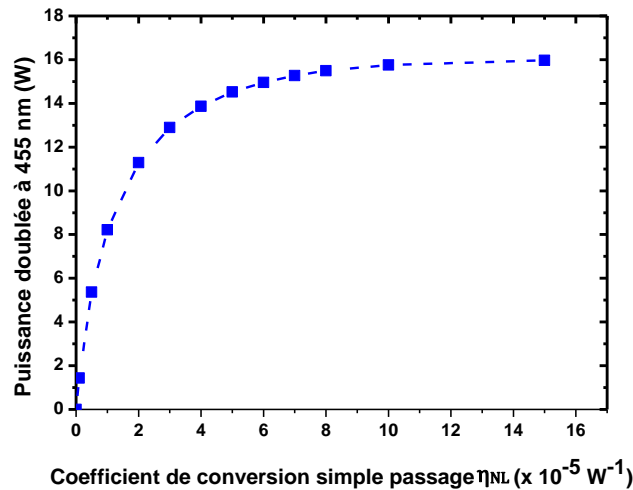


Figure 3.12 : Résultat issu du modèle : évolution de la puissance doublée à 455 nm (sens « aller ») en fonction du coefficient de conversion simple passage η_{NL} du LBO pour $R_1 = 96\%$, $R_2 = 99\%$ et $\alpha = 0$

Pour le jeu de miroirs plans choisis ($R_1 = 96\%$ et $R_2 = 99\%$) et pour $\alpha = 0$, la figure 3.12 montre que pour $\eta_{NL} > 5 \cdot 10^{-5} \text{ W}^{-1}$, la puissance doublée n'évolue quasiment plus. En effet, si le doublage de fréquence est plus efficace, alors la puissance intra-cavité

diminue et il n'est donc pas possible d'extraire plus de puissance à 455 nm. Cela signifie également que la focalisation du faisceau dans le cristal, intervenant au travers du paramètre de Boyd-Kleinmann, n'aura au final pas un effet aussi important que prévu sur le rendement de doublage.

III.1.3 Résultats expérimentaux en régime continu

a. Montage expérimental : adaptation de mode et largeur spectrale du laser à fibre

Le montage expérimental complet est représenté de manière schématique sur la figure 3.13. La cavité du laser à fibre est fermée de chaque côté par des miroirs hautement réfléchissants à 910 nm. Nous avons choisi d'utiliser une fibre LMA 20/60 dopée Nd^{3+} de grande longueur ($L = 10$ m) afin d'augmenter le gain à 910 nm mais également de manière à réduire l'ISL de la cavité du laser à fibre. Un polariseur est placé juste avant la cavité résonante afin de s'assurer que la polarisation du faisceau incident soit rectiligne et orientée selon un axe vertical ou horizontal (axes propres de la cavité résonante). Une lame de phase $\lambda/4$, insérée de l'autre côté de la cavité laser à fibre, permet de corriger la modification de la polarisation dans la fibre. Une séparatrice (non représentée sur la figure 3.13) présentant un coefficient de réflexion de l'ordre de 1% à 910 nm est également placée juste avant la cavité résonante et permet d'accéder à la puissance à 910 nm incidente sur la cavité résonante. Les miroirs plans M_1 et M_2 , sont caractérisés par des coefficients de réflexion respectivement égaux à 96% et 99% à 910 nm de manière à vérifier les conditions optimales déterminées en utilisant le modèle numérique.

Les miroirs sphériques utilisés dans le montage sont caractérisés par un rayon de courbure de 100 mm (correspondant à une distance focale de 50 mm) et possèdent des coefficients de réflexion certifiés supérieurs à 99,8% à 910 nm et de transmission supérieurs à 90% à 450 nm. Des mesures expérimentales en transmission ont montré que leur coefficient de réflexion est précisément égal à 99,97% à 910 nm et de l'ordre de 9% à 455 nm. Cette fuite extrêmement ténue à 910 nm sera cependant utile puisqu'elle permettra d'évaluer simplement la puissance intra-cavité.

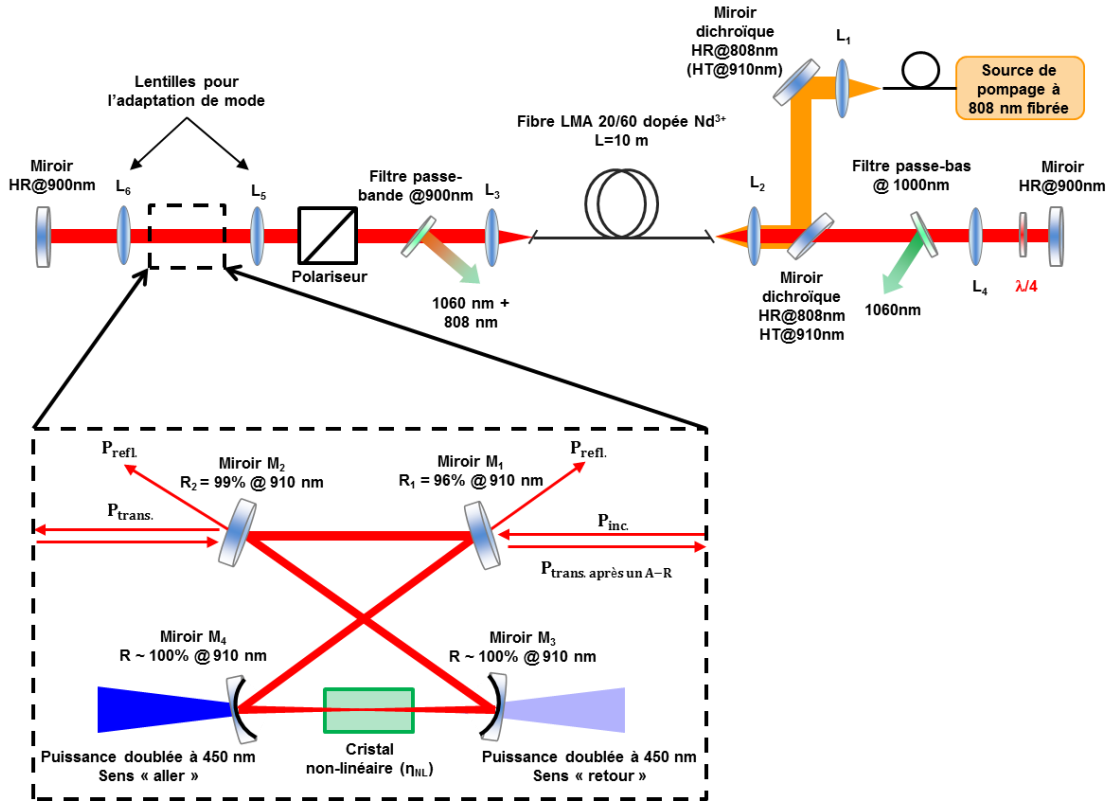


Figure 3.13 : Schéma du montage expérimental de la cavité résonante insérée dans le laser à fibre dopée Nd^{3+}

Le cristal de LBO inséré dans la cavité résonante possède une longueur de 1 cm et ses deux facettes, taillées à angle droit, sont traitées antireflets à 910 nm ($R < 0,2\%$) et 455 nm. La qualité du traitement antireflet est d'importance étant donné que la réflexion à 910 nm sur les deux facettes du cristal est la source de pertes internes la plus importante. À la différence de Cieslak et collaborateurs, nous avons choisi d'utiliser un cristal de LBO avec des facettes traitées antireflets plutôt que taillées à l'angle de Brewster. Si dans ce dernier cas les pertes par réflexion sur la facette orientée à l'angle de Brewster sont nulles à 910 nm, le faisceau doublé, polarisé perpendiculairement au faisceau fondamental, subit alors une réflexion de l'ordre de 20% sur la facette du cristal. De plus, des facettes taillées à l'angle de Brewster entraînent un effet d'astigmatisme qu'il est alors nécessaire de compenser en choisissant un angle d'incidence précis sur les miroirs sphériques [Dunn 77].

Les lentilles L_5 et L_6 sont placées de part et d'autre de la cavité résonante afin d'assurer le meilleur recouvrement possible entre le faisceau incident à 910 nm et le mode transverse résonant dans la cavité, ce qui est appelé « adaptation de mode » (mode-matching en anglais). Si l'adaptation de mode n'est pas respectée, le faisceau divergera plus ou moins rapidement dans la cavité résonante menant à des pertes importantes. Les modes se propageant dans une cavité résonante sont des modes transverses

électromagnétiques (TEM) décrits par des fonctions de Hermite-Gauss tandis que les modes transverses linéairement polarisés (LP) se propageant dans une fibre optique à saut d'indice sont décrits par des fonctions de Bessel. Un recouvrement quasiment intégral (>99%) peut être obtenu entre le mode fondamental LP01 se propageant dans le cœur de la fibre et le mode fondamental TEM00 évoluant dans la cavité résonante. Ce n'est pas le cas pour les modes d'ordres supérieurs LP se propageant dans une fibre multimode dont le recouvrement n'est pas parfait avec les modes TEM de la cavité résonante. En conséquence, lorsque la cavité en « bow-tie » est réglée pour que le mode fondamental soit résonant, les modes d'ordre élevés issus de la fibre multimode sont réfléchis sur le miroir M_1 sans être couplés dans la cavité. Nous avons effectivement vérifié que le mode résonant à l'intérieur de la cavité, dont on peut observer le profil spatial à partir de la fuite à travers le miroir sphérique M_3 , est bien limité par diffraction avec un paramètre M^2 mesuré égal à 1. Ceci présente un avantage conséquent pour le doublage de fréquence dans le cristal non-linéaire. En effet, un facteur M^2 de l'ordre de 2 comme mesuré pour la fibre LMA 20/60 en fonctionnement laser aurait fortement diminué le rendement de conversion simple passage η_{\max} du cristal. Cependant, la cavité résonante interne agissant comme un filtre modal, nous avons observé qu'environ 25% de la puissance infra-rouge incidente est réfléchi sur le miroir M_1 . Nous supposons donc que cette puissance correspond aux modes d'ordres élevés guidés dans la fibre LMA.

Afin d'optimiser la puissance doublée à 455 nm, plusieurs paramètres de focalisation ont été testés pour le faisceau à 910 nm dans le cristal de LBO. Pour faire varier le rayon de waist du faisceau dans le cristal de LBO, il est nécessaire de faire varier la distance entre les miroirs sphériques M_3 et M_4 de la cavité en « bow-tie ». L'adaptation de mode est alors réalisée en modifiant le couple de lentilles L_3 (lentille de collimation du faisceau en sortie de la fibre) et L_5 (lentille pour l'adaptation de mode) ainsi que la distance entre ces deux lentilles. Une lentille L_3 de focale 6,3 mm placée à 200 mm de la lentille L_5 de focale 250 mm est la configuration présentant les meilleures performances en termes de puissance doublée. Pour ces paramètres, un calcul de taille de mode à partir des matrices ABCD indique que le faisceau incident possède un rayon au waist de 40 μm à l'intérieur du cristal non-linéaire, ce qui s'éloigne un peu de la valeur optimale de 25 μm déterminée de manière théorique par l'approximation de la fonction de Boyd-Kleinmann (fig. 3.2). Néanmoins, à partir des figures 3.2 et 3.12, nous pouvons en déduire que le rendement de conversion estimé dans le cristal de LBO n'est quasiment pas modifié. La lentille L_6 de

focale 150 mm est utilisée afin de corriger la divergence du faisceau transmis par la cavité résonante et assurer l'adaptation de mode dans le sens « retour ».

L'acceptance spectrale des cristaux doubleurs étant généralement étroite, la cavité du laser à fibre doit comporter un élément sélectif en longueur d'onde afin de limiter la largeur spectrale de l'émission laser. Nous avons donc comparé trois configurations avec différents éléments sélectifs en longueur d'onde :

- Une configuration utilisant le VBG décrit dans le premier chapitre et présentant une largeur spectrale inférieure à 0,1 nm.
- Une configuration utilisant un réseau de diffraction (Horiba) possédant un seuil de dommage élevé et imposant au laser à fibre une oscillation sur une largeur spectrale de l'ordre de 0,5 nm.
- Une configuration impliquant le filtre passe-bande dont la bande de transmission est de l'ordre de 10 nm et qui autorise le laser à fibre à osciller sur une largeur spectrale de l'ordre de 6 nm.

Contre toutes attentes, il s'est avéré que la configuration « filtre passe-bande » présentait les meilleures performances en termes de puissance doublée à 455 nm. Nous avons également remarqué que des effets non-linéaires apparaissaient dans les deux autres configurations (VBG et réseau de diffraction) et menaient à de fortes instabilités temporelles, en plus de présenter des performances moindres en termes de puissance intra-cavité à 910 nm et donc de puissance doublée à 455 nm. La figure 3.14, réalisée en retirant le cristal doubleur de la cavité résonante, présente pour les trois configurations l'évolution de la puissance intra-cavité en fonction de la puissance de pompage à 808 nm. Les résultats montrent qu'une largeur spectrale plus faible implique une réduction de la puissance intra-cavité à 910 nm. A cause de fortes instabilités en puissance, les courbes n'ont d'ailleurs pas pu être réalisées pour des puissances de pompage supérieures à 22 W dans le cas du réseau de diffraction et 17 W pour la configuration VBG.

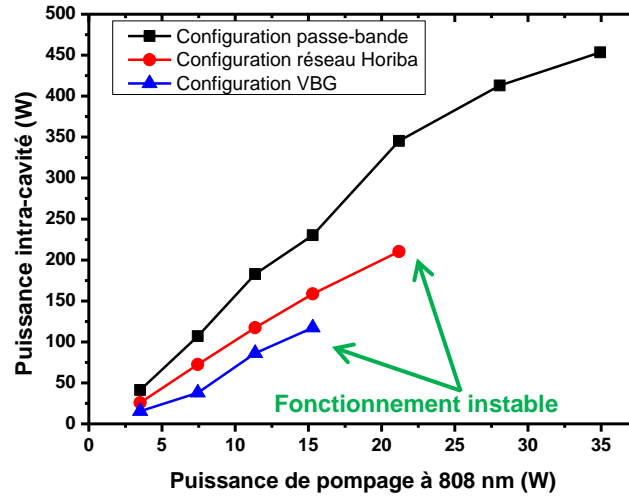


Figure 3.14 : Puissance intra-cavité mesurée à 910 nm (sans cristal doubleur) en fonction de la puissance de pompage à 808 nm pour les trois configurations : VBG (courbe en bleu), réseau de diffraction (en rouge) et filtre passe-bande (en noir)

La figure 3.15 présente, pour la configuration VBG, la comparaison entre la largeur spectrale du laser pour une faible puissance de pompage injectée (~ 3 W à 808 nm) et pour une puissance de pompage plus élevée (~ 20 W à 808 nm).

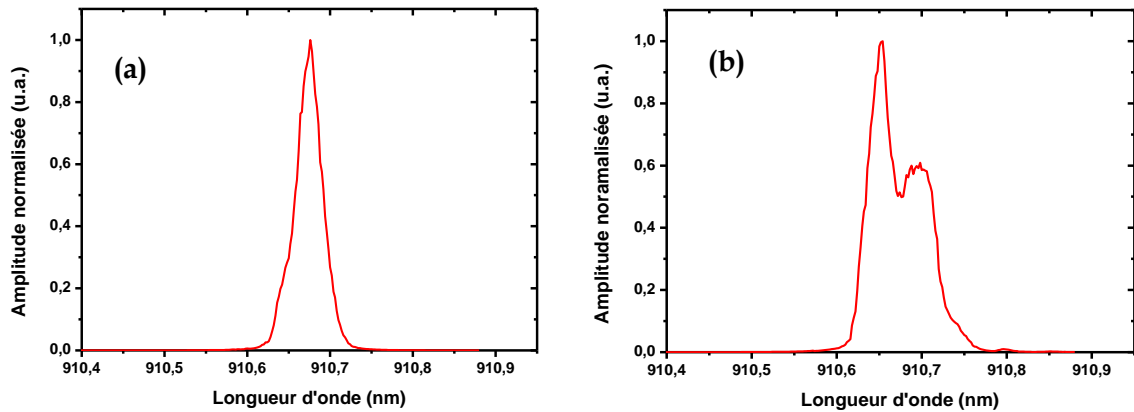


Figure 3.15 : Spectres optiques du faisceau laser à 910 nm transmis par la cavité en « bow-tie » en configuration VBG pour une puissance de pompage de 3 W à 808 nm (a) et 20 W à 808 nm (b)

On remarque que l'augmentation de la puissance de pompage à 808 nm entraîne un élargissement spectral important. Sur la figure 3.15(b), le deuxième pic qui apparaît à 910,7 nm semble caractéristique de la présence d'effet Brillouin stimulé. On observe, en effet, un décalage en fréquence de 17 GHz entre le pic principal et le pic secondaire apparaissant à plus forte puissance de pompage, ce qui est cohérent avec le décalage par effet Brillouin qui est de l'ordre de 19 GHz à 910 nm dans les fibres optiques en silice.

Enfin, l'analyse temporelle de la puissance à 910 nm transmise par la cavité résonante témoigne également de perturbations temporelles importantes dans les configurations « VBG » et « réseau de diffraction ». On remarque en effet que la

configuration « filtre passe-bande » comporte une évolution temporelle stable sur quelques μs (fig. 3.16 (a)). Par contre, pour les configurations VBG et réseau de diffraction, les traces à l'oscilloscope montrent la présence de perturbations temporelles qui se traduisent même par un fonctionnement de type Q-switch lorsque le VBG est utilisé.

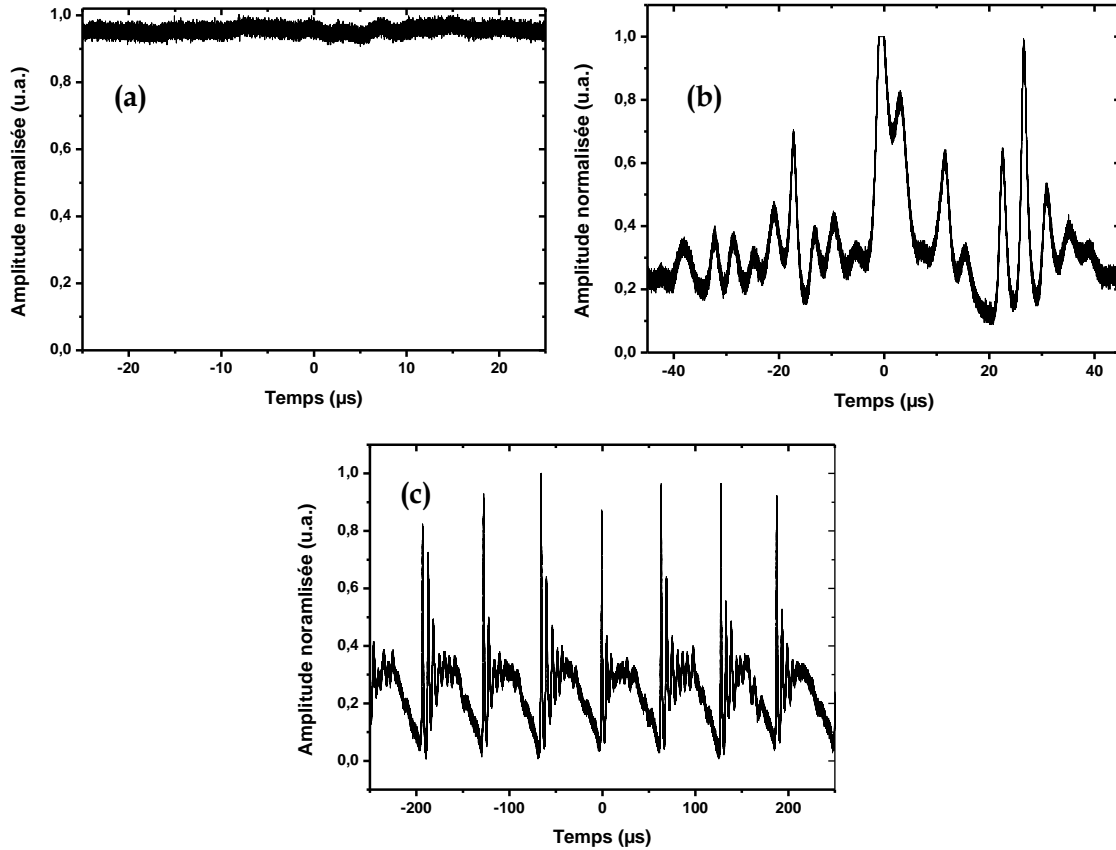


Figure 3.16 : Traces temporelles de la puissance transmise par la cavité résonante à 910 nm : en configuration filtre passe-bande (a), en configurations réseau de diffraction (b) et en configuration VBG (c)

A noter que ces instabilités ou la génération d'onde Stokes n'ont pas été observées lors de l'accord en longueur d'onde en régime continu du laser à fibre dopée Nd^{3+} par VBG (Chapitre I). Il est cependant possible que ces instabilités soient dues à un trop faible nombre de modes longitudinaux oscillant dans la cavité laser à fibre. En effet, la finesse de la cavité résonante interne est égale à 120, ce qui ne satisfait pas la condition de l'équation [3.10]. Cela signifie que très peu de modes longitudinaux de la cavité laser à fibre sont résonants dans la cavité en « bow-tie ». Lorsqu'on utilise un élément sélectif en longueur d'onde tels que le réseau de diffraction ou le VBG qui imposent au laser à fibre un fonctionnement sur une faible largeur spectrale, le nombre de modes longitudinaux est probablement très faible. Ceci peut avoir pour effet de rendre la cavité beaucoup plus sensible aux contraintes extérieures (vibrations, température, etc...). Dans ce cas, la transmission de la cavité résonante varie rapidement au cours du temps, ce qui peut

provoquer un fonctionnement de type Q-switch et donc entrainer la génération d'impulsions de puissance crêtes relativement élevées dans le laser à fibre. La présence caractéristique d'effet Brillouin stimulé sur la figure 3.15, serait alors la conséquence de ces impulsions de forte puissance crête. C'est pour cette raison que nous avons adopté la configuration « filtre passe-bande », qui présentait les meilleurs résultats en termes de puissance doublée à 455 nm, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

b. Puissance doublée autour de 452 nm

Pour commencer, il est à noter que le doublage de fréquence a été réalisé autour de 905 nm et non pas à 910 nm comme annoncé dans les paragraphes précédents. Le doublage de fréquence à 910 nm implique en effet l'utilisation du cristal LBO en incidence normale, ce qui entraine de légères instabilités en puissance dues aux réflexions résiduelles sur les facettes du cristal. Cependant, la condition d'accord de phase peut être obtenue en tournant légèrement le cristal de LBO, ce qui ne modifie pas les propriétés du traitement antireflet large-bande (700-1100 nm) du cristal ni le coefficient de conversion simple-passage. De plus, le gain du laser à fibre dopée Nd^{3+} dans le cas d'une grande longueur de fibre, est quasiment constant sur la plage 900-910 nm comme en témoignent les courbes d'accord en longueur d'onde (chapitre I, paragraphe I.3.4).

La figure 3.17 présente donc la courbe de rendement du doublage de fréquence à 452,5 nm en fonction de la puissance intra-cavité à 905 nm, mesurée à partir de la fuite à travers le miroir sphérique M_3 . Le coefficient de réflexion du miroir sphérique dans le bleu, égal à 9%, est pris en compte afin de donner la puissance doublée réelle.

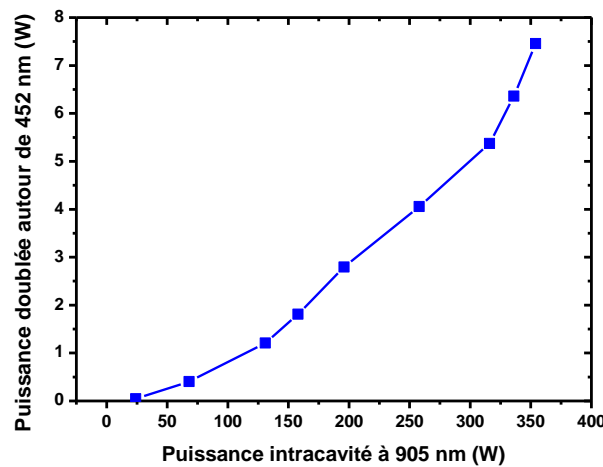


Figure 3.17 : Puissance doublée à 452,5 nm en fonction de la puissance intra-cavité à 905 nm dans le sens «aller»

Pour une puissance intra-cavité de 350 W à 905 nm, une puissance de 7,5 W est obtenue à 452 nm, ce qui correspond au maximum de la puissance de pompage injectée à 808 nm (47 W) et à une puissance incidente sur la cavité résonante de 18 W à 905 nm (fig. 3.18). Le rendement de conversion simple passage du cristal de LBO est alors de l'ordre de 6.10^{-5} W^{-1} , ce qui est proche de la valeur théorique calculée qui prévoit un rendement de conversion simple passage égal 5.10^{-5} W^{-1} pour un faisceau comportant un rayon au waist égal à 40 μm .

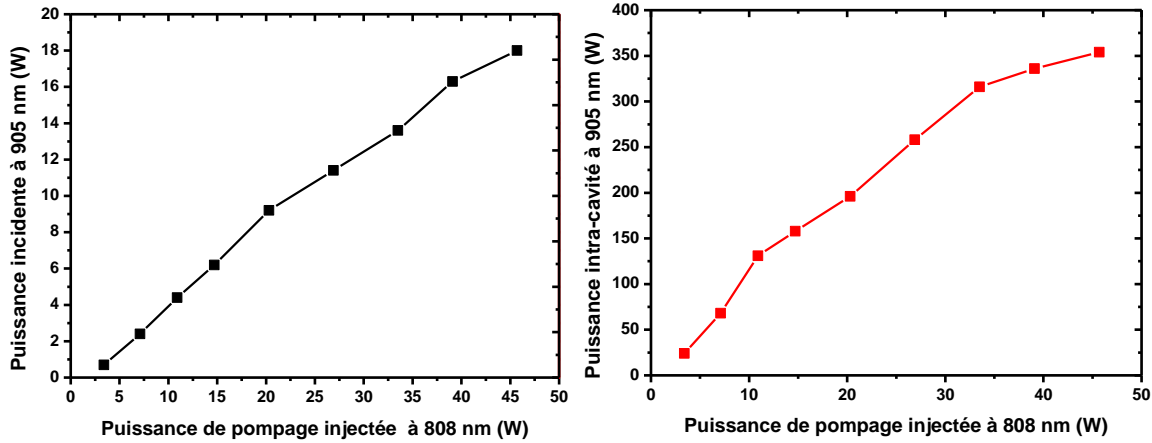


Figure 3.18 : Puissance incidente à 905 nm sur la cavité en « bow-tie » (en noir) et puissance intra-cavité (en rouge) en fonction de la puissance de pompage injectée à 808 nm

Les fluctuations en puissance observées sur les figures 3.17 et 3.18, sont liées aux variations de la polarisation incidente. La fibre LMA 20/60 dopée Nd^{3+} n'étant pas à maintien de polarisation, l'état de polarisation du faisceau incident est modifié lorsque la puissance de pompage à 808 nm varie. Il est alors nécessaire d'aligner à nouveau les deux cavités résonantes afin d'obtenir une puissance doublée maximum, ce qui s'avère délicat. On remarque également que la puissance émise par le laser à fibre n'est plus linéaire pour une puissance de pompage supérieure à 20 W. En effet, la variation quadratique de la puissance doublée avec la puissance intra-cavité induit rapidement une baisse de la transmission aller-retour dans la cavité interne résonante et par conséquent une réduction de l'efficacité de conversion du laser à fibre.

Une puissance doublée de 7,5 W à 452 nm est inférieure à la valeur calculée par le modèle numérique développé précédemment. Le modèle prévoyait en effet une puissance doublée égale à 15 W pour une puissance intra-cavité à 910 nm de 490 W. Cependant plusieurs facteurs sont à prendre en compte. Tout d'abord, dans le modèle, il était supposé qu'une puissance de 20 W pouvait être couplée dans la cavité résonante. Or, comme cela a été évoqué, la cavité résonante agit comme un filtre modal, ce qui entraîne de l'ordre de

25% de pertes sur le faisceau incident légèrement multimode. Ainsi, seulement 13,5 W sur les 18 W incidents, sont effectivement couplés dans la cavité résonante. En outre, le modèle considère des pertes intra-cavité nulles, ce qui n'est évidemment pas le cas en réalité. En procédant par ajustement de la puissance bleue calculée sur la puissance bleue mesurée expérimentalement (7,5 W), nous pouvons déduire du modèle que la cavité interne comporterait des pertes de 0,7%. Ce facteur de pertes semble réaliste si l'on tient compte des pertes par réflexion sur les facettes du cristal de LBO ainsi que des légers défauts d'alignement ou d'adaptation de mode.

Une puissance de 7,5 W à 452,5 nm en régime continu demeure cependant un record dans cette gamme de longueur d'onde pour un laser à fibre doublé en fréquence. Le rendement de conversion est égal à 56% par rapport à la puissance à 905 nm couplée dans la cavité résonante interne et de 16% par rapport à la puissance de pompage injectée (47 W). Les spectres de l'émission laser à 905 nm et de l'émission à 452,5 nm sont donnés sur la figure 3.19.

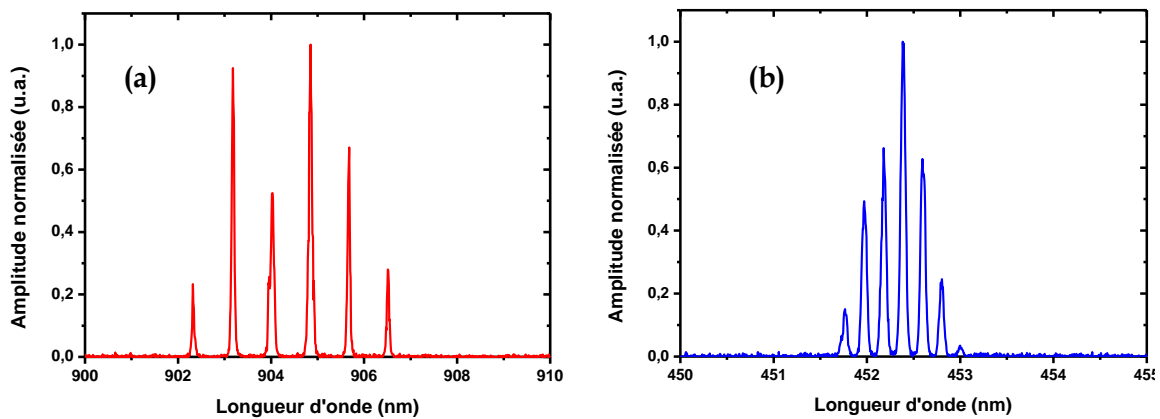


Figure 3.19: Spectres caractéristiques de la puissance intra-cavité à 905 nm (a) et de la puissance doublée à 452 nm (b)

On remarque que l'acceptance spectrale du cristal de LBO est supérieure à celle attendue, ce qui explique les bons résultats obtenus avec la configuration « filtre passe-bande » qui impose au laser une largeur spectrale de l'ordre de 5 nm autour de 905 nm. L'acceptance spectrale d'un cristal doubleur est difficile à estimer de manière théorique. Cependant, à partir de mesures expérimentales, les fabricants indiquent généralement qu'elle est de l'ordre de 1 nm.cm pour le cristal de LBO, ce qui, d'après le spectre du faisceau doublé, semble inférieur à l'acceptance spectrale mesurée, proche de 2 nm dans le cas présent. Les spectres mesurés indiquent également la présence d'un mélange de fréquences. Certains pics apparaissent dans le spectre du faisceau doublé et ne

correspondent à aucun pic du faisceau fondamental à 905 nm. Il est donc envisageable que ce processus puisse élargir légèrement la bande d'acceptance spectrale du cristal de LBO.

La mesure du facteur M^2 du faisceau doublé à 452,5 nm, indique des valeurs égales à 1 et 1,5 dans les deux directions. La qualité spatiale du faisceau doublé est donc plutôt bonne bien que dégradée par rapport au faisceau intra-cavité à 910 nm, limité par diffraction. De plus, le faisceau dans le bleu montre un profil spatial légèrement elliptique possiblement dû au walk-off dans le cristal de LBO, le doublage de fréquence étant réalisé en condition d'accord de phase critique [Wang 09].

Il s'agit, à notre connaissance, de la première fois qu'un système laser à fibre autorise un doublage de fréquence aussi efficace en régime continu dans ce domaine de longueur d'onde et à des puissances aussi élevées. Le montage expérimental pourrait néanmoins être amélioré afin d'augmenter l'efficacité de doublage. Une fibre à maintien de polarisation et présentant une meilleure qualité spatiale de faisceau ($M^2 = 1$ dans l'idéal) permettrait par exemple de coupler davantage de puissance infra-rouge dans la cavité résonante.

III.2. Doublage de fréquence en régime impulsionnel

III.2.1 Contexte : génération d'impulsions nanosecondes autour de 450 nm

Le doublage de fréquence d'un système laser à fibre dopée Nd^{3+} en régime impulsionnel s'inscrit dans le cadre du projet VERTICAL. L'un des objectifs est de développer des sources lasers émettant dans le domaine spectral bleu, autour de 450 nm, en régime impulsionnel pour des applications de détection sous-marine de type LIDAR. Cette application requiert spécifiquement des impulsions nanosecondes et des puissances crêtes de l'ordre du kW afin d'atteindre une portée importante en milieu sous-marin. Dans la dernière partie de chapitre, nous avons donc cherché à réaliser une source possédant les caractéristiques requises à partir des fibres LMA dopées Nd^{3+} dont nous disposons. Deux voies ont été étudiées pour atteindre cet objectif.

Dans un premier montage, le système MOPA est constitué d'une diode laser affinée spectralement autour de 914 nm et déclenchée par le gain afin de générer des impulsions nanosecondes qui seront par la suite amplifiées dans des fibres dopées Nd^{3+} .

Ce premier système a l'avantage de présenter une largeur spectrale très étroite mais reste limité en termes de puissance crête. Il est donc plus adapté au doublage de fréquence dans un cristal non-linéaire périodiquement polarisé qui présente un coefficient non-linéaire élevé mais une acceptance spectrale étroite.

Dans le deuxième montage, les impulsions sont directement générées par un laser à fibre LMA dopée Nd^{3+} activement déclenché par un modulateur acousto-optique donnant lieu à ce qu'on appelle communément un régime Q-switch. Ces impulsions sont ensuite amplifiées dans une seconde fibre LMA dopée Nd^{3+} . Ce système présente une largeur spectrale plus importante mais des puissances crêtes jusqu'à 4 fois plus élevées par rapport au premier montage. Il se prête donc davantage au doublage de fréquence dans un cristal de LBO et permettra également de réaliser l'accord en longueur d'onde autour de 450 nm comme nous le verrons par la suite.

III.2.2 Système MOPA injecté par une diode laser déclenchée par le gain

Le schéma du système MOPA à deux étages est présenté sur la figure 3.20. Le laser-maître est une diode laser monomode émettant une puissance maximum de 100 mW autour de 915 nm en régime continu. Un générateur d'impulsions électriques est relié à cette diode laser et permet de moduler le courant électrique injecté afin de déclencher la diode par le gain et d'obtenir un fonctionnement impulsionnel [Tarucha 81]. Le générateur d'impulsions électriques permet d'imposer les caractéristiques temporelles des impulsions issues de la diode : durée d'impulsion, temps de montée et taux de répétition.

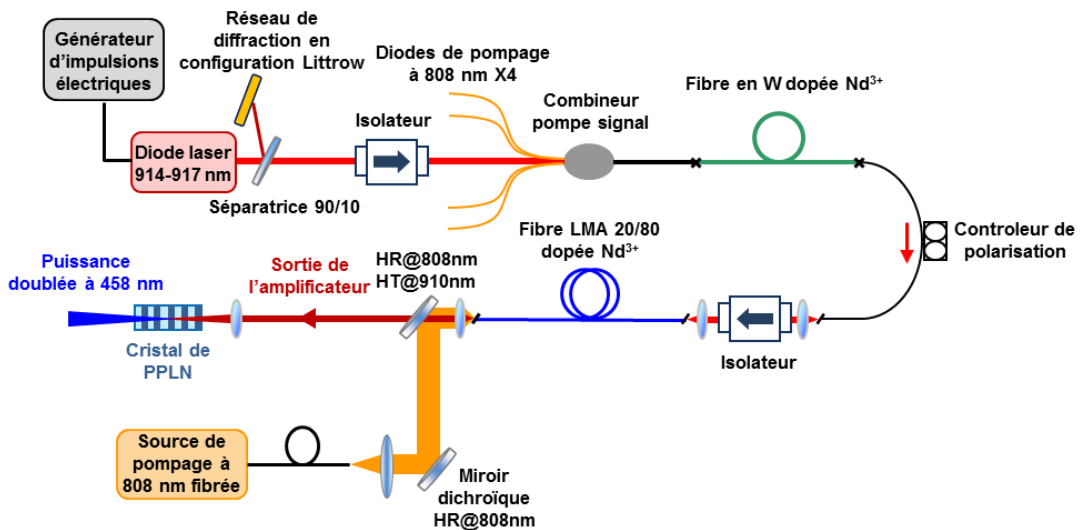


Figure 3.20 : Schéma du système MOPA en régime impulsionnel

Afin d'avoir une largeur spectrale étroite, la diode laser est accordée en longueur d'onde grâce au principe de rétro-injection en cavité étendue qui consiste à renvoyer dans la diode laser une fraction de la puissance émise, qui a, au préalable, été filtrée spectralement grâce à un réseau de diffraction en configuration Littrow. Cette méthode simple permet d'atteindre des largeurs spectrales d'émission étroites, inférieures à 0,1 nm. Le faisceau issu de la diode laser est injecté dans la fibre à profil d'indice en W par l'intermédiaire d'un combineur pompe/signal. Les entrées de pompe du combineur pompe/signal sont reliées à 4 diodes de pompage fournissant chacune 4 W de puissance à 808 nm. Les impulsions issues du laser-maître sont d'abord amplifiées dans la fibre à profil d'indice en W. Elles sont ensuite amplifiées dans le deuxième étage du système MOPA constitué par une fibre LMA 20/60 dopée Nd^{3+} pompée via un module de pompage de 60 W à 808 nm.

Nous avons choisi d'amplifier des impulsions de 10 ns, ce qui correspond à la durée d'impulsion minimum permettant de conserver une puissance crête émise par la diode laser de l'ordre de 300 mW. La figure 3.21 présente le spectre ainsi que le profil temporel des impulsions issues de la diode laser.

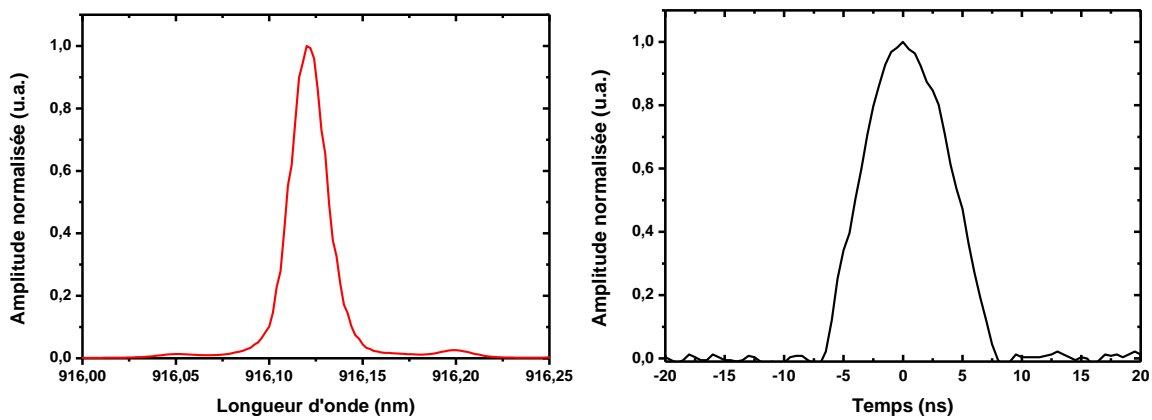


Figure 3.21 : Largeur spectrale et profil temporel des impulsions issues de la diode laser

Grâce à la rétro-injection en cavité étendue, la diode laser émet sur une largeur spectrale étroite, égale à 0,02 nm (FWHM), ce qui est compatible avec la bande d'acceptance spectrale caractéristique d'un cristal doubleur périodiquement polarisé (généralement $< 0,5$ nm). La diode laser est accordée en longueur d'onde autour de 916 nm, ce qui représente le meilleur compromis entre le gain effectif de la fibre en W et celui de la fibre LMA dopée Nd^{3+} . En effet, comme le montre la figure 3.22 au travers des spectres d'ESA autour de 900 nm des deux types de fibre, le gain laser de la fibre en W est décalé vers les grandes longueurs d'onde et le maximum de gain se situe aux alentours de

922 nm tandis que le maximum de gain dans la fibre LMA 20/60 dopée Nd^{3+} , dont l'inversion de population est plus élevée, se situe autour de 905 nm.

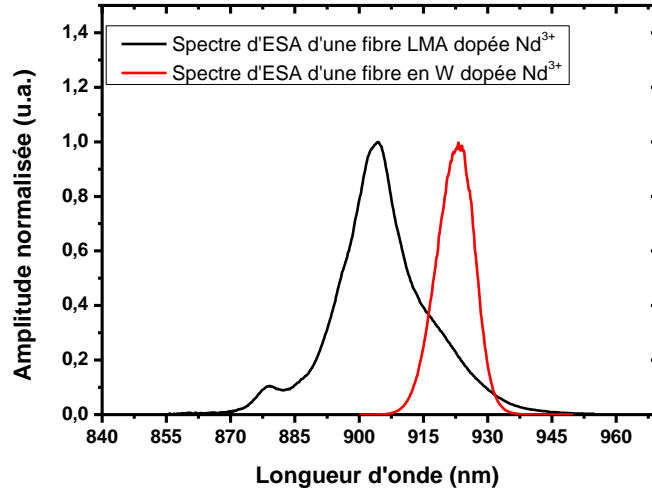


Figure 3.22 : Spectres d'émission spontanée amplifiée de la fibre en W dopée Nd^{3+} (en rouge) et de la fibre LMA 20/60 dopée Nd^{3+} (en noir)

Afin d'optimiser la saturation du gain dans les deux étages d'amplification, nous avons donc choisi d'accorder la diode laser à une longueur d'onde de 916 nm, ce qui correspond à l'intersection des courbes d'ESA des deux fibres dopées Néodyme. La puissance moyenne en sortie de la diode laser en fonction du taux de répétition est présentée sur la figure 3.23.

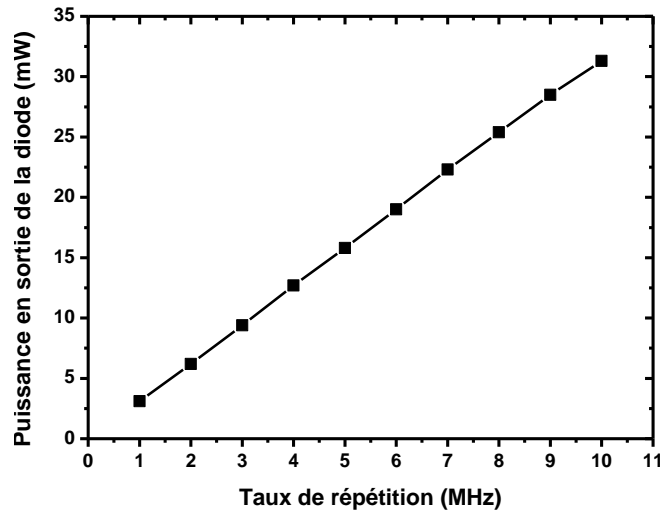


Figure 3.23 : Puissance moyenne émise par la diode laser en fonction du taux de répétition imposé par le générateur d'impulsions électriques

La puissance moyenne émise par la diode laser déclenchée par le gain est donc proportionnelle au taux de répétition. On rappelle que la puissance crête $P_{\text{crête}}$ d'une impulsion est définie par la relation :

$$P_{\text{crête}} = \frac{P_{\text{moyenne}}}{\tau \cdot f} \quad [3.20]$$

avec τ la durée de l'impulsion à mi-hauteur et f le taux de répétition

On peut noter que la puissance crête des impulsions émises par la diode laser dépend seulement de l'amplitude de l'impulsion électrique, elle est constante quel que soit le taux de répétition ($P_{\text{crête}} = 320 \text{ mW}$).

Nous avons décidé de déclencher la diode laser à un taux de répétition égal à 1 MHz, ce qui permet d'atteindre une puissance moyenne suffisante pour saturer le premier étage d'amplification. On estime que de l'ordre de 25% de la puissance émise par la diode laser est couplée dans le cœur de la fibre en W après passage à travers la séparatrice et l'isolateur. Pour un taux de répétition de 1 MHz, cela signifie qu'une puissance signal égale à 0,8 mW est injectée dans la fibre en W. Nous avons effectivement vérifié que cette puissance était suffisante pour saturer efficacement le gain de la fibre au maximum de la puissance de pompage à 808 nm (16 W). La puissance moyenne amplifiée en sortie du premier étage est donnée sur la figure 3.24.

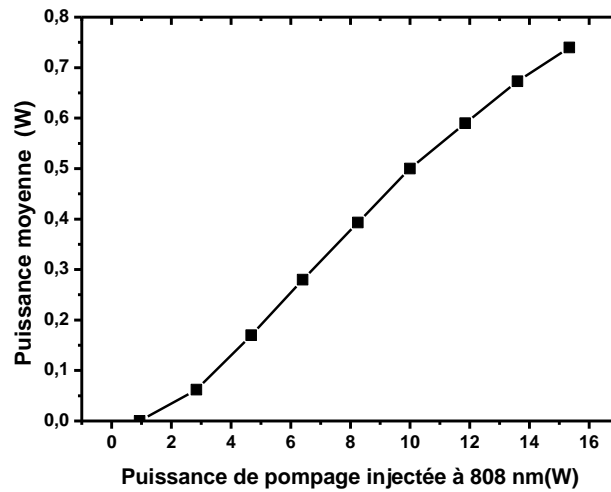


Figure 3.24: Puissance moyenne à 916 nm en sortie de la fibre en W en fonction de la puissance de pompage injectée à 808 nm

Au maximum de la puissance de pompage à 808 nm, la puissance moyenne à 916 nm en sortie du premier étage est donc égale à 740 mW ce qui correspond à une puissance crête de 74 W. Ce rendement médiocre s'explique par le faible gain à 916 nm dans la fibre en W, comme illustré sur la figure 3.22. On estime qu'environ 75% de cette puissance est injectée dans le deuxième étage amplificateur constitué par la fibre LMA 20/60 dopée Nd^{3+} . Or, une puissance moyenne de 740 mW en entrée du deuxième étage n'est pas suffisante pour supprimer l'émission spontanée amplifiée à 1060nm. La figure 3.25 montre

en effet une rapide augmentation de l'ESA à 1060 nm lorsque la puissance de pompage injectée à 808 nm dépasse 20 W.

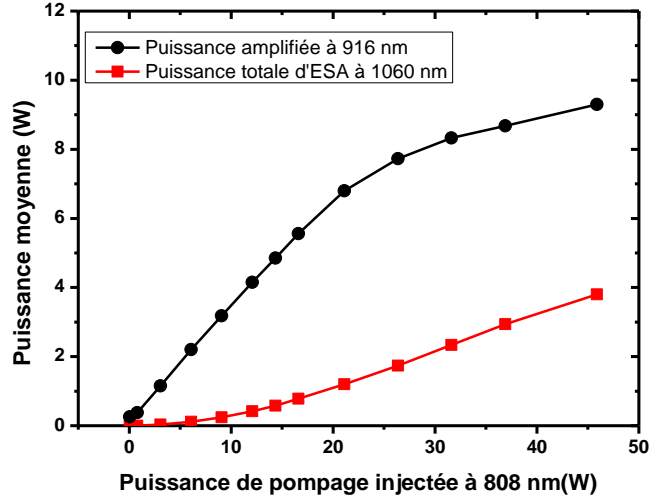


Figure 3.25: Puissance moyenne amplifiée à 916 nm (en noir) et puissance totale d'ESA à 1060 nm (en rouge) en fonction de la puissance de pompage à 808 nm injectée dans le deuxième étage amplificateur

A la puissance de pompage maximale injectée, la puissance crête à 916 nm atteint néanmoins 920 W (fig. 3.26).

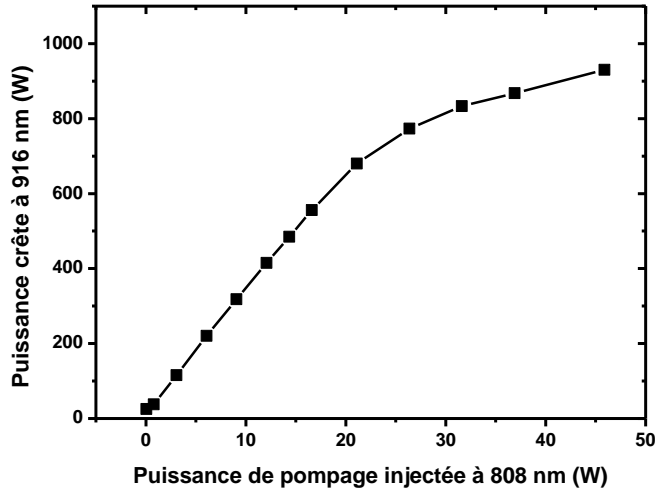


Figure 3.26: Puissance crête à 916 nm en fonction de la puissance de pompage injecté à 808 nm

De plus, les impulsions possèdent une largeur spectrale et un profil temporel inchangé après amplification dans les deux étages du système MOPA.

Afin de réaliser le doublage de fréquence à des puissances crêtes modérées, un cristal non-linéaire périodiquement polarisé offre les meilleures performances en termes de rendement de conversion simple passage. Dans ce type de matériau, dont l'utilisation a été envisagée dès 1962 [Armstrong 62], la structure cristalline est périodiquement inversée pour changer le signe de la susceptibilité non-linéaire d'ordre 2 $\chi^{(2)}$ et donc retourner le

sens du vecteur polarisation. On ne parle pas d'accord de phase mais de quasi-accord de phase dans le sens où le désaccord de phase Δk introduit sur une période est compensé par un désaccord de phase opposé introduit dans la période suivante.

Pour les expériences de doublage, nous avons choisi un cristal périodiquement polarisé de Niobate de Lithium (PPLN) qui est le cristal non-linéaire présentant le coefficient de conversion simple-passage le plus élevé. Le cristal de PPLN (HC Photonics) est, en outre, co-dopé avec de l'oxyde de Magnésium (5% MgO). Ce co-dopage permet théoriquement d'augmenter de façon significative le seuil de dommage du cristal et de réduire les effets photo-réfractifs [Furuya 06]. Le cristal de MgO :PPLN, de longueur 6 mm, est initialement prévu pour un quasi-accord de phase à 914 nm à une température de 35°C et nécessite d'être chauffé autour de 60°C pour un fonctionnement à 916 nm. L'efficacité de conversion simple passage du cristal doubleur a été mesurée égale à 1,67 %.W⁻¹ par le fabricant. Compte tenu des caractéristiques de notre source laser impulsionnelle, de très bons rendements de doublage étaient attendus. Cependant, des effets photo-réfractifs sont apparus pour une puissance moyenne doublée à 458 nm supérieure à 0,5 W. Une puissance égale à 1 W à 458 nm a été atteinte et n'a pu être dépassée de par l'apparition des effets photo-réfractifs qui a finalement mené à l'endommagement du cristal. De tels effets photo-réfractifs, malgré le co-dopage MgO du PPLN, ont déjà été observés par Bouillet et collaborateurs qui ont choisi d'utiliser un cristal de Tantalate de Lithium périodiquement polarisé (MgO :PPSLT) pour des applications à de plus fortes puissances [Bouillet 11]. En effet, bien que le cristal de PPSLT présente un coefficient non-linéaire moins élevé que celui du cristal de PPLN, il ne semble pas souffrir d'effets photo-réfractifs, ce qui en fait un meilleur candidat pour le doublage de fréquence en régime impulsionnel.

III.2.2 Système MOPA injecté par un laser déclenché activement

Le système MOPA précédent permettait seulement d'atteindre des puissances crêtes voisines de 1 kW. Dans cette partie, l'objectif est d'atteindre une puissance crête proche de 5 kW, ce qui permettra de remplacer le cristal de PPLN par un cristal non-linéaire de LBO. Comme nous l'avons précédemment montré, le gain dans un amplificateur à fibre dopée Nd³⁺ peut difficilement excéder 10 dB. Le laser-maître doit par conséquent émettre des impulsions comportant une puissance crête supérieure à 500 W. Nous avons ainsi remplacé le premier étage basé sur une diode laser par un laser à fibre

LMA dopée Nd^{3+} déclenché activement par un modulateur acousto-optique. Le montage correspondant est présenté sur la figure 3.27.

Le laser maître de ce système MOPA est constitué par une fibre LMA 20/60 dopée Nd^{3+} pompée par un module (LIMO) délivrant une puissance maximale de 35 W à 808 nm sur une sortie fibrée (100 μm , ON = 0,22). Le régime impulsionnel est obtenu par Q-switch actif en insérant un modulateur acousto-optique (MAO) aligné sur l'ordre 1 de diffraction dans la cavité laser à fibre. Ce modulateur acousto-optique possède un taux de diffraction sur l'ordre 1 égal à 85% et un temps de montée de 100 ns pour les conditions de focalisation imposées par le montage.

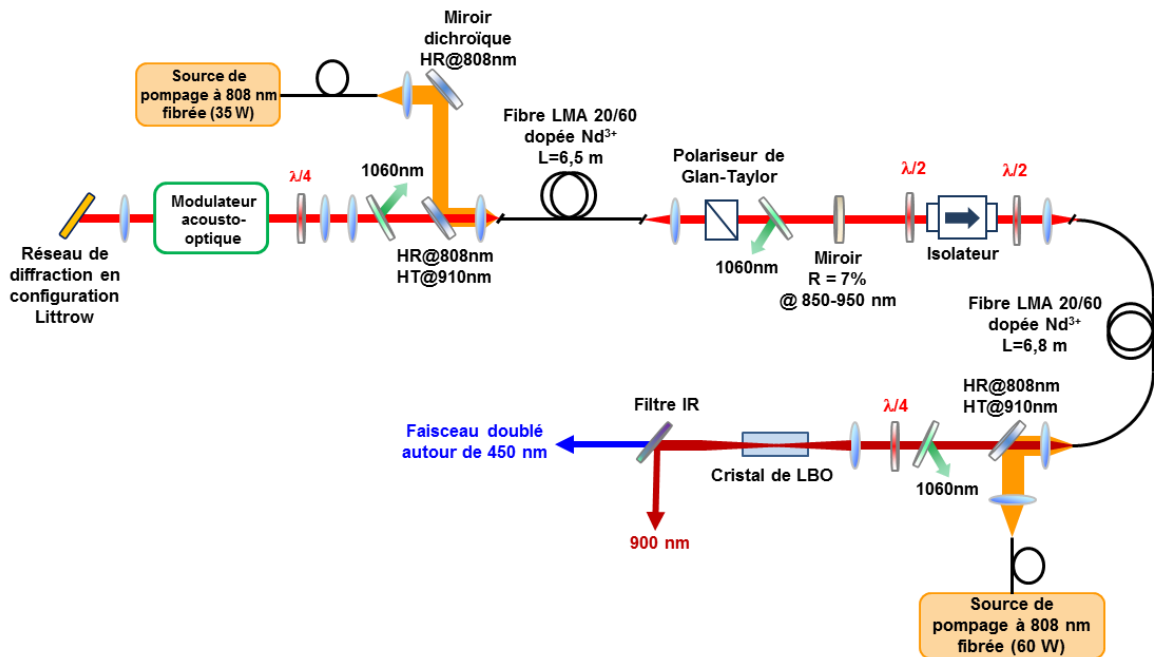


Figure 3.27 : Schéma du système MOPA impliquant un laser déclenché par modulateur acousto-optique

La cavité laser est formée par une lame de verre épaisse à faces parallèles ($R = 7\%$) utilisée comme miroir de sortie et par un réseau de diffraction (Horiba) en configuration Littrow. Le substrat du réseau est en « Zérodur » afin d'atteindre un seuil de dommage suffisamment élevé. La longueur d'onde du laser peut être accordée autour de 900 nm en ajustant simplement l'angle d'incidence sur le réseau de diffraction. Des filtres passe-bas sont ajoutés de part et d'autre de la fibre afin de filtrer l'ESA à 1060 nm. Un isolateur est placé juste après le laser déclenché afin d'éviter tout retour optique provenant du deuxième étage d'amplification qui pourrait perturber le fonctionnement du laser. Par conséquent, il est nécessaire que le faisceau issu du laser soit polarisé afin de subir un minimum de pertes dans l'isolateur. Un polariseur de Glan-Taylor est donc placé avant le

miroir de sortie et une lame de phase $\lambda/4$, insérée de l'autre côté de la cavité laser, permet de corriger la modification de la polarisation dans la fibre.

Le fonctionnement Q-switch consiste à introduire périodiquement au cours du temps des pertes dans la cavité laser de sorte à stocker de l'énergie qui est ensuite libérée sous forme d'une impulsion intense. Dans notre cas, les pertes sont introduites en alignant la cavité sur l'ordre 1 de diffraction d'un modulateur acousto-optique. Lorsqu'aucune tension n'est appliquée aux bornes du MAO, le faisceau issu de la fibre est entièrement transmis sur l'ordre 0, ce qui empêche tout effet laser. A l'inverse, lorsqu'une tension est appliquée à ses bornes, le MAO diffracte le faisceau laser sur l'ordre 1, l'effet laser peut alors avoir lieu. Il est possible de commuter rapidement entre ces deux états en reliant le driver du MAO à un générateur d'impulsions électriques. On peut alors sélectionner la fréquence de répétition f ainsi que la durée d'«ouverture de porte» du MAO. Plusieurs impulsions laser peuvent se déclencher pendant la durée d'ouverture de porte, si celle-ci est choisie trop longue. Inversement, si la durée d'ouverture est choisie trop courte (inférieure ou proche du temps de montée), l'efficacité de diffraction n'atteint pas sa valeur maximale. Dans notre cas, le meilleur compromis a été de choisir une durée d'ouverture de porte égale à 400 ns.

Après que l'impulsion laser à 900 nm ait momentanément vidé le gain dans la fibre, on observe une rapide montée de l'ESA à 1060 nm. Par conséquent, l'ESA à 1060 nm apparaît entre deux impulsions successives si l'inversion de population atteint une valeur trop élevée, ce qui est le cas si le taux de répétition est trop faible.

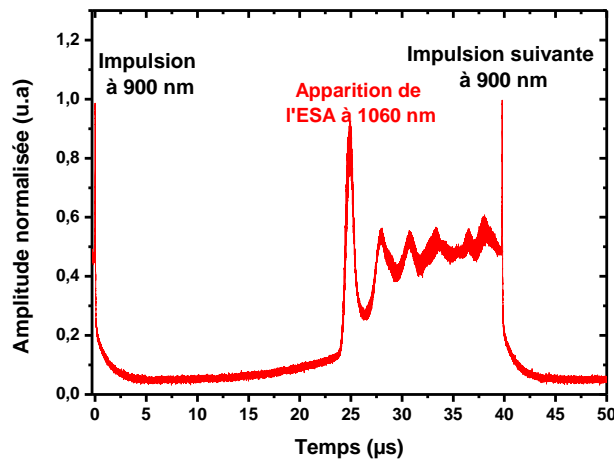


Figure 3.28 : Evolution temporelle de l'ESA à 1060 nm pour un taux de répétition de 25 kHz et pour une puissance de pompage injectée à 808 nm égale à 18 W.

L'ESA à 1060 nm représente donc le principal facteur limitant pour atteindre des puissances crêtes élevées à 900 nm. Ce phénomène est illustré sur la figure 3.28 qui présente le profil temporel de l'ESA à 1060 nm pour un taux de répétition égal à 25 kHz et pour une puissance de pompage injectée à 808 nm égale à 18 W. Pour cette puissance de pompage, l'ESA à 1060 nm commence à apparaître environ 25 μ s après qu'une première impulsion à 900 nm. Si l'on veut extraire un maximum de puissance à 900 nm, il faut donc opérer à un taux de répétition supérieur à 40 kHz pour cette puissance de pompage. Ce taux de répétition minimum augmente bien évidemment pour une puissance de pompage plus élevée. Cependant, un taux de répétition trop important diminue le gain de l'amplificateur, ce qui entraîne des impulsions instables à 900 nm. Pour une puissance de pompage donnée, il existe donc un intervalle de taux de répétition pour lequel le fonctionnement Q-switch à 900 nm est stable.

A cause des différentes pertes introduites dans la cavité laser (réseau de diffraction, modulateur acousto-optique et polariseur), le rendement à 900 nm est plus faible en comparaison avec le rendement laser en régime continu. Comme illustré sur la figure 3.29, réalisée à un taux de répétition de 40 kHz afin de limiter l'ESA à 1060 nm, on observe que le rendement différentiel à 900 nm est de l'ordre de 24% par rapport à la puissance de pompage injectée. Le laser déclenché fournit cependant une puissance moyenne de sortie supérieure à 3 W à 900 nm pour une puissance de pompage injectée de 18 W à 808 nm, ce qui est, à priori, suffisant pour saturer efficacement le gain de la fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+} de l'étage amplificateur si l'on considère le montage précédent (paragraphe III.2).

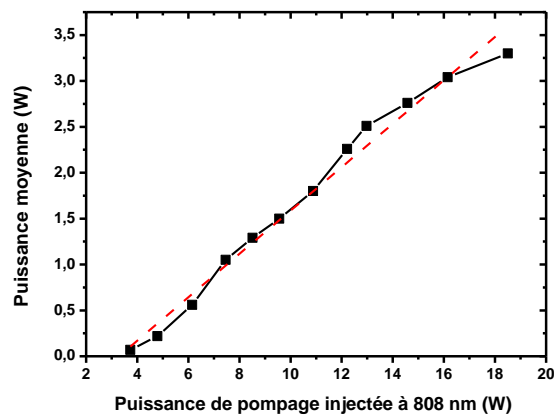


Figure 3.29 : Puissance moyenne à 900 nm en sortie du laser déclenché en fonction de la puissance de pompage à 808 nm injectée pour un taux de répétition de 40 kHz

Nous avons étudié l'influence du taux de répétition sur les puissances moyenne et crête à 900 nm en sortie du laser déclenché pour une puissance de pompage injectée de 16 W à 808 nm (fig. 3.30).

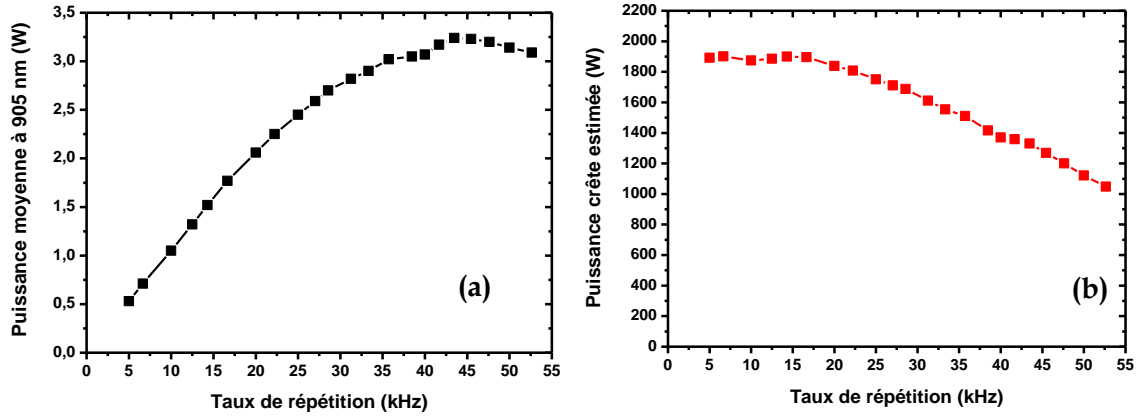


Figure 3.30 : Puissance moyenne (a) et puissance crête (b) à 900 nm en sortie du laser Q-switché en fonction du taux de répétition pour une puissance de pompage de 16 W injectée à 808 nm

La largeur à mi-hauteur des impulsions laser est voisine de 50 ns quelque que soit le taux de répétition choisi. L'énergie maximum par impulsion, égale à 106 μ J, est atteinte pour des taux de répétition inférieurs à 15 kHz. Pour cette énergie, après calcul par intégration de la trace temporelle d'une impulsion (fig. 3.31(a)), la puissance crête atteint une valeur proche de 1,9 kW. A ces puissances crêtes élevées, le taux de répétition devient cependant trop faible pour éviter l'ESA à 1060 nm, ce qui implique une puissance moyenne plus faible. Inversement, pour un taux de répétition supérieur à 50 kHz, la puissance moyenne est supérieure à 3 W et la puissance crête devient inférieure à 1,5 kW.

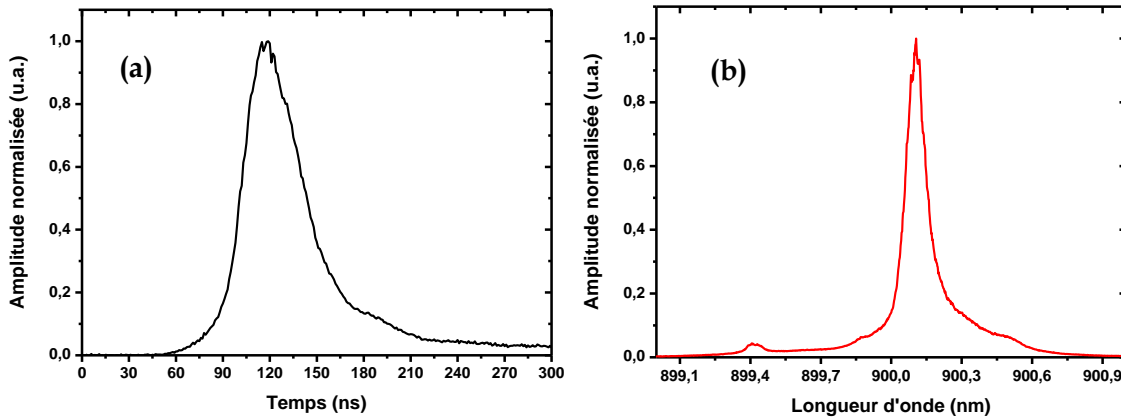


Figure 3.31 : Profil temporel de l'impulsion comportant la puissance crête la plus élevée (1,9 kW) (a) et spectre associé en sortie du laser déclenché par MAO (b)

Le régime de fonctionnement à des taux de répétition élevés est néanmoins favorable car il permet également de limiter l'apparition de l'ESA à 1060 nm dans l'étage d'amplification qui est plus fortement pompé. Par la suite, nous avons effectivement vérifié que le taux de répétition permettant d'obtenir le rendement de doublage le plus élevé était égal à 50 kHz. Pour ce cristal non-linéaire, une puissance crête supérieure à 3

kW est théoriquement suffisante pour atteindre un rendement de conversion élevé ($>18\%$ en considérant le coefficient $\eta_{\max} = 6,2 \cdot 10^{-5} \text{ W}^{-1}$ calculé dans le paragraphe III.1.1.).

La largeur spectrale de l'émission laser (fig. 3.31(b)) est de l'ordre de 0,2 nm, ce qui est également compatible avec un doublage de fréquence efficace dans le cristal de LBO. En effet, la bande d'acceptance spectrale a été estimée à 2 nm dans le paragraphe III.1.3 de ce chapitre.

Les impulsions issues du laser déclenché sont ensuite amplifiées dans une fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+} pompée par un module de pompe fournissant une puissance maximale de 60 W à 808 nm. A un taux de répétition de 50 kHz, une puissance signal de 2,5 W à 900 nm est injectée dans la fibre amplificatrice. A noter que, faute de temps, nous n'avons pas été en mesure de caractériser cet étage amplificateur. En sortie du système MOPA, le faisceau à 900 nm est focalisé dans le cristal de LBO caractérisé dans le paragraphe III.1 de ce chapitre. Le diamètre du faisceau au waist dans le cristal, après optimisation de la puissance doublée à 450 nm, est estimé égal à 80 μm . Il est à noter que pour les puissances crêtes élevées en sortie de l'amplificateur, le spectre du signal amplifié présente une largeur spectrale de 2 nm, ce qui témoigne d'un élargissement spectral important dû à la présence d'effets non-linéaires.

La courbe de la puissance doublée à 450 nm en fonction de la puissance de pompage de l'amplificateur est donnée sur la figure 3.32.

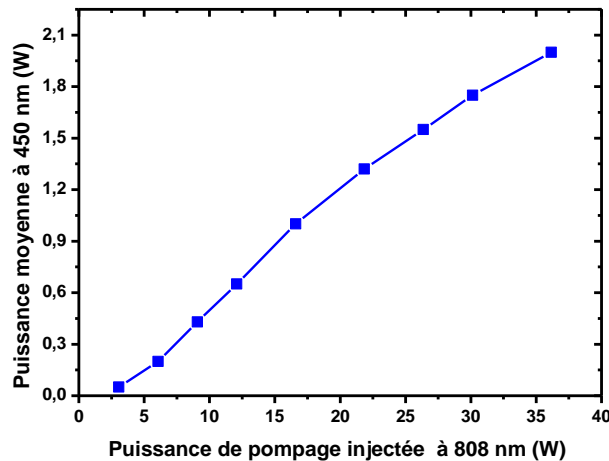


Figure 3.32 : Puissance moyenne à 450 nm en fonction de la puissance de pompage injectée à 808 nm dans l'étage amplificateur pour un taux de répétition de 50 kHz

Une puissance doublée de 2 W est alors obtenue à 450 nm pour une puissance de pompage injectée dans l'étage amplificateur égale à 37 W à 808 nm et un taux de répétition

de 50 kHz, ce qui correspond à une énergie de 40 μJ par impulsion. La puissance crête est estimée égale à 1,2 kW et correspond à une impulsion de largeur à mi-hauteur de 30 ns (fig. 3.33). Pour une puissance moyenne en sortie du MOPA estimée à 10 W à 900 nm, l'énergie par impulsion est proche de 200 μJ , et la puissance crête est alors estimée à 3,5 kW. Une puissance moyenne doublée de 2 W à 450 nm, correspondant à un rendement de conversion de 20%, est donc cohérente avec la valeur calculée du coefficient de conversion simple passage du cristal de LBO voisine de 18% pour cette puissance crête et ce diamètre de faisceau à 900 nm.

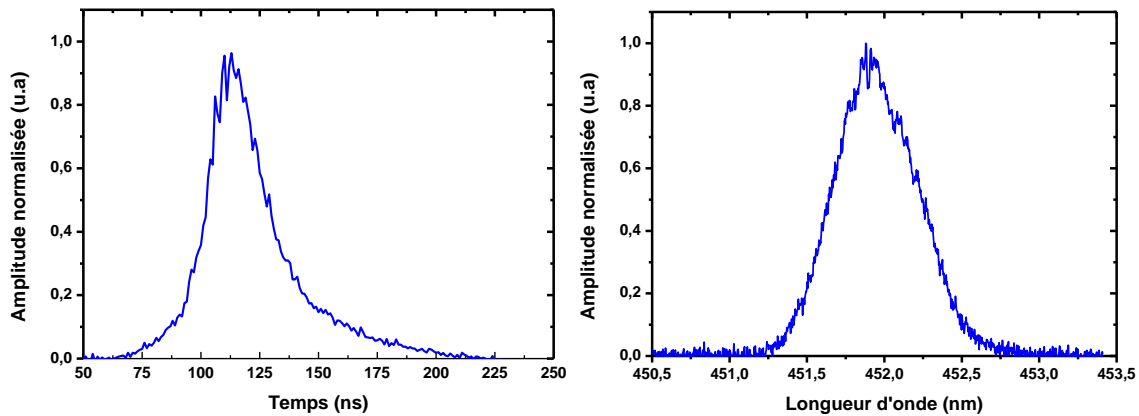


Figure 3.33 : Trace temporelle de l'impulsion à 450 nm correspondant à 2 W de puissance moyenne et spectre du faisceau doublé

Le faisceau doublé autour de 450 nm possède une largeur spectrale relativement élevée égale à 0,7 nm, ce qui semble en accord avec la largeur spectrale des impulsions en sortie de l'amplificateur (fig. 3.33). Le facteur M^2 du faisceau doublé est égal à 1,5.

Ce système montre également des résultats très intéressants en termes d'accord en longueur d'onde autour de 450 nm. En effet, le laser déclenché à 900 nm peut être accordé entre 890 et 925 nm grâce au réseau de diffraction. En utilisant le même cristal de LBO, nous avons observé un accord en longueur d'onde du faisceau doublé sur une plage de 17 nm entre 445 et 462 nm avec une puissance moyenne maximale égale à 1,6 W à 453 nm. Ces résultats sont présentés sur la figure 3.34. Il est à noter que l'accord en longueur d'onde a été réalisé pour une puissance de pompage injectée dans l'étage amplificateur égale à 30 W à 808 nm.

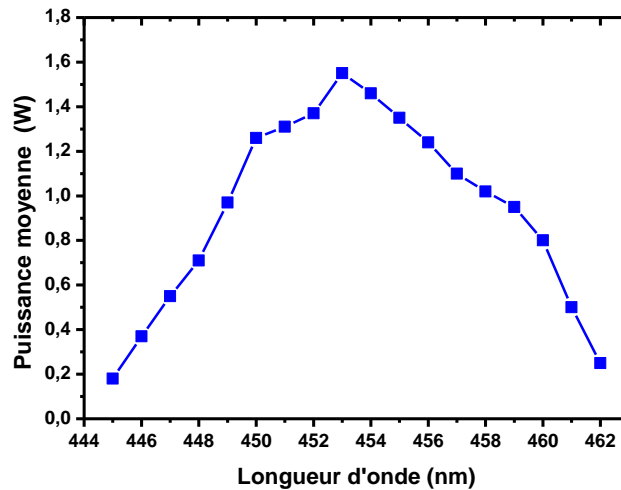


Figure 3.34 : Courbe d'accord en longueur d'onde autour de 450 nm pour un taux de répétition de 50 kHz et une puissance de pompage injectée dans l'étage amplificateur égale 30 W à 808 nm

Bien que le montage nécessite encore quelques optimisations, le cahier des charges est rempli pour une application LIDAR de courte portée, que ce soit en termes de puissance moyenne (2 W), de puissance crête (1,2 kW) et de durée d'impulsion (~ 30 ns) du faisceau à 450 nm.

III.3 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'étude et le développement de plusieurs sources laser à fibre émettant, après doublage de fréquence, autour de 450 nm en régime continu et impulsionnel.

Dans un premier temps, nous avons étudié la conversion non-linéaire de fréquence en régime continu à partir du laser à fibre émettant à 900 nm caractérisé dans le premier chapitre. Une méthode innovante a été étudiée afin de multiplier par 20, par effet de résonance interférométrique, la puissance infra-rouge incidente sur le cristal non-linéaire. Cette méthode consiste à insérer une cavité résonante à l'intérieur de la cavité du laser à fibre LMA dopée Nd^{3+} . Un modèle analytique nous a ensuite permis de déterminer les coefficients de réflexion optimaux de la cavité résonante afin d'extraire une puissance doublée maximum. Un montage a été réalisé avec les miroirs et la géométrie adéquats, menant à un doublage de fréquence très efficace. Ainsi, nous avons obtenu une puissance de 7,5 W à 450 nm avec un rendement supérieur à 40% par rapport à la puissance à 900 nm incidente sur la cavité résonante.

Un second objectif consistait en la réalisation d'une source laser opérant en régime impulsionnel nanoseconde autour de 450 nm pour l'application LIDAR visée dans le cadre du projet VERTICAL. Deux voies différentes ont été explorées pour remplir cet objectif. Un premier système MOPA impliquait l'utilisation d'une diode laser à 915 nm déclenchée par le gain et contrôlée en longueur d'onde par rétro-injection en cavité étendue. En sortie des deux étages d'amplification, la puissance crête des impulsions atteint 1 kW avec une largeur spectrale étroite égale à 0,02 nm et un taux de répétition de 1 MHz. Le doublage de fréquence a été réalisé dans un cristal de PPLN, choisi pour son coefficient non-linéaire élevé. Une puissance de 1 W a été observée à 450 nm avec des impulsions de 10 ns. Cependant, de forts effets photo-réfractifs ont été observés dans le cristal de PPLN et n'ont pas permis de dépasser cette puissance. Une solution aurait consisté à utiliser un autre cristal tel que le PPSLT, qui n'est pas sujet aux effets photo-réfractifs.

Pour finir, nous avons mis en œuvre un second système MOPA dont le laser-maître est un laser à fibre LMA dopée Nd^{3+} déclenché au moyen d'un modulateur acousto-optique. Ce système, en plus de présenter des impulsions de puissance crête relativement élevée (> 3 kW), a également l'avantage de pouvoir être accordé en longueur d'onde autour de 900 nm. Une émission accordable de manière continue dans la gamme spectrale bleue, entre 445 et 462 nm, a ainsi pu être obtenue avec des puissances moyennes atteignant 2 W. En outre, la durée des impulsions doublées (~ 30 ns) et les puissances crêtes atteintes (1,2 kW) sont compatibles avec une éventuelle application LIDAR.

Conclusion générale

L'objectif de cette thèse était l'étude et le développement de sources laser de puissance basées sur des fibres LMA dopées Nd^{3+} opérant sur la transition à 3 niveaux d'énergie de l'ion Néodyme, autour de 900 nm, ainsi que la réalisation de sources laser émettant dans le domaine spectral bleu, autour de 450 nm, par génération de second harmonique dans un cristal non-linéaire. Ce travail de thèse s'inscrivait également dans le cadre du projet VERTICAL, réunissant plusieurs partenaires académiques et industriels, dont le but était la réalisation d'une source laser émettant autour de 450 nm en régime impulsif nanoseconde avec des puissances crêtes voisines de 1 kW pour une application de détection en milieu sous-marin (LIDAR).

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous avons répertorié les différentes sources de forte puissance existantes autour de 900 nm ainsi que les résultats obtenus autour de 450 nm après conversion non-linéaire de fréquence. Nous avons ensuite introduit la solution retenue au sein de l'équipe LIOA pour une émission autour de 900 nm : l'utilisation de fibres dopées Nd^{3+} . Après avoir présenté les avantages et les limitations des lasers à fibres ainsi que les propriétés spectroscopiques des fibres dopées Nd^{3+} , nous avons expliqué la difficulté d'obtenir une émission laser efficace autour de 900 nm à cause de la forte compétition avec la transition à 4 niveaux d'énergie de l'ion Nd^{3+} , autour de 1060 nm. Un modèle analytique simple nous a ensuite permis de démontrer l'intérêt d'utiliser une fibre à structure double-gaine comportant une grande aire modale et une gaine interne réduite. A partir des premiers résultats obtenus avec une fibre dopée « test », un modèle numérique a été développé afin d'optimiser les paramètres géométriques de la fibre permettant de favoriser l'émission laser autour de 900 nm. De nouvelles fibres optimisées, réalisées par notre partenaire industriel iXblue, ont été utilisées dans un laser continu accordable en longueur d'onde autour de 900 nm par l'intermédiaire d'un réseau de Bragg inscrit en volume (VBG). Ce système a permis d'obtenir des résultats sans précédents avec un laser à fibre que ce soit en termes de puissance ou de domaine spectral puisqu'un accord en longueur d'onde a été obtenu sur une plage de 60 nm, de 875 à 936 nm, avec une puissance laser de 22 W au maximum de gain et une largeur spectrale de seulement 35 pm [Leconte 15].

Dans le second chapitre de ce manuscrit, nous nous sommes intéressés à la saturation du gain et au rendement de conversion d'un système MOPA basé sur la fibre

LMA 20/80 dopée Nd^{3+} étudiée dans le premier chapitre. Nous avons ainsi montré la difficulté d'atteindre le régime de saturation du gain à 900 nm à cause de la rapide apparition de l'ESA à 1060 nm pour des puissances de pompage élevées. En parallèle, nous avons également étudié les modes transverses guidés dans les fibres LMA, dont le caractère multimode impactait fortement la qualité spatiale du faisceau en sortie de la fibre, que ce soit en configuration laser ou en régime amplificateur. Différentes méthodes théoriques et expérimentales (logiciel de calcul de modes guidés, imagerie par caméra CCD et méthode S^2) nous ont permis de conclure que ce nombre de modes était égal à 4 dans une fibre LMA 18/80 non dopée. Par la suite, une méthode originale a été mise en œuvre permettant non seulement de sélectionner un mode transverse unique dans un amplificateur à fibre LMA 20/80 dopée Nd^{3+} mais en outre, de fortement diminuer la puissance de saturation du gain à 900 nm dans cette fibre. Cette technique consistait à réaliser une sélection modale par réflexion sur un réseau de Bragg multimode dans un schéma d'amplificateur à double-passage. Ce système nous a ainsi permis d'atteindre une puissance de 2,2 W à 910 nm en sélectionnant seulement le mode fondamental LP01 dans la fibre, pour une puissance de pompage de 13 W. Cette architecture autorisait également l'amplification sélective des modes d'ordre élevé guidés dans la fibre avec des puissances de 1,6 W et 1,4 W, respectivement sur les modes LP11 et LP21. Il s'agit, à notre connaissance, de la première démonstration d'une amplification sélective de modes transverses par réseau de Bragg multimode dans un amplificateur à fibre dopée.

La génération de second harmonique autour de 450 nm a fait l'objet du troisième et dernier chapitre de ce travail. Dans la première partie du chapitre, nous avons étudié la conversion non-linéaire de fréquence en régime continu dans un cristal de LBO à partir du laser à fibre LMA émettant à 900 nm caractérisé dans le premier chapitre. Le calcul théorique du rendement de conversion simple-passage du cristal de LBO nous a confirmé qu'une puissance de 20 W à 900 nm était insuffisante pour obtenir un doublage de fréquence efficace. Pour contourner cet obstacle, nous nous sommes servis d'une propriété intéressante des cavités de type Fabry-Perot : l'exaltation de la puissance intra-cavité à la résonance. L'utilisation d'une cavité résonante externe requiert cependant un laser monomode longitudinal ainsi qu'un asservissement actif de la longueur de cavité pour stabiliser le processus. Nous avons alors détaillé l'avantage d'utiliser une cavité résonante à l'intérieur de la cavité du laser à fibre, architecture ne nécessitant pas de stabilisation active. Grâce à un modèle analytique, les coefficients de réflexion optimaux des miroirs de

la cavité résonante ont été déterminés afin d'extraire une puissance doublée maximum. Un montage, comportant les miroirs et la géométrie adéquats, nous a alors permis d'obtenir 7,5 W à 450 nm en régime continu avec un rendement de conversion de 56% par rapport à la puissance à 900 nm couplée dans la cavité résonante. Dans la deuxième partie du chapitre, nous avons cherché à atteindre le régime impulsionnel à 450 nm requis pour l'application LIDAR. Un premier système MOPA impliquant une diode laser déclenchée par le gain en cavité externe a permis d'atteindre un régime impulsionnel nanoseconde avec des puissances crêtes proches de 1 kW et une largeur spectrale de l'ordre de 0,02 nm en sortie des deux étages amplificateurs. Ce système était donc adapté à un doublage de fréquence dans un cristal de PPLN caractérisé par une acceptance spectrale étroite. Une puissance doublée de l'ordre de 1 W a été observée avant que de forts effets photo-réfractifs n'apparaissent dans ce cristal doubleur, menant à son endommagement. Un second système MOPA a, par la suite, été développé permettant la génération de second harmonique dans un cristal de LBO. Ce MOPA impliquait un laser à fibre LMA dopée Nd^{3+} déclenché par un modulateur acousto-optique et un étage amplificateur également constitué par une fibre LMA dopée Nd^{3+} . Grâce à des impulsions de puissance crête supérieure à 3 kW à 900 nm, une puissance moyenne égale à 2 W a été obtenue à 450 nm après conversion dans le cristal de LBO. De plus, l'accord en longueur d'onde du laser impulsionnel par un réseau de diffraction a permis de générer une émission laser bleue entre 445 et 462 nm. La durée des impulsions doublées (~30 ns) et les puissances atteintes (~1 kW) remplissent alors les conditions requises pour une application LIDAR de courte portée en milieu sous-marin.

Plusieurs modifications portant sur la géométrie des fibres LMA dopées Nd^{3+} utilisées permettraient d'améliorer les différents systèmes laser développés au cours de ce travail de thèse. Tout d'abord, la qualité spatiale du faisceau en sortie des fibres reste à améliorer, les fibres dopées Nd^{3+} ne permettant pas une propagation monomode transverse. Le filtrage modal par le gain ou l'utilisation de profils d'indice avec tranchée (trench), solutions explicitées dans le deuxième chapitre, semblent être des voies prometteuses pour obtenir une émission laser monomode transverse. D'autre part, les systèmes laser développés au cours de ce travail de thèse comportaient généralement une partie en espace libre qu'il serait intéressant de remplacer par des composants fibrés. Pour cela, des fibres dopées Nd^{3+} comportant des gaines de 100 μm voire de 125 μm seraient attrayantes de par leur compatibilité avec les différents éléments optiques fibrés

disponibles commercialement. Enfin, l'utilisation d'une fibre à maintien de polarisation présenterait un avantage certain que ce soit pour l'amplification double-passage, pour laquelle la séparation entre le faisceau incident et le faisceau amplifié est réalisée par la polarisation, ou pour le doublage de fréquence nécessitant un faisceau polarisé rectilignement.

Ce travail de thèse a mis en avant des performances jamais atteintes et des concepts innovants qu'il serait probablement intéressant d'utiliser pour d'autres applications scientifiques. Nous avons par exemple développé un laser de forte puissance accordable entre 875 nm et 936 nm qui pourrait être utilisé pour le pompage de forte brillance de matériaux massifs ou de guides dopés Yb^{3+} ou Nd^{3+} . Le développement de sources laser à fibre incorporant une cavité résonante interne permet d'accéder à un faisceau limité par diffraction de plusieurs centaines de watts, ce qui semble également être un concept très prometteur pour la conversion de fréquence par effets non-linéaires en régime continu.

Pour cela, il sera néanmoins nécessaire de continuer les efforts de développement des fibres dopées Nd^{3+} afin d'atteindre des structures à cœur large monomode et à maintien de polarisation. Si ces futures avancées restent aujourd'hui à réaliser, nous sommes convaincus qu'elles devraient libérer pleinement le potentiel des fibres dopées Néodyme.

Références bibliographiques

- [Agrawal 01] G. P. Agrawal "Nonlinear fiber optics" Third Edition, Academic Press (2001)
- [Armstrong 62] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing and P. S. Pershan, "Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric" *Physical Review* **127**, 1918-1939 (1962)
- [Bartolacci 10] C. Bartolacci, M. Laroche, H. Gilles, S. Girard, T. Robin, B. Cadier, "Generation of picosecond blue light pulses at 464nm by frequency doubling an Nd-doped fiber based Master Oscillator Power Amplifier" *Optics Express* **18**, 5100-5105 (2010)
- [Bartolacci 10bis] C. Bartolacci, "Nouvelles sources laser bleues à base de fibres dopées Néodyme" Thèse présentée à l'Université de Caen Basse-Normandie (2010)
- [Birnbaum 72] M. Birnbaum, A. W. Tucker and P. J. Pomphrey Jr., "New Nd :YAG laser transitions $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ " *IEEE Journal of Quantum Electronics* **8**, 501-501 (1972)
- [Boullet 11] J. Boullet, R. Bello-Doua, R. Dubrasquet, N. Traynor, C. Lecaplain, A. Hideur, J. Lhermite, G. Machinet, C. Médina and E. Cormier, "Visible and Infrared Sources based on Three-Level Ytterbium-doped Fiber Lasers" OSA Technical Digest (CD) paper FThC5 (2011)
- [Bouwman 03] G. Bouwman, F. Luan, J. C. Knight, P. St. J. Russell, L. Farr, B. J. Mangan and H. Sabert, "Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength" *Optics Express* **11**, 1613-1620 (2003)
- [Boyd 68] G.D. Boyd, D.A. Kleinmann, "Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams" *Journal of Applied Physics* **39**, 3597-3639 (1968)
- [Bridges 64] W. B. Bridges, "Laser oscillation in singly ionized argon in the visible spectrum" *Applied Physics Letters* **4**, 128-130 (1964)
- [Castaing 08] M. Castaing, F. Balembois, and P. Georges, "Continuous-wave laser at 440 nm based on frequency-doubled diode-pumped Nd:GdVO₄ crystal" *Optics Letters* **33**, 1957-1959 (2008).
- [CEA] www-lmj.cea.fr
- [Chen 03] K. Chen, Q. Sheng, C. Ge, X. Dong, J. Han and S. Chen, "Several mechanically-induced long period gratings by a groove plate" *Chinese Optics Letters* **1**, 444-446 (2003)
- [Cieslak 11] R. Cieslak and W. A. Clarkson, "Internal resonantly enhanced frequency doubling of continuous wave fiber lasers" *Optics Letters* **36**, 1896-1898 (2011)
- [Cook 98] A. L. Cook and H. D. Hendricks, "Diode-laser-pumped tunable 896-939.5-nm neodymium-doped fiber laser with 43-mW output power" *Applied Optics* **37**, 3276-3281 (1998).
- [Courtillot 03] I. Courtillot, A. Quessada, R. P. Kovacich, J.-J. Zondy, A. Landragin, G. Santarelli, A. Clairon and P. Lemonde, "An optical frequency standard using cold strontium atoms" *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **52**, 255-257 (2003)
- [Daniel 11] J. M. O. Daniel, J. S. P. Chan, J. W. Kim, J. K. Sahu, M. Ibsen and W. A. Clarkson, "Novel technique for mode selection in a multimode fiber laser" *Optics Express* **19**, 12434-12439 (2011)
- [Daniel 13] J. M. O. Daniel and W. A. Clarkson, "Rapid, electronically controllable transverse mode selection in a multimode fiber laser" *Optics Express* **21**, 29442-29448 (2013)
- [Davis 95] M. K. Davis, M.J.F. Digonnet and R.H. Pantell, "Characterization of clusters in Rare-Earth Doped Fibers by Transmission Measurements" *Journal of Lightwave technology* **13**, 120-126 (1995)

- [Desurvire 94] E. Desurvire, "Erbium-doped-fiber-amplifier, Principles and applications" First Edition, Wiley-Interscience (1994).
- [Digonnet 01] M. J. F Digonnet, "Rare-earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers" Second edition, Marcel Dekker (2001)
- [Ding 08] X. Ding, R. Wang, H. Zhang, W. Q. Wen, L. Huang, P. Wang, J. Q. Yao, X. Y. Yu and Z. Li, "Generation of 3.5W high efficiency blue-violet laser by intracavity frequency-doubling of an all-solid-state tunable Ti:sapphire laser" *Optics Express* **16**, 4582-4587 (2008)
- [Ding 11] X. Ding, X. Li, Q. Sheng, C. -P. Shi, S. -J. Yin, B. Li, W.-Q. Wen and J. -Q. Yao, "High Power Widely Tunable Narrow Linewidth All-Solid-State Pulsed Titanium-Doped Sapphire Laser" *Chinese Physics Letters* **28**, 094205 (2011)
- [Doualan 00] J. L. Doualan, C. Maunier, D. Descamps, J. Landais, and R. Moncorgé, "Excited-state absorption and up-conversion losses in the Nd-doped glasses for high-power lasers" *Physical Review B* **62**, 4459-4463 (2000).
- [Dunn 77] M.H. Dunn and A.I. Ferguson, "Coma compensation in off-axis laser resonators" *Optical Communications* **20**, 214-219 (1977)
- [Franken 61] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters and G. Weinreich, "Generation of optical harmonics" *Physical Review Letters* **7**, 118-120 (1961)
- [Furuya 06] H.Furuya, A.Morikawa, K.Mizuuchi and K.Yamamoto, "High-Beam-Quality Continuous Wave 3W Green-Light Generation in Bulk Periodically Poled MgO:LiNbO₃" *Japanese Journal of Applied Physics* **45**, 6704-6707 (2006)
- [Gao 08] J. Gao, X. Yu, F. Chen, X. -D. Li, Z. Zhang, J. -H. Yu and Y. -Z. Wang, "High Power Continuous-Wave and Acousto-Optic Q-Switched Nd:GdVO₄ Laser Operated at 912 nm" *Chinese Physics Letters* **25**, 119-121 (2008)
- [Gao 09] J. Gao, X. Yu, F. Chen, X. Li, R. Yan, K. Zhang, J. Yu and Y. Wang, "12.0-W continuous-wave diode-end-pumped Nd:GdVO₄ laser with high brightness operating at 912-nm", *Optics Express* **17**, 3574-3580 (2009)
- [Geusic 64] J. E. Geusic, H. M. Marcos and L. G. Van Uitert, "Laser oscillations in Nd doped yttrium gallium and gadolinium garnets" *Applied Physics Letters* **4**, 182-184 (1964)
- [Grot 03] S. Grot, S. Bordais, Y. Jaouën, J.-Y. Allain, G. Loas and L. Goldberg, "High power Yb³⁺-doped double clad fibre amplification at 1127 nm:977 against 920 nm pumping comparison" *IEEE Electronics Letters* **39**, 1507-1509 (2003)
- [Hérault 07] Emilie Hérault, "Nouveaux concepts pour des sources laser bleues à base de cristaux dopés néodyme"Thèse présentée à l'Université Paris 11 (2007)
- [Ho 78] P.-T. Ho, L. A. Glasser, E. P. Ippen and H. A. Haus, "Picosecond pulse generation with a cw GaAlAs laser diode" *Applied Physics Letters* **33**, 241-242 (1978)
- [Jain 14] D. Jain, C. Baskiotis, T. C. May-Smith, J. Kim and J. K. Sahu, "Large mode area multi-trench fiber with delocalization of higher order modes" *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **20**, 242-250 (2014)
- [Johnson 62] L. F. Johnson, G. D. Boyd, K. Nassau and R. R. Soden, "Continuous operation of a solid-state optical maser" *Physical Review* **126**, 1406-1409 (1962)
- [Kane 04] T. J. Kane, G. Keaton, M. A. Arbore, D. R. Balsley, J. F. Black, J. L. Brooks, M. Byer, L. A. Eyres, M. Leonardo, J. J. Morehead, C. Rich, D. J. Richard, L. A. Smoliar and Y. Zhou, "3-Watt blue source based on 914-nm Nd:YVO₄ passively-Q-switched laser amplified in cladding-pumped Nd: fiber" in *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest, **paper MD7** (2004)
- [Kato 94] K. Kato "Temperature-Tuned 90° Phase-Matching Properties of LiB₃O₅" *IEEE Journal of quantum electronics* **30**, 2950-2952 (1994)
- [Kitayama 82] K. Kitayama, S. Seikai, and N. Uchida, "Stress-induced frequency turning for stimulated four-photon mixing in a birefringent single mode fiber" *Applied Physics Letters* **41**, 322-324 (1982)

- [Koplow 00] J. P. Koplow, D. A. V. Kliner, and L. Goldberg, "Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier" *Optics Letters* **25**, 442-444 (2000)
- [Kumar 11] A. Kumar and A. Ghatak, "Polarization of light with applications in optical fibers", SPIE Press (2011)
- [Lacroix 86] S. Lacroix, R. Bourbonnais, F. Gonthier and J. Bures, "Tapered monomode optical fibers: understanding large power transfer" *Applied Optics* **25**, 4421-4425 (1986)
- [Laroche 13] M. Laroche, "Laser à fibre dopée Néodyme délivrant 20W à 910nm" Article rédigé pour la conférence Optique JNOG 2013, Villetaneuse (8-11 juillet 2013)
- [Leconte 15] B. Leconte, B. Cadier, H. Gilles, S. Girard, T. Robin and M. Laroche, "Extended tunability of Nd-doped fiber lasers operating at 872–936 nm" *Optics Letters* **40**, 4098-4101 (2015)
- [Lü 10] Y. Lü, J. Xia, W. Cheng, J. Chen, G. Ning and Z. Liang, "Diode-pumped cw Nd:YAG three-level laser at 869 nm" *Optics Letters* **35**, 3670-3672 (2010)
- [Maillet 90] H. Maillet, "Le laser. Principes et techniques d'application" Lavoisier (1990)
- [Marciante 09] J. Marcianti, "Gain filtering for single-spatial-mode operation of large-mode-area fiber amplifiers" *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **15**, 30-36 (2009)
- [Marcuse 76] D. Marcuse, "Curvature loss formula for optical fibers" *Journal of the Optical Society of America* **66**, 216-220 (1976)
- [Meier 10] T. Meier, B. Willke and K. Danzmann, "Continuous-wave single-frequency 532 nm laser source emitting 130 W into the fundamental transversal mode" *Optics Letters* **35**, 3742-3744 (2010)
- [Milburn 87] G. J. Milburn, M. D. Levenson, R. M. Shelby, S. H. Perlmuter, R. G. DeVoe and D. F. Walls "Optical-fiber media for squeezed -state generation" *Journal of the Optical Society of America B* **4**, 1476-1489 (1987)
- [Monteil 04] A. Monteil, S. Chaussedent, G. Alombert-Gaudet, N. Gaumer, J. Obriot, S. J. L. Ribeiro, Y. Messadeq, A. Chiasera, M. Ferrari, "Clustering of rare earth in glasses, Aluminium effect : experiments and modeling" *Journal of Non-crystalline Solids* **348**, 44-55 (2004)
- [Moulton 96] P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ " *Journal of the Optical Society of America B* **3**, 125-133 (1986)
- [Nagel 82] S. Nagel, K. Walker and J.B. MacChesney, "An overview of the modified chemical vapor deposition (MCVD) process and performance" *IEEE Journal of Quantum Electronics* **18**, 459-476 (1982)
- [Nakamura 96] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku and Y. Sugimoto, "InGaN-Based Multi-Quantum-Well-Structure Laser Diodes" *Japanese Journal of Applied Physics* **35**, L74-L76 (1996)
- [Nicholson 08] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran and S. Ghalmi, "Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers" *Optics Express* **16**, 7233-7243 (2008)
- [Petkovšek 14] Rok Petkovšek "Advanced laser materials processing" OMICS Group ebooks (2014)
- [Photonics] www.photonics.com, "Semiconductor Lasers: An Overview of Commercial Device" Photonics Handbook
- [Piatkowski 09] D. Piatkowski, K. Wisniewski, C. Koepke and M. Naftaly, "Excited state absorption spectroscopy of Nd^{3+} activated fluoroaluminate glass – experiment and simulation" *Optical Materials* **31**, 541-547 (2009).
- [Pysz 14] D. Pysz, I. Kujawa, R. Stępień, M. Klimczak, A. Filipkowski, M. Franczyk, L. Kociszewski, J. Buźniak, K. Haraśny, R. Buczyński, "Stack and draw fabrication of soft glass microstructured fiber optics" *Bulletin of the polish academy of sciences, technical sciences* **62**, 667-682 (2014)

- [Qi 11] Y. Qi, Y. Bi, Y. Wang and B. Yan, "High power and efficient continuous wave 456 nm blue laser for laser display" Proceedings of the International Quantum Electronics Conference and Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim, paper C415 (2011)
- [Radl 99] J. Radl, K. W. Kennedy, J. R. Martinsen and M. Karakawa, "High-power blue laser for large-screen projectors" Proceedings of the SPIE **3613**, 208-215 (1999)
- [Roberts 92] D. A. Roberts, "Simplified Characterization of Uniaxial and Biaxial Nonlinear Optical Crystals: A Plea for Standardization of Nomenclature and Conventions" IEEE Journal of quantum electronics **28**, 2057-2074 (1992)
- [Sahu 01] J. K. Sahu, C. C. Renaud, K. Furusawa, R. Selvas, J. A. Alvarez-Chavez, D. J. Richardson and J. Nilsson, "Jacketed air-clad cladding pumped ytterbium-doped fibre laser with wide tuning range" Electronics Letters **37**, 116-117 (2001)
- [Shang 10] L. Shang and Z.-Q. Song, "Characteristics of pump mode distribution in a double-clad fiber with octagonal inner cladding" Optoelectronics and advanced material – rapid communications **4**, 613-615 (2010)
- [Shank 74] C. V. Shank and E. P. Ippen, "Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked cw dye laser" Applied Physics Letters **24**, 373-375 (1974)
- [Soh 04] D. B. S. Soh, S. Yoo, J. Nilsson, J. K. Sahu, K. Oh, S. Baek, Y. Jeong, C. Codemard, P. Dupriez, J. Kim and V. Philippov, "Neodymium-doped cladding-pumped aluminosilicate fiber laser tunable in the 0.9- μ m wavelength region" IEEE Journal of Quantum Electronics **40**, 1275-1282 (2004)
- [Tarucha 81] S. Tarucha and K. Otsuka, "Response of semiconductor laser to deep sinusoidal injection current modulation", IEEE Journal of Quantum Electronics **17**, 810-816 (1981)
- [Vengsarkar 96] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan and J. E. Sipe, "Long-period fiber gratings as Band-rejection fiber" Journal of Lightwave Technology **14**, 58-65 (1996)
- [Wagener 93] J. L. Wagener, D. J. DiGiovanni, P. F. Wysocki, M. J. F. Digonnet and H. J. Shaw, "Effects of concentration and clusters in erbium-doped fiber lasers" Optics Letters **18**, 2014-2016 (1993)
- [Wallace 69] R. W. Wallace and S. E. Harris "Oscillation and doubling of the 0.946 μ m line in Nd³⁺:YAG" Applied Physics Letters **15**, 111-112 (1969)
- [Wang 06] A. Wang, A. K. George, and J. C. Knight, "Three-level neodymium fiber laser incorporating photonic bandgap fiber" Optics Letters **31**, 1388-1390 (2006)
- [Wang 09] X. Wang, F. Kallmeyer, S. Wang, A. Ding and H.-J. Eichler "Frequency doubling of focused laser beams for high pulse energy at 471nm", Proceedings of SPIE **7194**, 71940M (2009)
- [Wong 05] W. S. Wong, X. Peng, J. M. McLaughlin and L. Dong, "Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers" Optics Letters **30**, 2855-2857 (2005)
- [Yeh 78] P. Yeh, A. Yariv and E. Marom, "Theory of Bragg fiber" Journal of the Optical Society of America **68**, 1196-1201 (1978)
- [Yoda 06] H. Yoda, P. Polynkin and M. Mansuripur, "Beam Quality Factor of Higher Order Modes in a Step-Index Fiber" Journal Of Lightwave Technology **24**, 1350-1355 (2006)
- [Yu 09] X. Yu, R. P. Yan, M. Luo, F. Chen, X. D. Li and J. H. Yu, "Laser performance of grown-together YVO₄/Nd:YVO₄ composite crystal at continuous-wave 914 nm" Laser Physics **19**, 1960-1963 (2009)
- [Zheng 09] Q. Zheng, Y. Yao, B. Li, D. Qu and L. Zhao, "13.2 W laser-diode-pumped Nd:YVO₄/LBO blue laser at 457 nm" Journal of the Optical Society of America B **26**, 1238-1242 (2009).

Résumé

De nombreux secteurs d'activité incluant les télécommunications et le biomédical nécessitent une source laser émettant dans le domaine spectral bleu avec une qualité de faisceau proche de la limite par diffraction. Pour obtenir une telle source, la solution retenue au cours de ce travail de thèse consiste à développer un système laser à fibre dopée Nd^{3+} de forte puissance opérant sur la transition ${}^4\text{F}_{3/2}$ - ${}^4\text{I}_{9/2}$ de l'ion Néodyme à 900 nm. Après doublage de fréquence dans un cristal non-linéaire, il devient alors possible d'accéder à des longueurs d'onde avoisinant 450 nm. Dans les fibres aluminosilicates, il existe néanmoins une forte compétition entre la transition ${}^4\text{F}_{3/2}$ - ${}^4\text{I}_{9/2}$ à 3 niveaux d'énergie de l'ion Nd^{3+} et la transition ${}^4\text{F}_{3/2}$ - ${}^4\text{I}_{11/2}$ autour de 1060 nm présentant un schéma à 4 niveaux d'énergie, ce qui constitue le principal obstacle à l'obtention d'une émission laser efficace à 900 nm. Dans un premiers temps, une étude théorique nous permet de déterminer les paramètres géométriques optimaux de fibres dopées Nd^{3+} à structure double-gaine afin de favoriser l'émission laser sur la transition d'intérêt. Ces fibres optimisées, réalisées par notre partenaire industriel iXblue, sont utilisées dans différentes architectures laser et d'amplification permettant notamment un accord en longueur d'onde sur une large gamme spectrale autour de 900 nm et l'amplification sélective de modes transverses. Dans ce cadre, les performances atteintes en termes de puissance et de qualité spatiale de faisceau à 900 nm autorisent une conversion de fréquence efficace autour de 450 nm, ce qui a mené au développement de nouvelles sources laser bleues opérant en régimes continu et impulsionnel.

Mots clés : Optique, Laser, Néodyme, Fibres optiques, conversion de fréquence

Abstract

Many fields including telecommunications and biomedicine require a laser source emitting in the blue spectral region with a diffraction-limited beam. To obtain such a source, the solution adopted in this thesis work is to develop a high-power Nd-doped fiber laser source operating on the ${}^4\text{F}_{3/2}$ - ${}^4\text{I}_{9/2}$ transition of Neodymium ion at 900 nm. After frequency doubling in a non-linear crystal, it is then possible to have access to wavelengths around 450 nm. However in aluminosilicate fibers, there is a strong competition between the three-level transition ${}^4\text{F}_{3/2}$ - ${}^4\text{I}_{9/2}$ of Nd^{3+} ion and the four-level scheme of the ${}^4\text{F}_{3/2}$ - ${}^4\text{I}_{11/2}$ transition around 1060 nm, which constitutes the main obstacle to overcome to obtain an efficient laser emission at 900 nm. As a first step, a theoretical study allows us to determine optimal geometrical parameters of double-clad Nd-doped fibers to foster laser emission on the transition of interest. Once fabricated by our industrial partner iXblue, the optimized fibers are used in several laser and amplification architectures leading for instance to wavelength-tunability on a wide spectral bandwidth around 900 nm and to selective amplification of transverse guided modes. In parallel, performances reached in terms of power and beam spatial quality at 900 nm permits an efficient frequency conversion, which led to the development of new blue laser sources operating in continuous-wave and pulsed regimes around 450 nm.

Keywords : Optics, Laser, Neodymium, Optical fibers, frequency conversion