# FIBRE MONOMODE A POLARISATION UNIQUE ET TRES LARGE AIRE MODALE : CHALLENGES, SYNTHESE DE MATERIAUX A INDICES DE REFRACTION ADAPTES ET CARACTERISATION LASER

# Romain Dauliat<sup>1,2</sup>, Dia Darwich<sup>1</sup>, Rémi du Jeu<sup>13</sup>, Marie-Alicia Mallevile<sup>1,4</sup>, Aurélien Benoit<sup>1</sup>, Raphaël Jamier<sup>1</sup>, Kay Schuster<sup>2</sup>, et Philippe Roy<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Univ. Limoges, CNRS, XLIM, UMR 7252, F-87000 Limoges, France
<sup>2</sup> Leibniz Institute of Photonic Technology, Albert-Einstein-Straβe 9, 07745 Jena, Allemagne
<sup>3</sup> Thales Optronique SA, Laser Solutions Unit, 2 avenue Gay-Lussac, 78995 Elancourt, France
<sup>4</sup> Eolite Systems, 11 Avenue de Canteranne, 33600 Pessac, France

romain.dauliat@xlim.fr

#### Résumé

En recourant à une méthode originale de synthèse de poudres de silice dopées appelé Repusil, nous démontrons la fabrication de fibres à large pitch apériodiques (FA-LPF) passives à polarisation unique ainsi qu'active monomode transverse. Les défis relevés afin d'accéder à de telles performances pour des diamètres de champ modal excédant 3,000  $\mu$ m<sup>2</sup>, tel qu'un accord d'indice de l'ordre de quelques 10<sup>-5</sup>, sont adressés. Les résultats lasers en régime continu monomode sont également reportés.

**MOTS-CLEFS :** *Méthode de synthèse; Fibres actives; Fibres optiques à large aire modale* 

# 1. INTRODUCTION

Suite à l'avenement des lasers de hautes puissances, un intérêt croissant pour l'implémentation de fibres optiques au sein de ces systèmes a été démontré afin d'offrir une qualité de faisceau élevée, ainsi que la compacité et fiabilité d'un système optique sans espace libre. Néanmoins, la montée en puissance au sein des fibres optiques nécessite la prise en considération d'effets non-linéaires pouvant entrainer une dégradation temporelle et spectrale des propriétés de la source laser. Afin de s'affranchir de ce type de limitations, deux options sont envisageables : 1/ la réduction de la longueur effective de la fibre ainsi que 2/ l'augmentation de l'aire de champ de mode. De nombreux travaux ont donc été initiés afin de développer des fibres à très large aire modale assurant une propagation monomode, à commencer par les fibres à cristaux photoniques (PCF) [1]. Récemment, des géométries originales de fibres microstructurées monomodes ont été proposées : des fibres de Bragg pixélisées [2], des fibres à large 'pitch' (LPF) [3] ou encore des fibres à filtrage modal distribué (DMF) [4]. Ces dernières ont permis la réalisation d'amplificateur monomode de haute puissance moyenne atteignant plusieurs centaines de watts [3,4]. Cependant, un accord d'indice inférieur à 1.10<sup>-4</sup> entre le matériau de cœur dopé aux ions ytterbium et la gaine de silice pure est nécessaire [4,5]. A ce jour, il est indispensable de recourir à la fabrication d'un cœur filamenté [6], procédé complexe et onéreux afin de satisfaire cet objectif. Par ailleurs, l'implémentation d'une fonction de polarisation est souhaitable afin de répondre à des besoins de conversion de fréquences notamment [7]. En rupture avec cette approche, nous optons pour une méthode originale, appelée Repusil, de synthèse par frittage et vitrification de poudres de silices dopées offrant un contrôle fin de l'indice de réfraction de quelques 10<sup>-5</sup>, pour la réalisation de fibres à très large aire modale dite FA-LPF monomode transverse et à polarisation unique.

### 2. CONCEPT

Comme évoqué précédemment, le développement de fibres à très large aire modale doit répondre à une caractéristique essentielle : la propagation d'un faisceau monomode. Dans ce cadre,

une géométrie de fibre innovante nommée 'Fibre à large pitch totalement apériodique' (FA-LPF) a été mise au point [7]. Le profil transverse ainsi qu'une vue en coupe de l'indice de réfraction de cette structure, incluant la fonction de polarisation unique, sont représentées sur la figure 1. La gaine micro-structurée est composée de deux types d'inclusions bas indice. Les 12 inclusions dopées au fluor (en cvan) sont ensuite introduites de manière totalement apériodique afin d'évacuer les modes d'ordre élevé dans la gaine tandis que les 6 inclusions dopées au bore (en jaune) introduisent de la biréfringence et assure le couplage d'une polarisation du mode fondamental avec un mode de gaine. Les démonstrations de propagation à polarisation unique de 1 à 2  $\mu$ m de longueur d'onde dans des fibres passives seront présentés durant la conférence. Par ailleurs, les méthodes conventionnelles de synthèse de verre de silice, telle que la MCVD, offrent une précision sur l'indice de réfraction de 2.10<sup>-4</sup> tout au mieux, donc une étude de la résistance à une désadaptation d'indice de la structure de fibre proposée a été menée. La figure 3 démontre que la tolérance sur l'accord d'indice entre le matériau de cœur actif et celui de la gaine passive devient de plus en plus critique à mesure que le diamètre de cœur augmente. De ce fait, le recours à la méthode de synthèse de poudres de silice dopée, appelée 'Repusil' [7], et offrant un degré de contrôle élevé sur les propriétés des matériaux synthétisés, parait pertinent pour la réalisation de fibres actives.



Fig. 1 : (a) Profil transverse et (b) vue en coupe de l'indice de réfraction de fibres à large pitch totalement apériodiques. Le cœur actif dopé aux ions ytterbium est représenté en rouge, la gaine passive d'indice adaptée en bleu, les inclusions bas indice dopées fluor sont en cyan, tandis que celle dopées au bore sont en jaune, la silice pure en bleu marine et la gaine de pompe en gris. (c) Graphique délimitant le régime de fonctionnement monomode – en blanc - de ces fibres au regard du diamètre de cœur et de la différence d'indice entre le cœur actif et la gaine passive.

# 3. SYNTHESE DE MATERIAUX, ET MESURE D'INDICE A HAUTE RESOLUTION

Dans cette étude, un matériau de cœur dopé aux ions ytterbium ainsi que deux matériaux de gaine passifs dont la concentration en Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> est de 1/1.76 mol% et 2/1.71 mol% ont été synthétisé. Afin d'assurer un accord d'indice entre ces matériaux, les compositions en Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> des matériaux de gaine ont été finement ajustées avec une précision de 0.05 mol% permise par la méthode de synthèse employée. Tout d'abord, des analyses chimiques dispersives en longueur d'onde ont été menées à l'aide d'un microscope électronique à balayage afin de déterminer les concentrations en dopants dans les préformes vitrifiées. Par la suite, des cannes de chacun des matériaux ont été utilisées afin de fabriquer des fibres dites 'de test' visant à contrôler le bon accord d'indice. Des illustrations de l'assemblage ainsi que d'une fibre de test sont présentées sur la figure 2.

Outre le degré de difficulté relatif à la synthèse, le second défi de cette étude repose sur la mesure d'une faible différence d'indice de réfraction de l'ordre de  $10^{-5}$ . Afin de répondre à cette problématique, nous avons eu recours à un mesureur de profil commercial, dont la précision de mesure spécifiée est de  $\pm 1.10^{-4}$  [8]. Suite à la mesure, une procédure statistique de traitement des résultats est mise en place afin de définir l'indice moyen mesuré pour chacune des cannes constituant la fibre de test. Grâce à cette démarche, la précision de mesure a été poussée jusqu'à  $\pm 4.10^{-5}$ , valeur déterminée sur un panel de mesure représentatif.

L'analyse de la cartographie d'indice reportée sur la figure 2c est réalisée en deux temps. Tout d'abord, la différence d'indice de réfraction relative à la silice F300 constituant le tube est déterminé pour chaque matériau de la fibre de test. Cela nous permet de vérifier si la relation entre la concentration en dopants et la différence d'indice de réfraction sont en adéquation au regard des coefficient définis dans [9]. Finalement, la différence d'indice de réfraction entre les matériaux actifs et passifs est calculée.



Fig. 2 : (a) Assemblage de la canne dites 'de test'. Les cannes actives, en jaune, ainsi que les cannes passives, transparentes, sont introduites dans une tube de silice F300. (b) Image microscope de la fibre de test constitué du matériau actif et du matériau passif '1'. (c) Cartographie d'indice de réfraction réalisée à l'aide du l'appareil commercial IFA-100. Des projections horizontales et verticale du profil d'indice transverse – respectivement selon les axes bleu et rouge - sont reportés en haut et à droite du graphique.

Les fibres de test, constituée du matériau de cœur et respectivement du matériau de gaine '1' et '2', a permis de mettre en évidence un décalage d'indice de  $+8.10^{-5}$  et  $-3.10^{-5}$ . Le degré de contrôle de l'indice a donc été amélioré d'au moins un facteur 5 par rapport aux technologies de synthèse de verre conventionnelles (MCVD [10], Sol-Gel [11] ...).

### CONCLUSION

Nous avons reporté pour la première fois dans cette communication la synthèse directe de matériaux distincts ayant un accord d'indice à quelques 10<sup>-5</sup> près. L'absence d'étape de filamentation de ces matériaux malgré la conservation d'un accord d'indice élevé en fait un résultat prometteur pour la fabrication de fibres à très large aire modale à moindre coût. Des contributions complémentaires adressant les performances de fibres produites à partir de ces matériaux seront présentées par notre équipe lors la conférence.

Nous tenons à remercier les partenaires du consortium EATLase pour le financement de ces travaux ainsi que l'action COST MP1401 pour le financement de missions scientifiques.

# Références

- [1] P. S. J. Russell et al., J. Light. Technol., vol. 24, no. 12, pp. 4729–4749, 2006.
- [2] J.-P. Yehouessi et al., Opt. Express, vol. 24, no. 5, p. 4761, 2016.
- [3] J. Limpert et al., *Light Science and. Applications.*, vol. 1, p. e8, 2012.
- [4] M. Laurila et al., Opt. Express, vol. 20, no. 5, pp. 5742–5753, 2012.
- [5] F. Jansen et al., Opt. Express, vol. 19, no. 14, pp. 13578–89, 2011.
- [6] W. J. Wadsworth et al., Conference on Lasers and Electro-Optics, p. CWC1, 2001.
- [7] L. Zhang et al., J. Lightwave Tech., vol. 34, no.21, 2016.
- [8] R. Dauliat et al. Appl. Opt. 55, pp. 6229-6235, 2016.
- [9] A. D. Yablon et al., *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 21, pp. 4393–6, 2013.
- [10] J. Kirchhof et al. Proc. SPIE, vol. 4957, 2003.
- [11] H. El Hamzaoui et al., Opt. Lett. 42, 1408-1411, 2017.
- [12] D. Jain et al., Opt. Express, vol. 23, no. 6, pp. 5200–5203, 2015.

# GENERATION DE SECOND HARMONIQUE A 450 NM EN CAVITE RESONANTE INTEGREE DANS UN LASER A FIBRE CONTINU

B. Leconte<sup>1</sup>, B. Cadier<sup>2</sup>, H. Gilles<sup>1</sup>, T. Robin<sup>2</sup> et M. Laroche<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), ENSICAEN, CNRS 6, Boulevard du Maréchal Juin F-14050 Caen Cedex 4

<sup>2</sup> iXblue, rue Paul Sabatier, 22300 Lannion, France

baptiste.leconte@ensicaen.fr

# Résumé

Nous présentons le doublage de fréquence d'un laser à fibre dopée  $Nd^{3+}$  à 900 nm permettant de générer une puissance continue de 7.5 W à 450 nm. La conversion de fréquence est réalisée dans un cristal de LBO placé dans une cavité résonante de type bow-tie interne au laser à fibre. Ce schéma permet d'atteindre une efficacité de conversion proche de 42 % sans asservissement actif de la cavité résonante.

**MOTS-CLEFS :** *Laser à fibre, Néodyme, doublage de fréquence, laser bleu.* 

# **INTRODUCTION**

Le développement de sources laser de forte brillance émettant dans le domaine visible repose principalement sur le doublage de fréquence de lasers émettant dans le proche IR. Pour cela, les lasers à fibre présentent de nombreux avantages, notamment en termes de puissance moyenne et de qualité spatiale de faisceau. La génération de second harmonique « simple-passage » dans les cristaux non-linéaires nécessite cependant des puissances incidentes très élevées, ce qui implique généralement un fonctionnement impulsionnel de la source IR. Le doublage de fréquence de lasers à fibre en régime impulsionnel a ainsi permis de générer de fortes puissances à 532 nm [1] ou à 490 nm [2]. Le doublage de fréquence en régime continu est cependant possible dans un cristal périodiquement polarisé qui présente un coefficient non-linéaire relativement élevé. Pour une conversion dans le visible, notamment dans le bleu, la puissance de la second harmonique est néanmoins rapidement limitée par des effets photo-réfractifs et thermiques [3]. Le doublage de fréquence en cavité résonante externe permet également d'atteindre un rendement de conversion élevé en régime continu. Cette technique est cependant complexe puisqu'elle requiert un source laser monofréquence et un asservissement actif de la cavité externe afin de maintenir la condition de résonance longitudinale au cours du temps. Afin de s'affranchir de ces deux contraintes, Cieslak et al. ont démontré la possibilité d'utiliser une cavité de doublage résonante placée directement dans la cavité d'un laser à fibre dopée Yb<sup>3+</sup> [4]. Ce schéma a permis d'obtenir une puissance continue doublée de 19 W à 540 nm.

Dans cette communication, nous démontrons la possibilité d'adapter cette technique à un laser à fibre LMA dopée  $Nd^{3+}$  fonctionnant en régime continu à 900 nm afin d'autoriser un doublage de fréquence efficace à 450 nm dans un cristal de LBO. Une puissance record de 7.5 W à 450 nm a été obtenue, ce qui correspond à un rendement de 42 % par rapport à la puissance à 900 nm incidente sur la cavité résonante.

# GENERATION DE SECOND HARMONIQUE EN CAVITE RESONANTE INTERNE

Ce schéma de conversion non-linéaire est proche du doublage de fréquence en cavité résonante externe d'un laser fonctionnant en régime continu. Le principe repose sur l'utilisation d'une cavité résonante à la longueur d'onde fondamentale afin de multiplier par un facteur important la puissance incidente sur le cristal non-linéaire. La puissance intra-cavité élevée permet alors

d'atteindre un rendement de doublage de fréquence interne de quelques %, ce qui peut se traduire par une efficacité de conversion de la source laser supérieure à 70 % [5]. Lorsque cette cavité résonante est directement insérée dans la cavité du laser à fibre, elle agit comme un filtre spectral (et modal) puisque seuls les modes longitudinaux du laser à fibre qui satisfont la condition de résonance de la cavité interne sont autorisés. Pour un laser à fibre de grande longueur, donc caractérisé par un ISL très faible, il existera toujours plusieurs modes longitudinaux en coïncidence avec les pics de transmission de la cavité résonante. Par conséquent, la condition de résonance est toujours vérifiée et l'asservissement actif de la longueur de la cavité résonante n'est plus nécessaire.

La cavité résonante interne insérée dans le laser à fibre est représentée sur la figure 1. Cette cavité présente l'avantage d'être en anneau, ce qui impose le sens de la conversion non-linéaire de fréquence. Le choix des coefficients de réflexion  $R_1$  et  $R_2$  des miroirs  $M_1$  et  $M_2$  est cependant déterminant pour atteindre un rendement de doublage de fréquence élevé. Ces deux coefficients doivent ainsi être calculés au préalable afin d'atteindre la puissance intra-cavité qui permet d'optimiser la puissance du faisceau bleu ainsi que le coefficient de transmission à 900 nm de la cavité résonante. Ce coefficient de transmission doit en effet rester suffisamment élevé pour assurer le bon fonctionnement du laser à fibre. De plus, la puissance doublée lors du passage du faisceau dans le sens « retour » doit être fortement réduite, ce qui est réalisable si le coefficient de réflexion  $R_1$  est sensiblement inférieur à  $R_2$ .



Fig. 1 : Schéma de la cavité résonante en anneau de type bow-tie.

Une modélisation numérique du doublage de fréquence dans la cavité résonante présentée sur la figure 1 a été réalisée afin de satisfaire les contraintes précédemment décrites. En considérant un laser à fibre de 20 W de puissance à 900 nm, la modélisation nous a amené à choisir les valeurs  $R_1 = 96$  % et  $R_2 = 99$  % pour les miroirs plans  $M_1$  et  $M_2$  de la cavité résonante. Dans ces conditions, le rendement théorique du doublage de fréquence est estimé à 75 % tandis que la transmission allerretour de la cavité résonante serait proche de 14 %.

#### MONTAGE EXPERIMENTAL ET RESULTATS EN REGIME CONTINU

Le doublage de fréquence à 450 nm a été réalisé en insérant la cavité résonante présentée sur la figure 1 dans la cavité d'un laser à fibre LMA dopée  $Nd^{3+}$  fermée par deux miroirs dichroïques hautement réfléchissants à 900 nm. La fibre dopée  $Nd^{3+}$  est caractérisée par une structure double gaine avec un diamètre de cœur de 20 µm et un diamètre de gaine de 60 µm. Pour une puissance de pompage injectée d'environ 47 W à 808 nm, la puissance incidente sur la cavité résonante est estimée à 18 W à 900 nm. Un filtre de type passe-bande de 10 nm de largeur autour de 900 nm permet de limiter la largeur spectrale du laser à environ 5 nm, ce qui est compatible avec l'acceptance spectrale d'un cristal de LBO. Un polariseur est inséré juste avant la cavité résonante afin d'aligner la polarisation du faisceau incident sur l'un des axes propres de la cavité résonante.

Deux lentilles placées de part et d'autre de la cavité de doublage permettent une adaptation de mode en assurant le meilleur recouvrement possible entre le faisceau incident et le mode résonant dans la cavité. Les miroirs sphériques  $M_3$  et  $M_4$  (Fig. 1) sont caractérisés par un rayon de courbure de 100 mm et possèdent des coefficients de réflexion supérieurs à 99.95 % à 900 nm. Le cristal de LBO inséré dans la cavité de doublage possède une longueur de 1 cm et ses deux facettes sont traitées antireflets à 900 nm. Le mode résonant dans la cavité de doublage est parfaitement limité par diffraction et possède un rayon au waist de 40  $\mu$ m à l'intérieur du cristal non-linéaire.



Fig. 2 : Puissance doublée à 452.5 nm en fonction de la puissance intra-cavité à 905 nm (a) et spectre du signal doublé en fréquence à 452.5 nm

La figure 2 présente l'évolution de la puissance convertie 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  $M_3$ . Une puissance maximale de 7.5 W est obtenue à 452.5 nm pour une puissance intra-cavité de 350 W à 905 nm. Le rendement de conversion non-linéaire est proche de 42 %, donc inférieur au rendement estimé par le calcul (75 %). Cependant nous avons observé qu'environ 25 % de la puissance à 905 nm incidente sur la cavité résonante interne est réfléchie sur le miroir  $M_1$ . Cet effet est attribué à la nature légèrement multimode du faisceau incident, ce qui ne permet pas une adaptation de mode optimale. D'autre part, le rendement de conversion est également limité par des pertes intra-cavité estimées à 0.7 %. La mesure du facteur M<sup>2</sup> du faisceau doublé à 452.5 nm, indique des valeurs égales à 1 et 1.5 selon les axes x et y.

# CONCLUSION

Nous avons démontré le doublage de fréquence efficace d'un laser à fibre dopée Nd<sup>3+</sup> fonctionnant en régime continu à 900 nm. Une puissance de 7.5 W est obtenue à 452.5 nm, correspondant à un rendement de conversion proche de 42 %. Il s'agit d'un record de puissance pour un laser à fibre doublé dans le domaine spectrale bleu autour de 450 nm. D'autre part, ce système laser est potentiellement accordable entre 445 nm et 460 nm. L'efficacité de doublage de fréquence pourrait de plus être améliorée en utilisant une fibre dopée Nd<sup>3+</sup> à maintien de polarisation et présentant une meilleure qualité spatiale de faisceau.

# REFERENCES

[1] J. Rothhardt, T. Eidam, S. Hädrich, F. Jansen, F. Stutzki, T. Gottschall, T. V. Andersen, J. Limpert, and A. Tünnermann, Opt. Lett. **36**, 316-318 (2011).

[2] J. Boullet, R. Bello-Doua, R. Dubrasquet, N. Traynor, C. Lecaplain, A. Hideur, J. Lhermite, G. Machinet, C. Médina, and E. Cormier, in *Advances in Optical Materials*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper FThC5.

- [3] G. K. Samanta, S. C. Kumar, K. Devi, and M. Ebrahim-Zadeh, Opt. Lett. 35, 3513-3515 (2010).
- [4] R. Cieslak and W. A. Clarkson, Opt. Lett. 36, 1896-1898 (2011).
- [5] K. Danekar, A. Khademian, and D. Shiner, Opt. Lett. 36, 2940-2942 (2011).

# SOURCE LASER A 37 AMPLIFICATEURS A FIBRE (~200 W) MIS EN PHASE PAR LA METHODE PIM

# David Kabeya<sup>1,2</sup>, Jeremy Saucourt<sup>1,2</sup>, Vincent Kermene<sup>1</sup>, Agnès Desfarges-Berthelemot<sup>1</sup>, Joël Benoist<sup>1</sup> et Alain Barthélémy<sup>1</sup>

<sup>1</sup> XLIM Institut de Recherche, UMR CNRS 7252, Université de Limoges, 87 060 Limoges, France <sup>2</sup> CILAS, 8, avenue Buffon, 45063 Orléans, France

kabeya@cilas.com

# Résumé

La mise phase et la combinaison cohérente à haute efficacité de 37 faisceaux lasers amplifiés par des fibres dopées ytterbium a été obtenue par une méthode originale de diagnostic à contraste de phase associé à une approche d'optimisation (PIM). Un nouveau record en nombre de lasers à fibre mis en phase a été établi.

MOTS-CLEFS : laser à fibre, réseau de laser, mise en phase, combinaison cohérente.

### **1. INTRODUCTION**

Les lasers à fibre sont reconnus pour leur grande efficacité énergétique, leur compacité et leur robustesse. Ils prennent des parts de plus en plus importantes dans le marché des lasers de puissance pour les applications industrielles. Cependant, certains grands projets demandent des puissances inaccessibles à un laser unique et obligent à réaliser la combinaison cohérente des faisceaux lasers issus de multiples amplificateurs disposés en parallèle [1,2]. Les rayonnements fournis par les amplificateurs à fibre dopée parcourent des trajets importants et accumulent une phase qui varie notablement sous l'effet de fluctuations thermiques, mécaniques et sous l'influence du gain. Différentes techniques ont donc été explorées pour réduire au mieux la différence de phase entre les champs lasers issus des différents amplificateurs et assurer leur sommation cohérente [3]. Elles s'appuient sur des contre-réactions électro-optiques qui se rangent dans deux catégories : i) celle où on détermine à tout moment les écarts de phase à corriger et ii) celle où on optimise de manière itérative une mesure qui est fonction des écarts de phase entre émetteurs. Des difficultés surviennent lorsqu'il s'agit de verrouiller en phase un grand nombre de faisceaux sans compromettre ni l'efficacité ni la bande passante du dispositif de synchronisation. C'est dans ce contexte que nous avons proposé une méthode originale (PIM pour Phase Intensity Mapping) qui exploite l'imagerie à contraste de phase combinée à une démarche itérative d'optimisation opto-numérique par projection. Après en avoir validé le principe par des simulations et par des expériences sur un banc test [4], nous présentons ici sa première implémentation sur un laser de près de 200W constitué de 37 voies amplificatrices à fibres dopées ytterbium.

# 2. LASER A FIBRE A 37 AMPLIFICATEURS PARALLELES

Le système laser a été fabriqué par la société CILAS. Le laser maitre est une diode laser à 1064nm. Son rayonnement passe dans un premier modulateur électro-optique afin de contrôler sa largeur spectrale. Il est pré-amplifié avant d'être divisé en 48 parties d'égale puissance par un coupleur à maintien de polarisation en optique planaire. 37 sorties sont connectées à des amplificateurs double étage à fibres PM double gaine dopées ytterbium. Ces amplificateurs intègrent en amont, des modulateurs de phase LiNbO3 qui sont pilotés par le système d'asservissement. L'ensemble est réuni dans trois racks que l'on peut voir sur la photographie à gauche Fig.1.



Fig. 1 : A gauche : Source laser avec ses 37 modules amplificateurs à fibre à maintien de polarisation. A droite : Dessin du montage opto-mécanique de la matrice de collimation.

Les sorties des amplificateurs sont arrangées en une matrice hexagonale et les faisceaux sont collimatés par une matrice de lentilles de manière à former un faisceau composite à taux de remplissage élevé (>70%) de près de 110 mm de diamètre.

# 3. MISE EN PHASE PAR PHASE INTENSITY MAPPING ET OPTIMISATION

Pour la mise en synchronisme des phases des faisceaux élémentaires, une très faible fraction du flux laser de sortie (~10-3) est prélevée par une lame dotée de traitements anti-réflexion et positionnée à 45°. Le dispositif PIM de conversion phase-intensité est basé sur un montage afocal dans lequel une lame de filtrage spécifique (amplitude et phase), optimisée pour cette application, était insérée. La matrice de faisceaux filtrés par le dispositif est ensuite imagée sur une matrice de photodiodes de géométrie identique (hexagonale) et de même nombre d'éléments (37). Chaque photodiode délivre donc un photo-courant associé à un émetteur de l'ensemble et proportionnel au signal filtré par le montage PIM. L'intensité de ce signal est une fonction complexe non linéaire de l'amplitude et de la phase des champs lasers produits par le réseau d'amplificateurs. Les données issues des photodiodes servent à alimenter un calculateur qui détermine les corrections de phase à appliquer aux différents champs pour les rapprocher d'un verrouillage sur une phase commune. Ce calcul simple et rapide correspond à une opération de projection sur l'espace des solutions recherchées. Partant d'une situation initiale où les états de phase sont inconnus et répartis de manière aléatoire, il faut plusieurs étapes de mesure, de calcul et de correction avant d'aboutir à un ensemble de phases uniforme. Ici, le nombre moven d'itérations nécessaires a été mesuré égal à 15 en bon accord avec les simulations numériques du procédé. Ce chiffre est remarquablement faible pour une mise en phase par démarche itérative avec un nombre aussi élevé d'amplificateurs à fibre en condition réelle. La figure 2 illustre la transition entre le champ lointain du faisceau non contrôlé et le champ lointain observé une fois la mise phase déclenchée. La figure mesurée est en excellent accord avec le profil théorique. La mise en phase s'effectuait en seulement 1 milliseconde (bande passante de 1kHz) alors que l'électronique employée, basée sur des composants commerciaux standards, n'avait pas été optimisée. La qualité de la mise en phase a été mesurée à une valeur très élevée avec une erreur de phase résiduelle sur l'ensemble de  $\sim \lambda/25$ . Les fluctuations de la puissance combinée étaient de l'ordre de 2% rms.



Fig. 2 : Champ lointain de la matrice de faisceau (a) avant contrôle de la phase (exemple) et (b) après mise en route de la mise en phase.

# 4. CONCLUSION

Une source laser à base de diode laser amplifiée par une série d'amplificateurs à fibre dopée ytterbium PM a été construite. Elle produit environ 200 W à 1064 nm fournis par 37 amplificateurs YDFA en parallèle. Les champs lasers émis par ces multiples voies ont été mis en phase par la méthode itérative PIM de façon rapide (bande passante du kiloHertz) et efficace (94%). C'est la première fois que cette méthode innovante est appliquée à des rayonnements lasers amplifiés. Cet ensemble établit un nouveau record international en nombre de voies amplifiées par fibre pour la combinaison cohérente. Les expériences attestent du fait que le procédé PIM est efficace, robuste et particulièrement adapté aux grands nombres de faisceaux. En effet, les modélisations attestent du fait que le nombre d'itérations nécessaires à l'obtention du synchronisme des phases est indépendant du nombre de faisceaux lasers à combiner de manière cohérente. Les résultats présentés ici ont été obtenus en régime continu mais le principe exploité est également adapté à la mise en phase d'impulsions lasers brèves.

# Références

[1] https://www.scientificamerican.com/article/100-million-plan-will-send-probes-to-the-nearest-star1/

[2] G. Mourou, B. Brocklesby, T. Tajima and J. Limpert, "The future is fibre accelerators," Nature Photonics, 7(4), 258-261 (2013).

[3] A. Brignon, ed., Coherent Laser Beam Combining (Wiley, 2013).

[4] D. Kabeya, V. Kermene, M. Fabert, J. Benoist, A. Desfarges-Berthelemot, and A. Barthelemy, "Active coherent combining of laser beam arrays by means of phase-intensity mapping in an optimization loop," Opt. Express. **23**(24), 31059–31068 (2015).

# LASER BRILLOUIN MULTI-STOKES POUR LA RÉDUCTION DU BRUIT DE FRÉQUENCE ET D'INTENSITÉ

# Schadrac Fresnel<sup>1,2</sup>, Ananthu Sebastian<sup>1</sup>, Stéphane Trebaol<sup>1</sup>, Christelle Pareige<sup>1</sup>, Frédéric Ginovart<sup>1</sup>, Pascal Besnard<sup>1</sup>, Sophie La Rochelle<sup>2</sup>

<sup>1</sup>FOTON, CNRS UMR 6082, Université de Bretagne-Loire, Université Rennes 1, ENSSAT, 22305 Lannion, France

<sup>2</sup> COPL, Département de Génie Électrique et de Génie Informatique, Université Laval, Québec, G1K 7P4, Canada

schadrac.fresnel@enssat.fr

# Résumé

Ce papier discute de la réduction du bruit d'un laser Brillouin fonctionnant sur plusieurs ordres de Stokes. En particulier, il est démontré que travailler au-dessus du seuil de l'ordre n+1, permet réduire le bruit d'intensité sur un Stokes d'ordre n par effet de saturation. La réduction du bruit de fréquence par rapport à la pompe incidente, mesure de la cohérence du laser, est aussi bien observée sur la largeur naturelle (facteur typique de 10000) que sur la gigue fréquentielle (100) pour les différents ordres de Stokes. En pratique, les limites du banc de mesure du bruit de fréquence sont atteintes.

**MOTS-CLEFS :** laser à fibre, diffusion Brillouin stimulée, bruit d'intensité, bruit de fréquence, largeur de raie, cohérence

# 1. INTRODUCTION

Un laser Brillouin repose sur l'amplification de l'onde signal Brillouin généré par un signal de pompe à l'intérieur d'une cavité. Le laser à fibre Brillouin est potentiellement cohérent [3] [4] et très peu bruité [5]. Grâce à ces caractéristiques, il devient essentiel à plusieurs applications dans les domaines des télécommunications optiques cohérentes, des capteurs, de la métrologie ainsi que de la photonique micro-onde [6]. Quand la puissance de l'onde Stokes d'ordre 1 (S1), préalablement générée par la pompe dans la fibre, est suffisante, une nouvelle onde Stokes circulant dans le même sens que la pompe est générée, c'est le deuxième ordre Stokes (S2). Pour assurer un fonctionnement mono-fréquence du laser Brillouin et réduire son bruit, son intervalle spectral libre (ISL) est choisi pour être supérieur à la bande de gain Brillouin, qui atteint une dizaine de MHz pour le régime stimulé dans la fibre de silice. Dans ce papier, nous étudions le laser Brillouin sur 4 ordres de Stokes et montrons qu'il est lui-même moins bruité que la pompe. Nous montrons l'effet de filtrage passe-bas du processus et discutons la réduction du bruit d'intensité. Le bruit de fréquence est réduit à la fois sur la largeur naturelle et la gigue fréquentielle dans des proportions ne permettant plus la mesure.

# 2. DESCRIPTION DU BANC EXPÉRIMENTAL

L'architecture étudiée consiste en une cavité en anneau de 16 m de fibre optique silice à maintien de polarisation, résonant à la fréquence de notre laser de pompe (Fig. 1a). La fibre est pompée optiquement par un laser, via le port n°2 d'un circulateur (Cir.1 #2) connecté sur le bras A d'un coupleur optique variable (CV). La cavité est obtenue en rebouclant les bras C et D du coupleur avec la fibre à étudier (Fibre PM). Le gain Brillouin créé par l'onde de pompe circulant plusieurs fois dans la cavité permet à une onde Stokes circulant en sens inverse d'atteindre le seuil laser moyennant la condition de résonance. Le seuil laser pour l'onde Stokes peut être drastiquement réduit lorsque le signal de pompe est couplé de manière résonante dans la cavité.

Pour y arriver, une partie du laser de pompe, injectée dans la cavité via le bras B du coupleur variable, est utilisée comme signal de référence pour asservir la longueur de la cavité satisfaisant une résonance à la fréquence de la pompe. Les ordres Stokes impairs, sortant du bras A du coupleur, sont récupérés via le port n°3 du circulateur (Cir.1 #3) et les ordres Stokes pairs, sortant du bras B du coupleur, sont récupérés via le port n°3 du circulateur de la référence (Cir.2 #3). (Fig. 1b).



Fig. 1: (a) Schéma de l'expérience, (b) puissances optiques mesurées en sortie du laser Brillouin multi-Stokes.



Fig. 2 : (a) Réduction du bruit d'intensité pour le Stokes d'ordre 3 en fonction de la puissance incidente normalisée à P<sub>thS1</sub>, (b) calcul théorique de la fonction de transfert pour différents taux de pompage : (i) P<sub>thS1</sub>; (ii) 1,01 P<sub>thS1</sub>; (iii) 1,2 P<sub>thS1</sub> et (iv) 2 P<sub>thS1</sub>.

# 3. RÉDUCTION DU BRUIT D'INTENSITÉ

Dans une configuration non résonante (le coupleur CV est remplacé par un circulateur; l'asservissement (PID, PZT, cir.2) sont retirés pour un seuil à 18 dBm), le bruit du Stokes est toujours supérieur au bruit de pompe si ce n'est pour des puissances importante (28 dBm) juste audessus du seuil du second ordre (26 dBm). Notons que le bruit d'intensité de la pompe incidente est dégradé lors de l'interaction non linéaire si bien que le bruit d'intensité de la pompe à l'intérieur de la cavité laser peut-être supérieur de plusieurs dizaines de dB à celui de la pompe incidente. En configuration résonante, il est possible de réduire drastiquement le bruit d'intensité (de plus de 20 dB) en profitant du fait que la puissance pompe d'ordre n est verrouillée à une valeur constante de saturation lorsque l'onde Stokes d'ordre n+1 se met à laser, comme le montrent les paliers de la figure 1-b. Cette réduction est visible sur la figure 2-a où le rapport du bruit d'intensité du Stokes d'ordre 3 sur celui de la pompe incidente à différentes fréquences est donné (@1 kHz). Cette réduction est identique pour différentes fréquences et les différents ordres de Stokes. Elle est expliquée théoriquement par la fonction de transfert G du processus [5], qui s'avère être un filtre passe-bas dépendant de la puissance pompe (figure (2-b). À 2 P<sub>thS1</sub> pour et des fréquences inférieures à 0,1 ISI (l'unité est ramenée à l'ISL ~10 MHz dans la représentation), G est inférieur à 1 et permet une diminution du bruit.

# 4. RÉDUCTION DU BRUIT DE FRÉQUENCE

Le bruit de fréquence d'un laser a principalement deux contributions : un bruit blanc  $h_0$  (lié à la largeur naturelle du laser,  $\pi$   $h_0$ ) et une partie basse fréquence  $h_{-1}$  témoignant de la gigue fréquentielle  $A_1$ , le tout conduisant à une raie ayant un profil dit de Voigt. La largeur de raie peutêtre approximée par une intégration, dont les bornes sont déterminées par l'inverse du temps d'observation et le croisement de la courbe de fréquence avec la droite  $\beta(f) = 8\ln(2)f/\pi^2$  (figure 3a). L'onde Stokes d'ordre 1 réduit ses deux contributions, par exemple à 6  $P_{thS1}$  pour une source accordable :  $\pi$   $h_{01}$  décroit de 30 kHz à 2,5 Hz (40 dB) et A1 de 370 kHz à 1,53 kHz (24 dB), conduisant, pour des sources plus cohérentes, aux limites de mesure sur certaines parties du spectre. La figure 3-b montre la réduction du bruit de fréquence du laser Brillouin d'ordre 1 et celle du laser Brillouin d'ordre 2 sont très similaires. Le bruit de fréquence du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant, est toujours plus faible que celui de la Pompe. Il diminue d'une vingtaine de dB autour de 2 fois le seuil laser Brillouin (2  $P_{thS1}$  ou 2  $P_{thS2}$ ). Au-delà de cette valeur, le bruit de fréquence le même niveau que le bruit Plancher.



Fig. 3 : (a) Méthode de la β-line utilisée dans cet article, (b) Réduction du bruit de fréquence pour les différents ordres de Stokes en fonction de la puissance incidente normalisée à P<sub>thS1</sub>.

#### **CONCLUSION**

La réduction de bruit liée à l'effet Brillouin est d'autant plus nette sur un ordre n lorsque le point de fonctionnement du laser est au-dessus du seuil de l'ordre n+1. Dans ce régime de fonctionnement, une réduction de 20 dB des bruits d'intensité et de fréquence par rapport au laser de pompe est obtenue sur l'ordre Stokes considéré.

#### **REMERCIEMENTS**

Ces résultats sont pour une part obtenus dans le cadre du FUI SOLBO et du CPER SOPHIE.

# RÉFÉRENCES

[1] K. H. Tow et al ., "Toward more coherent sources using a microstructured chalcogenide brillouin fiber laser," IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 25, no. 3, pp. 238–241, 2013.

[2] A. Debut, S. Randoux, and J. Zemmouri, "Linewidth narrowing in Brillouin lasers: Theoretical analysis," Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys., vol. 62, no. 2, pp. 1–4, 2000.

[3] J. Geng et al., "Highly stable low-noise brillouin fiber laser with ultranarrow spectral linewidth," IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 18, no. 17, pp. 1813–1815, 2006.

[4] L. Stepien, S. Randoux, and J. Zemmouri, "Intensity Noise in Brillouin fiber ring lasers," J. Opt. Soc. Am. B-Optical Phys., vol. 19, pp. 1055–1066, 2002.

[5] Geng and S. Jiang, "Pump-to-Stokes transfer of relative intensity noise in Brillouin fiber ring lasers," OFC/NFOEC 2007 - Opt. Fiber Commun. Natl. Fiber Opt. Eng. Conf. 2007, vol. 32, pp. 11–13, 2007.

[6] S. P. Smith, F. Zarinetchi, and S. Ezekiel, "Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications," Opt. Lett., vol. 16, no. 6, pp. 393–395, 1991.

# ETUDE EXPERIMENTALE DE L'APPARITION DES INSTABILITES MODALES DANS UN LASER A FIBRE DE PUISSANCE

# Marie-Alicia Malleville<sup>1,2</sup>, Aurélien Benoît<sup>1</sup>, Romain Dauliat<sup>1</sup>, Dia Darwich<sup>1</sup>, Rémi du Jeu<sup>1,3</sup>, Raphaël Jamier<sup>1</sup>, Kay Schuster<sup>4</sup> et Philippe Roy<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Univ. Limoges, CNRS, XLIM, UMR 7252, F-87000 Limoges, France
<sup>2</sup> Eolite Systems, 11 Avenue de Canteranne, 33600 Pessac, France
<sup>3</sup> Thales Optronique SA, Laser Solutions Unit, 2 avenue Gay-Lussac, 78995 Elancourt, France
<sup>4</sup> Leibniz Institute of Photonic Technology, Albert-Einstein-Straβe 9, 07745 Jena, Allemagne

marie-alicia.malleville@xlim.fr

# Résumé

Nous présentons ici une étude expérimentale de la stabilité du faisceau d'un laser via l'observation des dynamiques temporelles des instabilités modales pour des fibres de diamètre de champ modal (MFDs) différents.

MOTS-CLEFS : Fibres micro-structurées ; laser de puissance ; instabilités modales

# 1. INTRODUCTION

De nombreux travaux ont été menés ces dernières années dans le but d'augmenter les énergies/puissances crêtes délivrées par les lasers à fibres. En effet, de nouvelles fibres microstructurées à grande aire modale (LMA), telles que les DMFs (Distributed Mode Filtering) [1] et les LPFs (Large Pitch Fiber) [2] ont été développées pour répondre à cette problématique. Les LPFs ont permis d'accéder à des diamètres de cœur de 130 µm avec une émission en limite de diffraction. Ces technologies de fibres permettent actuellement d'accéder aux meilleures performances en termes de niveaux d'énergie, de puissance moyenne et crête extraits tout en conservant une très bonne qualité de faisceau (jusqu'à 3.8 GW de puissance crête avec des impulsions de 500 fs de durée pour les LPFs [3] et jusqu'à 314 kW de puissance crête avec des impulsions de 25 ps [4]). Bien que ces structures de fibres aient été créées dans le but de d'assurer une émission monomode en favorisant la délocalisation des modes d'ordre supérieur (HOMs) hors de la zone de gain, l'augmentation du diamètre de cœur est limitée par l'apparition des instabilités modales transverses (IMT). Elles proviennent du chargement thermique généré par les défauts quantiques des ions de terres rares et le photonoircissement [5]. Ce chargement thermique, déposé à travers la section transverse et le long de la fibre, modifie localement le profil d'indice sous la forme d'un gradient au sein de la fibre. La variation d'indice transverse conduit alors au re-confinement dans le cœur d'un voire plusieurs HOMs. En présence de gain, ce confinement induit une compétition modale entre le (ou les) HOMs (typiquement le mode LP<sub>11</sub>) et le mode fondamental (LP<sub>01</sub>) qui, en fonction des conditions d'utilisation et de l'évolution longitudinale du chargement thermique, provoque un transfert d'énergie entre ces modes. La qualité du mode émis est alors dégradée. Cette perturbation du comportement monomode apparaît subitement quand la puissance moyenne extraite dépasse une certaine valeur seuil dépendant de l'architecture de la source, du diamètre de champ modal et de la structure de la fibre [6].

# 2. PRESENTATION DE LA FIBRE APERIODIQUE A LARGE AIRE MODALE (FA-LPF)

Dans le but de répondre à cette problématique, une structure de fibre apériodique « Fully Aperiodic Large-Pitch Fibers » (FA-LPF) a été développée. La section transverse de cette fibre est donnée en Fig. 1 (b). Pour assurer une émission monomode et repousser le seuil des instabilités modales, le contenu modal dans le cœur de la fibre doit être contrôlé. Pour cela, l'indice de la gaine passive et du cœur actif doivent être identiques et la disposition apériodique des inclusions bas indice renforce la délocalisation des HOMs hors de la zone de gain, minimisant ainsi leur interaction avec le mode fondamental. Une fibre passive a été testée expérimentalement et a démontré que le design FA-LPF

favorise la délocalisation des HOMs et améliore la qualité du faisceau [7]. Le réel challenge de fabrication de fibres FA-LPF active repose sur la concordance des indices de réfraction de deux matériaux différents haut indice (cœur et gaine), fabriqués par la méthode REPUSIL [8].



Fig. 1 : (a) Coupe transversale et (b) profil d'indice de la fibre apériodique à large aire modale. Le cœur est représenté en rouge, la gaine haut indice est en bleu clair, la silice pure en bleu foncé et la structure apériodique obtenue par l'ajout d'inclusions bas indice en jaune. L'anneau gris représente la gaine d'air.

#### **3.** APPROCHE EXPERIMENTALE ET RESULTATS

Les fibres FA-LPF caractérisées ici présentent un très faible excès d'indice de réfraction de  $0,7.10^{-4}$  dans le cœur dopé activement (aluminium-ytterbium) par rapport à celui du matériau de la gaine passive (dopée aluminium). Cet excès d'indice, bien que faible, va contribuer à re-confiner le LP<sub>11</sub> pour de très grand cœur et/ou en présence de chargement thermique. Afin de caractériser ces fibres actives présentant différents diamètres de cœur (47/65/68 µm), nous utilisons le montage expérimental présenté en Fig. 2 (a). La cavité laser est délimitée par la face de la fibre polie à 0° et un miroir haute-réflexion à 1030 nm servant à réfléchir le signal laser. Cette radiation issue de la cavité est caractérisée par la mesure de la puissance laser extraite, par la visualisation en champ proche de la qualité du faisceau avec une caméra CCD et par la mesure du M<sup>2</sup>, et enfin, par l'étude à l'aide d'une photodiode des fluctuations rapides du faisceau laser.



Fig. 2 : (a) Représentation schématique du montage expérimental. HR1030 (miroir haute-réflexion à 1030 nm); M1 et M2 (HT976 nm/HR1030 nm); L1, L2, L3 et L4 (lentilles de collimation et de focalisation), W (wedge). (b) Représentation graphique de la puissance émise par le laser en fonction de la puissance de pompe et évolution des distributions d'intensité en champ proche au cours de la montée en puissance.

Les mesures expérimentales données en Fig. 2 (b) correspondent à l'évolution de la puissance laser émise en fonction de la puissance de pompe incidente ainsi qu'à celle des distributions d'intensité en champ proche du faisceau laser. Ces résultats ont été obtenus avec une fibre dont le diamètre de cœur est de 47 µm. La puissance maximale extraite est de 219 W à 1030 nm, correspondant à une efficacité de 55 %. Après avoir observé le mode émis avec une caméra et réalisé des mesures de M<sup>2</sup>, nous avons cherché à déterminer la valeur de transition en puissance émise d'un comportement stable vers un comportement instable temporellement. Pour cela, une étude du comportement temporel du laser a été menée à l'aide d'une photodiode afin d'observer les fluctuations rapides au sein du faisceau laser. Cette photodiode, dont la surface de détection est faible par rapport au diamètre de ce faisceau incident, a été placée au centre du faisceau à analyser. De cette manière, tout échange d'énergie entre

le mode fondamental et le/les HOM(s) est détecté [9]. L'interférence du mode fondamental avec un ou plusieurs HOM(s) donne lieu à une oscillation périodique de l'intensité. Pour observer plus facilement cette périodicité temporelle de l'intensité, nous avons tracé la transformée de Fourier du signal détecté par la photodiode.



Fig. 3 : (a) Représentation graphique des transformées de Fourier du signal obtenu avec la photodiode pour la fibre de 47 μm de diamètre de cœur pour différentes puissances extraites. (b) Evolution du seuil des instabilités modales en termes de puissance émise en fonction du diamètre de cœur de la fibre.

En effet, nous pouvons observer une fluctuation temporelle du profil d'intensité du faisceau de l'ordre de la ms à l'oscilloscope. Dans le spectre, une ou plusieurs composantes spectrales supplémentaires autour du kHz apparaissent, comme visible sur la Fig. 3 (a). Le laser fonctionne dans un régime instable à partir d'environ 95 W de puissance émise pour la fibre de 47  $\mu$ m de diamètre de cœur. De la même manière, le seuil des instabilités modales peut être établi autour de 88 W de puissance émise pour la fibre de 65  $\mu$ m de diamètre de cœur et autour de 84 W de puissance émise pour la fibre de 68  $\mu$ m de diamètre de cœur. Nous remarquons, à l'aide de la Fig. 3 (b), que le seuil d'apparition des instabilités modales en termes de puissance émise décroit logiquement avec l'augmentation du diamètre de cœur puisque les HOMs sont d'autant plus présents dans le cœur que ce dernier est étendu et que la charge thermique est élevée.

### CONCLUSION

Une méthode expérimentale a été développée pour appréhender la transition d'un comportement stable à instable d'un laser à fibre FA-LPF. Des fibres de différents diamètres de cœur ont été étudiées dans le but d'appréhender l'influence du diamètre de cœur sur l'apparition des instabilités modales. Cette méthode de mesures a permis d'obtenir des résultats fiables et répétables pour différents échantillons de fibres. Nous avons pu vérifier que le seuil d'apparition des instabilités modales en termes de puissance émise décroit avec l'augmentation du diamètre de cœur.

Les auteurs remercient Eolite Systems, Amplitude Systèmes, Thales Optronics SA, Leukos et la région Nouvelle-Aquitaine pour leurs investissements dans le projet EATLase.

#### REFERENCES

- [1] T. T. Alkeskjold et al, OptICS Express, 19, 7398–7409. (2011).
- [2] J. Limpert et al, Light: Science & Applications 1, e8. (2012).
- [3] T. Eidam *et al*, Optics Express, 19, 1 (2011).
- [4] M. Laurila et al, IEEE 978 (2013).
- [5] H-J. Otto et al, Optics Express, 23, 15265-15277. (2015)
- [6] T. Eidam et al, Optics Express, 19, 13218-13224 (2011).
- [7] R. Dauliat et al, Applied Optics, 55, 23 (2016).
- [8] K. Schuster et al., Adv. Opt. Techn. vol. 3, n°4, (2014).
- [9] H-J. Otto et al, Optics Express, 20, 14 (2012).

# LASER ULTRARAPIDE A BASE D'UNE FIBRE ACTIVE FORTEMENT DISPERSIVE

M. Tang<sup>1</sup>, M. Jossent<sup>2</sup>, F. Lesparre<sup>1</sup>, H. Wang<sup>1</sup>, K. Qian<sup>1</sup>, C. Lecaplain<sup>1</sup>, J-L. Oudar<sup>3</sup>, Y. Jaouen<sup>4</sup>, R. Gabet<sup>4</sup>, D. Gaponov<sup>5</sup>, M. Likhachev<sup>6</sup>, S. Février<sup>2</sup>, A. Hideur<sup>1</sup>

<sup>1</sup> CORIA-Normandie Université, CNRS-Université et INSA de Rouen, 76800 Saint Etienne du Rouvray, France

<sup>2</sup> Xlim, UMR CNRS 7252, Université de Limoges, 87 060 Limoges, France <sup>3</sup> LPN-CNRS, Route de Nozay, 91460, Marcoussis, France

<sup>4</sup> Institut Telecom/Telecom ParisTech, CNRS UMR5141, 46 Rue Barrault 75013 Paris, France
<sup>5</sup> Novae, Zone artisanale de Bel Air, 87700 Saint Martin le Vieux, Limoges, France
<sup>6</sup> Fiber Optics Research Center RAS, 38 Vavilov Street, Moscow 119333, Russie

hideur@coria.fr

# Résumé

Nous rapportons sur le verrouillage de modes passif d'un laser à fibre dopée erbium à profil d'indice en W opérant autour de 1530 nm. Ce laser à forte dispersion normale génère des impulsions de 20 ps de durée et 0.2 nm de largeur spectrale. La source délivre une puissance moyenne de 60 mW à un taux de répétition proche de 6 MHz.

MOTS-CLEFS : fibres optiques ; lasers à fibre; verrouillage de modes passif.

# 1. INTRODUCTION

Les lasers ultrarapides à base de fibres optiques sont de plus en plus exploités dans des applications scientifiques et industrielles. Ce succès repose essentiellement sur les caractéristiques exceptionnelles inhérentes à la technologie des fibres optiques telles que la qualité spatiale du faisceau lumineux, la compacité, la stabilité et la facilité d'utilisation. Stimulées par plusieurs applications industrielles et scientifiques, les performances des systèmes laser à fibre à impulsions ultracourtes ont connu une croissance phénoménale au cours de la dernière décennie. Cette croissance vertigineuse a concerné essentiellement les lasers à fibres dopées ytterbium opérant à  $1\mu m$ . L'extension de ces développements à la région spectrale de sécurité oculaire centrée autour de 1.5  $\mu m$  pourrait trouver de nouveaux débouchés dans l'industrie, la métrologie et la médecine.

Un des avantages des lasers opérant aux longueurs d'ondes en dessous de 1.3 µm est que la dispersion des fibres de silice est normale permettant ainsi une meilleure gestion des effets nonlinéaires qui constituent des problèmes fondamentaux pour la génération d'impulsions ultra-courtes de hautes énergies. En effet, il est maintenant bien établi que l'exploitation de nouveaux régimes de propagation non-linéaire dans des fibres à dispersion normale permet de repousser les seuils des effets non-linéaires à de fortes puissances crêtes. C'est le cas des lasers à impulsions auto-similaires qui génèrent des impulsions à profils temporels paraboliques qui résistent mieux aux non-linéarités [1]. En particulier, les performances de ces sources ont été nettement améliorées en exploitant des cavités à dispersion totalement normale [2]. L'établissement du régime de verrouillage de modes dans une cavité à dispersion normale nécessite l'introduction d'un mécanisme de mise en forme à fort contraste [3,4]. La mise en œuvre de ce concept avec des fibres dopées erbium opérant autour de 1,5 µm a déjà permis d'atteindre des énergies de plus de 20 nJ avec des impulsions subpicosecondes [5-6]. Cependant, l'augmentation de la dispersion dans ce type de cavité s'appuyait jusque là sur des fibres à compensation de dispersion passives [5-6]. Dans cette communication, nous rapportons pour la première fois l'exploitation d'une fibre active à forte dispersion normale pour la construction d'un oscillateur à verrouillage de modes passifs opérant autour de 1530 nm. La source délivre des impulsions picosecondes avec des énergies de plusieurs nanojoules.

#### 2. EXPERIENCES ET RESULTATS

Le schéma synoptique de l'oscillateur étudié est présenté sur la figure 1. La fibre amplificatrice présente un profil d'indice en W (W-EDF) constitué de deux cœurs concentriques couplés optiquement et entourés d'une gaine commune. Les paramètres opto-géométriques de la fibre ont été choisis de sorte que le supermode fondamental présente une forte dispersion normale à 1550nm. Les mesures de dispersion réalisées par réflectométrie optique à faible cohérence montrent que la dispersion du mode fondamental est proche de -80 ps/km.nm à 1550 nm. Le cœur central est dopé aux ions erbium et présente une absorption de 23 dB/m à 980 nm. La longueur de la fibre de 10 m a été choisie de façon à maximiser l'absorption de la pompe. Le pompage optique s'effectue au moyen d'une diode laser monomode délivrant 800 mW de puissance à 976 nm couplée à une fibre optique. Le rayonnement de pompe est couplé dans la fibre active via un multiplexeur à fibre (WDM). Le signal laser est prélevé au travers d'un coupleur (CP) composé de fibres standards. Il est à noter qu'un tronçon de fibre standard a été soudé en sortie de fibre amplificatrice de manière à limiter l'influence des réglages optiques sur la réinjection du signal dans la fibre dopée Erbium. L'optimisation du réglage des éléments optiques permet de minimiser les pertes intra-cavités. Le démarrage et la stabilisation du régime impulsionnel s'effectuent de manière passive au moven d'un miroir à absorbant saturable à semi-conducteur à fort contraste. L'établissement du régime de verrouillage de modes dépend alors essentiellement des conditions de focalisation du signal optique sur le SESAM ainsi que de la puissance de pompage.



Fig. 1: Schéma du montage expérimental du laser à fibre à profil d'indice en W à cœur dopé erbium. MUX : multiplexeur ; L1, L2, L3 : lentilles de couplage ; SMF : fibre standard ; AS : miroir absorbant saturable à semi-conducteur.

Le laser démarre en régime continu à une puissance de pompe de 130 mW, le régime de verrouillage de modes est quant à lui obtenu lorsque la puissance de pompe atteint 340 mW. Le laser émet alors un train d'impulsions stable à une fréquence de répétition de 6 MHz. Pour des puissances de pompage supérieures à 500 mW, le mode de fonctionnement du laser est fortement modifié avec la production de séquences de plusieurs impulsions par tour de cavité. Pour distinguer les différents régimes de fonctionnement, nous faisons appel à des mesures d'autocorrélation optique combinées à une analyse par oscilloscope rapide (8 GHz de bande passante). Les caractéristiques typiques des impulsions générées en régime mono-impulsionnel sont présentées sur la figure 2. Les impulsions présentent un profil quasi-Gaussien avec une largeur à mi-hauteur de 21 ps. Le spectre optique correspondant présente une largeur spectrale de 0.2 nm indiquant que les impulsions sont proches de la limite de Fourier.

Les simulations numériques réalisées en prenant en compte les paramètres de la cavité et en faisant varier les caractéristiques de dispersion de la fibre à gain montrent que ce type de régime est le résultat d'une propagation en régime de forte dispersion. En effet, les simulations montrent que les impulsions prédites dans le cas d'une dispersion normale modérée correspondent à un spectre de plusieurs nanomètres de large et des durées sub-10 ps.



Fig. 2 : Caractéristiques des impulsions émises par la source pour une énergie de sortie de 10 nJ : Trace d'autocorrélation (a) et spectre optique (b).

Pour confirmer les hautes énergies contenues dans les impulsions extraites de l'oscillateur, nous avons utilisé un tronçon de 20 m de fibre passive pour élargir leur spectre par auto-modulation de phase préalablement à leur compression par une paire de réseaux de diffraction. Des impulsions de 2 ps de durée et 1.6 nm de largeur spectrale ont été ainsi obtenues. Ceci prouve que la fibre active guide uniquement le mode fondamental de forte dispersion normale.

#### CONCLUSION

Nous avons démontré la réalisation d'un laser à verrouillage de modes à base d'une fibre dopée Er<sup>3+</sup> à dispersion fortement normale et opérant autour de 1530 nm. Le laser génère un train d'impulsions stables de 60 mW de puissance moyenne à la cadence de 6 MHz, ce qui correspond à une énergie par impulsion de 10 nJ. Ceci représente une première démonstration de l'exploitation de ce type de fibres actives dans un oscillateur à verrouillage de modes. Les détails sur l'évolution des régimes de fonctionnement de la source en fonction des paramètres de la cavité et les perspectives pour l'amélioration de ses performances seront discutés lors de la conférence.

#### REMERCIEMENTS

Ce travail a bénéficié de l'aide de l'Agence Nationale de la Recherche au titre des projets EMC3 (ANR-10-LABX-09-01) et UBRIS2 (ANR-13-BS09-0018).

#### Références

[1] F. Ö. Ilday, J.R. Buckley, W.G. Clark, F.W. Wise, "Self-Similar Evolution of Parabolic Pulses in a Laser," Phys. Rev. Lett. **92**, 213902 (2004)

[2] A. Chong, W. H. Renninger, F. W. Wise, "All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20nJ," Opt. Lett. **32**, 2408 (2007).

[3] B. Nie, D. Pestov, F. W. Wise, M. Dantus, "Generation of 42-fs and 10-nJ pulses from a fiber laser with self-similar evolution in the gain segment," Opt. Express **19**, 12074 (2011).

[4] H. Liu, Z. Liu, E. S. Lamb, F. Wise, "Self-similar erbium-doped fiber laser with large normal dispersion," Opt. Lett. **39**, 1019 (2014).

[5] N. B. Chichkov, K. Hausmann, D. Wandt, U. Morgner, J. Neumann, D. Kracht, "High-power dissipative solitons from an all-normal dispersion erbium fiber oscillator," Opt. Lett. **35**, 2807 (2010).

[6] M. Tang, H. Wang, A. Becheker, D. Gaponov, J-L. Oudar, T. Godin A. Hideur, "High-energy dissipative solitons generation from a large normal dispersion Er-fiber laser", Opt. Lett. **40**, 1414 (2015).