VERS LE REFROIDISSSEMENT LASER DE Rb INTRA-FIBRE

M. Adnan, F. Amrani, B. Debord, F. Gérôme, F. Benabid

GPPMM, XLIM, UMR CNRS 7252, Université de Limoges, 87060 Limoges, France f.benabid@xlim.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons les progrès réalisés dans la construction d'une plateforme expérimentale pour réaliser un refroidissement d'atomes dans une fibre creuse.

MOTS-CLEFS: Fibre creuse à cristal photonique, Piège magnéto-optique, Refroidissement laser d'atomes.

1. Introduction

Ce travail fait partie d'un objectif à long terme intitulé «In-fiber laser cooling». Il s'agit de réaliser un refroidissement laser d'atomes de Rb thermiques confinés dans une micro-capsule photonique (Photonic MicroCell (PMC)) [1]. Une PMC est une fibre optique composée par une fibre à cristal photonique à cœur creux (HC-PCF) dont les extrémités sont épissées hermétiquement avec des fibres optiques solides. La motivation de ce travail est d'étudier la dynamique des atomes froids dans les micro-structures diélectriques [2] et d'explorer de nouvelles pistes pour le développement de dispositifs quantiques miniaturisés ultra-précis tels que les horloges atomiques [3] et les capteurs quantiques [4]. Le refroidissement par laser d'atomes thermiques piégés dans le cœur de la fibre reposera sur une excitation modale spécifique spécialement concue pour assurer à la fois un refroidissement laser longitudinal en utilisant des techniques classiques et un piégeage transversal en utilisant des modes d'ordre supérieur spécifiques de cette HC-PCF. Ici, le refroidissement des atomes dans la fibre est précédé d'une phase de pré-refroidissement utilisant une technique d'excitation bichromatique pour sa grande vitesse de capture. Cependant, afin de se rapprocher de ce but, plusieurs expériences préliminaires sont nécessaires pour évaluer sa faisabilité et adresser les questions telles que l'effet de chauffage induit par la paroi interne du cœur de la fibre, la dynamique d'interaction surface-atome, ou encore le choix du revêtement des parois interne du cœur de la fibre, l'ingénierie du contenu modal et la taille du cœur des fibres, etc. Ici, nous présentons une plateforme expérimentale conçue pour traiter de manière systématique ces effets ainsi que les réalisations accomplies vers cet objectif. Celles-ci comprend la stabilisation de fréquence des lasers de refroidissement et de repompage, la conception et la fabrication d'une grande enceinte UHV abritant plusieurs HC-PCF et deux pièges magnéto-optiques (MOT) pour explorer la « spectroscopie intrafibre » aussi bien avec les atomes thermiques que froids. Nous présentons enfin la génération d'un MOT et sa caractérisation.

2. PLATEFORME EXPERIMENTALE POUR LE REFROIDISSEMENT LASER INTRA-FIBRE

Dans ce but à long terme, notre premier objectif était de concevoir et mettre en place une plateforme expérimentale comprenant principalement une enceinte UHV et un ensemble de lasers. La plateforme doit être suffisamment polyvalente pour pouvoir dans un premier temps explorer plusieurs techniques de remplissage d'atomes thermiques et froids dans différentes HC-PCF, et dans un deuxième temps accomplir une spectroscopie intra-fibre. Aussi la dynamique de ces atomes confinés devra être étudiée et les performances des fibres ainsi que les configurations d'excitation modale évaluées. La Fig. 1(a) montre schématiquement la plateforme de ce refroidissement par laser intra-fibre. Le système comprend 3 lasers. Le premier laser est utilisé pour le refroidissement et le repompage des deux MOTs de Rb. Le deuxième est un laser « red-detuned » pour le guidage et le remplissage des fibres de Rb froid. Ce laser peut être couplé dans la fibre suivant deux schémas: soit en un faisceau qui se propage à sens unique, soit en deux faisceaux contra-propagatifs pour former un réseau optique qui servira à la fois au guidage et au piégeage des atomes froids à l'intérieur de la fibre. Le troisième laser est un laser « blue-detuned » dont le profil de faisceau a une forme de « donut » qui sera utilisé pour le

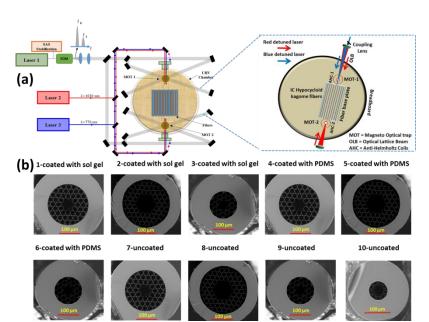
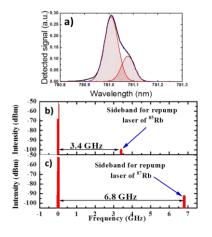


Fig. 1: (a) Schéma de la plateforme expérimentale « in-fiber pour cooling » présentant les lasers trois pour le refroidissement et le repompage pour le guidage et la formation de réseau optique et enfin celui pour le piégeage transverse. droite schéma de un *l'enceinte* UHVabritant deux MOT et les HC-PCF. (b) images **SEM** des 10 différentes HC-PCF sous test.

guidage et le piégeage transversal des atomes. Aussi, le système comprend une large enceinte UHV $(60x22~cm^2)$ qui contient un ensemble de HC-PCF (voir Fig. 1(b)) à tester et les deux MOTs. Chaque HC-PCF est placée de sorte que ces deux extrémités soient proches et alignées avec un des deux MOTs. L'ensemble des HC-PCF comprend des HC-PCF de type Kagomé mais avec des diamètres de cœur différents, variant entre 41 μ m et 82 μ m ainsi que des parois internes du cœur présentant des revêtements spéciaux et différents. On distingue 3 types de parois, celles dont la surface est constitué de verre (« uncoated »), celles avec un revêtement céramique (« coated with sol-gel ») et enfin celles avec un revêtement polymère (« coated with PDMS »). Les fibres guident par le mécanisme de couplage inhibé, et ont été choisies pour leurs faibles pertes, leur large bande transmission et leur grand diamètre de cœur.

3. STABILISATION DE FREQUENCE DU LASER DE REFROIDISSEMENT ET DE REPOMPAGE, ET FORMATION DU MOT

Les faisceaux laser pour le refroidissement et le repompage sont générés par un seul laser à fibre accordable et doublé en fréquence avec une puissance maximale de 1 W autour de 780 nm. Le faisceau avec deux longueurs d'onde est réalisé en modulant un laser « seed » avant l'amplification et le doublage de fréquence. La fréquence de modulation est optimisée pour la résonance hyperfine des deux isotopes du Rb. Enfin, le laser est stabilisé en fréquence par asservissement sur une raie du Rb. La Fig. 2(a) montre le spectre optique du faisceau à double longueur d'onde avec une fréquence de modulation de 6,8 GHz mesuré par un analyseur de spectre optique. Bien que la résolution de l'analyseur soit limitée, on observe bien une structure à double pic. Les Fig. 2(b) et 2(c) montrent respectivement cette structure spectrale pour une modulation à 3,4 GHz et 6,8 GHz en utilisant un dispositif interférométrique auto-hétérodyne avec un analyseur de spectre hyperfréquence. La largeur de raie a été mesurée pour chaque composant du faisceau. La valeur de la mesure trouvée est de 27 kHz (Fig. 2(d)). Enfin, la stabilité de fréquence a été examinée aussi bien en mode « libre » qu'asservi. La Fig. 2(e) montre une déviation d'Allan de seulement ~2x10⁻¹² pour un temps d'intégration de 100 s. Le faisceau est ensuite séparé en trois paires pour former les deux MOTs (voir ci-dessous). Le diamètre des faisceaux est de 10 mm, et l'intensité de chaque faisceau est de 48 mW/cm². La figure 3 montre une photographie de l'enceinte UHV mise en place et les premiers résultats de génération du MOT. Le grand volume de l'enceinte est motivé par la polyvalence recherchée dans l'opération du dispositif et le grand nombre de fibres à tester ainsi que les deux MOTs pour le guidage des atomes froids dans les fibres. L'enceinte est maintenue à une pression de quelque 10⁻⁹ torrs. Le haut droit de la figure 3 montre schématiquement les différentes composantes du laser double longueur d'onde pour alimenter le MOT, ainsi que l'image du MOT généré avec ⁸⁵Rb et ⁸⁷Rb.



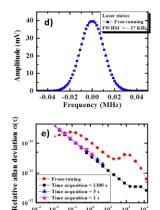


Fig. 2: (a) Spectre optique double longueur d'onde du laser refroidissement/repompage. (b) Spectre RF auto-hétérodyne du laser refroidissement/repompage avec une modulation de fréquence à 3,4 GHz (haut) et à 6,8 GHz (bas). (d) Largeur de raie du laser de refroidissement. (e) La variance All du laser de refroidissement en mode libre et mode asservi.

Le MOT a ensuite été caractérisé en mesurant son nombre d'atomes et sa température en utilisant respectivement le temps de formation du MOT et le temps de vol. Les mesures donnent un nombre d'atomes de $\sim 10^7$ et une température de 200-300 μ K.

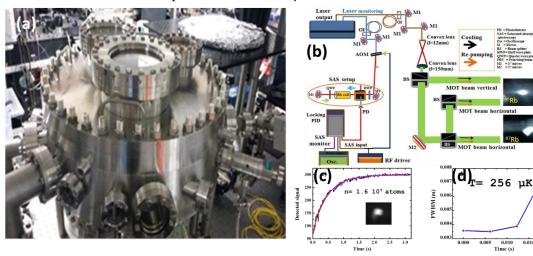


Fig. 3 (a) Photo de l'enceinte UHV. (b) Schéma optique du laser refroidissement/repompage et deux photos du MOT pour ⁸⁷Rb et ⁸⁵Rb. (c) la trace de la fluorescence pendant la formation du MOT. (d) La taille à mi-hauteur du MOT pendant le temps de vol.

4. CONCLUSION

En vue de réaliser un dispositif de refroidissement laser intra-fibre des atomes de Rb, une plateforme expérimentale a été réalisée. Des fibres creuses ont été conçues, fabriquées, post-traitées et intégrées dans le système. Le laser de refroidissement/repompage de puissance 1W a été stabilisé en fréquence à hauteur d'une déviation d'Allan de $2x10^{-12}$ à 100 s. Enfin, un MOT de $\sim 10^7$ atomes et de température de 200- $300~\mu K$ a été généré.

Les auteurs remercient le projet européen Marie Curie Qtea pour le soutien financier.

REFERENCES

- [1] F. Benabid, F. Couny, J. C. Knight, T. A. Birks & P. St J. Russell, "Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres" Nature, Vol 434/24 March 2005.
- [2] S. Okaba et al., "Lamb-Dicke spectroscopy of atoms in a hollow-core photonic crystal fibre," *Nat Commun*, vol. 5, Jun. 2014.
- [3] Masao Takamoto, Feng-Lei Hong, Ryoichi Higashi & Hidetoshi Katori, "An aptical lattice clock" Nature, Vol 435|19 May 2005.
- [4] S Vorrath, S A Möller, P Windpassinger, K Bongs and K Sengstock, "Efficient guiding of cold atoms through a photonic band gap fiber" New Journal of Physics 12 (2010) 123015.

ANALYSE D'UN NOUVEAU COUPLEUR DIRECTIONNEL SYMETRIQUE A BASE D'UNE MICROSTRUCTURE AIR-SILICE

Marwa SAMMOUDA¹⁻², Faouzi BAHLOUL¹, Philippe DI BIN², Rabah ATTIA¹

¹ Université Tunis El Manar, Laboratoire Systèmes Electroniques et Réseaux de Communications (SERCOM), Ecole Polytechnique de Tunisie, EPT, B.P. 743, 2078, Tunisie

²Université de Limoges, Xlim, UMR CNRS 7752, Pôle Photonique – Equipe PhoCaL, 87060 Limoges, France

sammouda.marwa@gmail.com

RÉSUMÉ

Nous étudions numériquement les propriétés d'un coupleur directionnel symétrique à deux cœurs SMF identiques parallèles insérées dans une microstructure air-silice (MAS). Les deux cœurs de la SMF sont séparés par un trou d'air dont nous étudions l'influence sur les propriétés du couplage. Nous montrons que la longueur de couplage augmente en fonction du diamètre de trou central et de la distance inter-trous et diminue avec la longueur d'onde. Pour une distance inter-trous comprise entre 9 et 18 µm, nous montrons qu'il est possible d'obtenir des pertes en excès négligeables (0.002 dB).

MOTS-CLEFS: fibre microstructurée; longueur de couplage; efficacité de couplage

1. Introduction

Les coupleurs directionnels sont utilisés dans de très diverses applications : les diviseurs de puissances notamment actuellement dans les réseaux PON, les gyroscopes optiques, les résonateurs en anneaux, les interféromètres de Mach-Zehnder et bien d'autres encore. Il s'agit de l'une des fonctionnalités les plus basiques lors de l'utilisation de fibres optiques. Les techniques les plus courantes qui ont été proposées et mises en œuvre pour réaliser ces coupleurs sont par attaque chimique [2], polissage [3], et fusion-étirage [4] qui est la plus courante pour des coupleurs à deux fibres.

Leur principe de fonctionnement est basé sur le couplage directionnel entre les modes des deux fibres obtenu lors de leur rapprochement grâce à la fusion et étirage. Pour des structures dites symétriques le transfert d'énergie peut-être total. Dans le cas du couplage entre deux fibres différentes (coupleur asymétrique), la désadaptation des vitesses de phases (et indices effectifs) entre les deux modes ne permettent plus qu'un couplage partiel.

A travers cette communication, nous étudions les propriétés d'un coupleur directionnel symétrique à base d'une microstructure air-silice et à travers des simulations faites avec le logiciel BeamPROP en utilisant la méthode de propagation FD-BPM [5].

2. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE SIMULEE ET DES CALCULS REALISES

Notre structure est réalisée en insérant deux fibres SMF dans deux trous d'airs d'une microstructure air-silice, l'ensemble étant ensuite réduit homothétiquement avec un coefficient de réduction CR=0.1. Dans la structure finale réduite, les trous sont caractérisés par une période inter-trous notée Λ =13.5 μ m et leur diamètre d=13 μ m (Figure 1.a). Les deux cœurs SMF sont parallèles, de diamètre d_c=0.82 μ m ayant un indice de réfraction égal à 1.449 et séparés par

distance S= $2*\Lambda$. Le trou central est caractérisé par un diamètre d_{tc} =1.95 µm. L'indice de réfraction de la silice et de l'air sont respectivement 1.444 et 1.

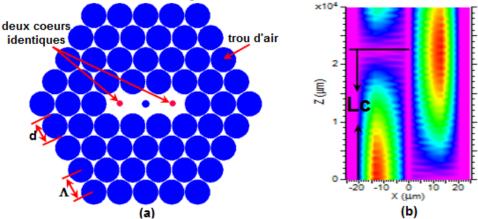


Fig. 1 : (a) Profil d'indice d'un coupleur directionnel symétrique à base d'une MAS, en bleu l'air, en rouge les cœurs SMF, le fond blanc représente la silice, (b) transfert de la puissance entre les deux cœurs SMF en fonction de z (λ =1550 nm et d_{tc} =1.95 μ m).

L'égalité des indices effectifs (n_{eff} =1.442311) des modes fondamentaux de deux cœurs SMF identiques donne naissance à une interaction forte entre ces deux modes. La longueur de couplage Lc est définie comme étant la longueur de transfert total d'énergie entre les deux modes. Pour un diamètre de trou central d_{tc} = 2.34 μ m et λ =2000 nm, la longueur de couplage est Lc=2.2 cm (Fig.1 (b)).Nous calculons le coefficient de couplage noté Cc entre les modes fondamentaux qui se propagent dans les deux cœurs à l'aide de la formule (1)[5].

$$Cc = \frac{\pi}{2*Lc} \left(\mu \text{m}^{-1}\right) \tag{1}$$

Les paramètres géométriques de la structure influent le transfert de la puissance lumineuse entre les deux cœurs. La figure 2 illustre la variation de la longueur de couplage et du coefficient de couplage en fonction de la longueur d'onde λ . Pour différentes valeurs du diamètre de trou central, le coefficient de couplage Cc augmente avec la longueur d'onde en passant de λ =800 nm à λ =2000nm. Ceci s'explique par le fait que pour les courtes longueurs d'onde le champ est bien confiné dans le cœur de la MAS alors qu'il s'étend dans la gaine microstructurée pour les grandes longueurs d'onde. L'étalement du champ facilite le couplage entre les deux cœurs permettant des longueurs de couplage faibles.

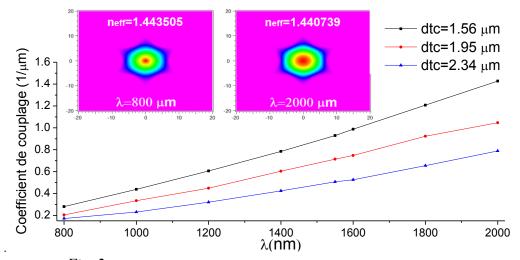


Fig. 2: Variation du coefficient de couplage en fonction de la longueur d'onde

Pour λ fixée à 1550 nm, la figure 3 montre que la longueur de couplage Lc dépend de diamètre de trou central et de la distance inter-trous. Afin d'avoir une longueur de couplage minimale, nous avons intérêt à diminuer la distance inter-trous ou bien le diamètre de trou central.

Les pertes en excès η_{ex} permettent d'évaluer la bonne conservation des puissances dans la structure et donc la bonne qualité du guidage réalisé par la MAS:

$$\eta_{ex} = 10\log\left(\frac{P_1(z) + P_2(z)}{P_0}\right)$$
(2)

Avec P_0 est la puissance injectée dans l'une des SMF à l'entrée de la structure, $P_1(z)$ et $P_2(z)$ les puissances dans les deux guides.

Pour une distance inter-trous comprise entre 9 et 18 μ m nous avons trouvé des pertes en excès de l'ordre de 0.002 dB indiquant que le couplage se fait sans pertes, et montrant aussi la parfaite adaptation des vitesses de phase des deux modes de chaque cœur de la MAS.

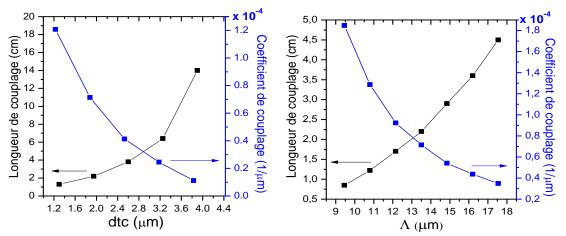


Fig. 3: Variation de la longueur de couplage et du coefficient de couplage en fonction de (a) diamètre de trou central, (b) la distance inter-trous.

CONCLUSION

Nous avons présenté dans cette communication un nouveau coupleur directionnel symétrique à base d'une microstructure air-silice. Nous avons démontré que le couplage entre les deux cœurs SMF se fait avec des pertes négligeables. Nos résultats indiquent aussi que le coefficient de couplage augmente en fonction de la longueur d'onde et diminue en fonction de la distance inter-trou et le diamètre du trou central de la structure. Ce travail ouvre de nouvelles perspectives pour coupler des fibres de natures différentes avec cette technique.

RÉFÉRENCES

- [1] C.-L Chen. (2007). Fondations for wave guided optics. États-Unis: John Wiley & Sons, (13 978-0-471-75687-3).
- [2] S. K. Sheem and T. G. Giallorenzi, "Single-mode fiber-optical power divider: Encapsulated etching technique," Optics Letters, Vol. 4, pp. 29-31, 1979.
- [3] R. A. Bergh, G. Kotler and H. J. Shaw, "Single-mode fibre optic directional coupler" Telecommunication and Sensor Systems," Electronics Letters, Vol. 16 No. 7, 1980.
- [4] B. S. Kawasaki, K. O. Hill, and R. G. Lamont, "Biconical-taper single-mode fiber coupler," Optics Letters, Vol. 6, pp. 327-328, 1981.
- [5] N. Mothe, and P. Di Bin, "Numerical analysis of directional coupling in dual core microstructured optical fibers," Opt. Express 18, 15778-15789, 2009.

CONTROL OF LIGHT IN MULTIMODE FIBER AMPLIFIERS –

A Theoretical Model For Evaluating The Gain-Dependent Transmission Matrix

Tom Sperber^{1,2}, Sylvain Gigan², Nicolas Treps², Patrick Sebbah^{1,3}

¹ ESPCI ParisTech, PSL Research University, CNRS, Institut Langevin, 1 rue Jussieu, F-75005, Paris, France

tom.sperber@lkb.ens.fr

ABSTRACT

The recent advent of wavefront-shaping techniques has demonstrated the ability to control the propagation of light through multimode fibers; however, work has been limited to passive, i.e. non-amplifying fibers. The case of a multimode fiber which is also a gain medium presents increased complexity, since the pump beam, in itself multimode, acts upon the signal in disordered spatial profiles resembling speckle, thereby serving as an additional mechanism of its randomization. We present a theoretical model which allows the calculation, for a given modal content of the pump, the full transmission matrix of the signal. Simulations based on this model suggest that, despite the seemingly-random nature of the gain induced by the pump, shaping its wavefront at the entrance of the amplifier allows one to obtain control over interesting transmission properties of the signal.

KEY-WORDS: Wavefront-Shaping; Random Media; Fiber Amplifiers; Multimode Fibers

1. Introduction

The control of light propagation through scattering complex media using wavefront-shaping techniques has been a subject of intense research in the past decade. For example, imaging through layers of paint or tissue has been successfully demonstrated [1,2]. The common approach for achieving such control is based upon the measurement of the medium's Transmission Matrix (TM), which represents the complex, yet deterministic, linear relation between input and output light fields. Such methods have also been harnessed for focusing light and imaging through multimode optical fibers [3]; Such fibers are rightly considered as disordered media, since the light fields at their output typically exhibit a complex speckle pattern, due to the random de-phasing and coupling of the different modes propagating within them. The on-going work has dealt almost exclusively with passive, i.e. non-amplifying fibers, where the TM is unitary. However, multimode fibers exhibiting optical gain also constitute an interesting domain for research, highly relevant to such applications as fiber amplifiers in telecommunication links (where mode-multiplexing schemes are desirable), highpower industrial fiber lasers (where the extreme power density favors large mode-areas), and laserbased remote sensing techniques (where beam-steering abilities are required). Moreover, the case of an active disordered medium poses intriguing questions not occurring in passive media, because the mechanism introducing randomization to the light propagation depends on the speckle formed by the pump - in itself a shapeable lightwave. Thus, in a multimode fiber amplifier, one could - by simultaneously modulating the wavefronts of both signal and pump beams – gain access to new and unique opportunities in the study of light control in disordered media.

Some previous works on tuning the modal composition of the pump in multicore or few-mode fiber amplifiers have been published [4,5]. However, their interest has been limited to specific functional goals in a few-mode application, for instance, equalizing the gain across the different

² Laboratoire Kastler Brossel, ENS-PSL Research University, CNRS, UPMC-Sorbonne universités, Collège de France ; 24 rue Lhomond, F-75005 Paris, France

³ Department of Physics, The Jack and Pearl Resnick Institute for Advanced Technology, Bar-Ilan University, Ramat-Gan, 5290002 Israel

channels in a regeneration amplifier of a mode-division-multiplexing telecom link. The work presented here is the initial stage of a broader study of the full transmission properties of a general multimode fiber amplifier (MMFA) system.

2. THEORETICAL MODEL

Following the fruitful approach of several previous works, which have nicely demonstrated the ability to analyze and even predict the TM of a weakly-guiding *passive* multimode fiber relying on the Linearly Polarized modes as an eigenfunction basis [6,7], we model any light propagating in our fiber amplifier (both for the pump and signal beams) as a superposition of said LP modes. Due to significant differences in their propagation constants, the modes quickly de-phase, thus forming a complicated speckle pattern that rapidly evolves along the propagation path throughout the fiber. Considering a very thin 'slice' (of thickness Δz) at any position z along the fiber, we find the population-inversion excited across its transverse coordinates (r,θ) by the pump's 'speckly' local intensity is a complicated and disordered – but nevertheless deterministic and predictable - pattern. Each signal mode $\psi_i(r,\theta)$ passing through the slice will interact with this complicated inversion profile and stimulate highly non-uniform emission, that may in turn couple to *all* supported signal modes ψ_j (j=1...N), depending on the degree of spatial overlap. Therefore, all elements of the signal's transmission matrix TM (expressed in the LP mode base) for such a slice may be calculated by numerically evaluating the following overlap integrals:

$$TM_{[i,j]}^{z \to z + \Delta z} \propto \delta_{ij} + g(\lambda^{sig}, \lambda^{pump}) \cdot \iint Inversion(r', \theta', z) \cdot \psi_i^{sig}(r', \theta') \cdot \psi_j^{sig}(r', \theta') \, dr' d\theta'$$

Where g represents a complex gain coefficient depending on the gain media (the rare-earth element doping) and the wavelengths of the interacting light beams.

Finally, the total TM of the fiber may be obtained by concatenating the matrices of all thin slices, thereby accumulating the gain over the entire propagation length.

We note that for a typical pumping scheme (i.e. combination of pump modes excited at the system's entrance), the different 'slices' exhibit rapidly-varying (along z) gain profiles with seemingly little correlation between them, hence it is not expected that the total gain accumulated over the entire amplifier length should, in general, yield TM's with a strong preference of specific modes or spatial locations; the gain-induced 'mode mixing' effects generally tend to self-average over the many speckle realization of the pump's intensity. However, the question arises whether unique pumping configurations where distinct 'interesting' transmission characteristics survive the disorder, may perhaps be found through the use of global optimization processes.

3. NUMERICAL RESULTS

The results presented are for a simulated step-index fiber with a V-number of 14 (supporting about 20 modes at the signal wavelength of 1030nm), Ytterbium-doped in its core with a concentration of 10^{26} [m^{-3}], and pumped at 980nm. Per a chosen pump 'shaping' the total TM is calculated as described in section 2. A genetic search algorithm is then run over all degrees of freedom of the shaping, i.e. over the amplitudes of pump modes coupled into the fiber. The target of the search is defined as the enhancement of some desired characteristic for the resulting TM – in this example, the build-up of a strong coupling between two chosen LP modes, which would otherwise be orthogonal eigenmodes. As demonstrated in Fig 1, surprising results of successful control of specific TM elements by the optimization of the pump were thus obtained.

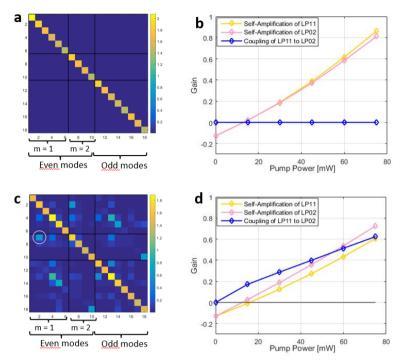


Fig. 1: (a) the TM, in absolute value, for an amplifier pumped by only the fundamental pump mode. (b) Specific elements of this TM, plotted as a function of the pump power. In yellow and pink are 2 diagonal elements, representing self-amplification of 2 input signal modes; in blue, the off-diagonal element representing their coupling, i.e. the amplification of one of the modes by the other. (c) Same as (a), for a specific multimodal pump excitation which was found, through optimization, to enhance a selected off-diagonal element (shown circled in white). One can see that a correct choice of the pump's modal content can significantly affect the signal's TM. (d) Same as (b), for the optimized pump configuration. The coupling element which previously, in the simple pump configuration, remained zero for all pump powers, is now appreciably larger; the signal modes are no longer orthogonal.

4. CONCLUSION

We study the transmission characteristics of a multimode fiber amplifier, based on a theoretical model taking into account the amplification, phasing, and mode-coupling effects induced upon the signal by the spatial non-uniformity of the gain. This approach allows numerical calculation of the transmission matrix of such an amplifier, for any given pumping scheme. Optimization algorithms may be used to find unique pumping configurations where specific desired transmission characteristics for the signal are induced by the gain. These preliminary results show promise towards the realization of a MMFA system where control of the amplified signal beam is achieved through the wavefront shaping of the pump beam.

REFERENCES

- [1] I. M. Vellekoop, A. P. Mosk, Opt. L., Vol. 32 No. 16, 2007
- [2] S. M. Popoff, G. Lerosey, M. Fink, A. C. Boccara, S. Gigan, New J. Phys. 2011
- [3] I. N. Papadopoulos, S. Farahi, C. Moser, D. Psaltis, BioMed. Opt. Exp., Vol. 4 No. 2, 2013
- [4] Y. Jung, Q. Kang, J. K. Sahu, B. Corbett, J. O'Callagham, F. Poletti, S. Alam, D. J. Richardson, IEEE Phot. Tech. L., Vol. 26 No. 11, 2014
- [5] R. N. Mahalati, D. Askarov, J. M. Kahn, J. Light. Tech., Vol. 32 No. 11, 2014
- [6] J. Carpenter, T. D. Wilkinson, J. Light. Tech., Vol. 30 No. 10, 2012
- [7] M. Ploschner, T. Tyc, T. Cizmar, Nature Phot. 9 (529-535), 2015

MANIFESTATION OPTIQUE D'UN ETAT LIE DANS UN CONTINUUM AU SEIN D'UNE FIBRE A CŒUR CREUX A COUPLAGE INHIBE

A. Amsanpally¹, B. Debord^{1,2}, L. Vincetti³, F. Gérôme^{1,2} and F. Benabid^{1,2}

¹ GPPMM, Institut de recherche Xlim, CNRS UMR 7252, Université de Limoges, 87060 Limoges, France.

² GLOphotonics SAS, Ester Technopole, 1 Avenue d'Ester 87069 Limoges Cedex, France.

³ Department of Engineering "Enzo Ferrari", Université de Modena et Reggio Emilia, Italie.

f.benabid@xlim.fr

RÉSUMÉ

Une démonstration expérimentale et théorique de résonances Fano dans une fibre à cœur creux est présentée pour la première fois.

MOTS-CLEFS: Fibre optique à cœur creux, Résonances Fano, Couplage inhibé.

1. Introduction

Le confinement et le guidage de la lumière dans les fibres à cristal photonique à cœur creux (HC-PCF) peut se faire soit par bande interdite photonique (PBG) soit par couplage inhibé (IC). Dans les fibres PBG, l'espace de fréquence - indice effectif (ω, n_{eff}) (c.a.d. états liés) du mode de cœur guidé se situe en dehors de celui du continuum de la gaine ; le mode de cœur n'ayant ainsi aucun canal de radiation par lequel la lumière pourrait fuir en couplant aux modes de gaine. En revanche, dans le cas des fibres IC HC-PCFs, le mode de cœur et ceux de gaine cohabitent sans interaction forte grâce à une réduction drastique de leur intégrale de recouvrement [1] [2]. Ce mécanisme de guidage non conventionnel peut être illustré comme un état lié dont sa fréquence est imbriquée dans le continuum (i.e. notion de « Bound state In a Continum » (BIC)). Une telle inhibition de l'interaction entre les modes de cœur et de gaine peut être renforcée en augmentant le désaccord de phase des vecteurs d'onde transverses et en diminuant leur recouvrement spatial optique. Par conséquent, dans les fibres IC HC-PCFs, on peut s'attendre à ce que l'inhibition de couplage entre ces modes soit modifiée par une quelconque perturbation qui romprait la symétrie et donnerait des signatures spectrales dont la forme est définie par celle prédite par Fano, et qui est la signature d'un couplage entre un mode discret (état lié) et un continuum modal. Cette perturbation peut être inhérente à une inhomogénéité de la structure de la fibre pendant le fibrage, ou induite par une courbure de la fibre. Nous présentons ici la première observation expérimentale de résonances Fano dans une fibre HC-PCF à couplage inhibé et à contour de cœur hypocycloidal par la mesure de spectres de transmission hautement résolus. Ces signatures spectrales Fano sont trouvées fortement dépendantes de la polarisation d'entrée du laser.

2. ETAT LIE DANS UN CONTINUUM (BIC) ET RESONANCE FANO

En 1929 Von Neumann et Wigner ont proposé le concept d'état lié dans un continuum démontrant l'existence d'un électron lié avec des énergies supérieures à zéro [3]. Pour ce faire, les auteurs ont construit un modèle de potentiel quantique « artificiel » pour piéger un électron dont l'énergie peut etre à l'interieur de l'interval d'energie d'un continuum. Cet état de piégeage non conventionnel reste parfaitement confiné par un profil d'énergie de type Lorentzien sans couplage au continuum. Quand un électron dans cet état BiC est couplé vers des états liés conventionnels, le spectre induit par cette transition électronique présente un profil spécifique qui contraste avec celui d'une transition entre deux états liés. Ugo Fano a alors développé une formule dite de Fano en 1961 qui a permis l'interpolation de pics asymétriques mesurés dans le contexte de la diffusion d'électrons inélastique par l'hélium [4]. Les lignes d'absorption présents dans le continuum d'ionisation des spectres atomiques (et moléculaires) sont représentées par la formule de Fano suivante : $\sigma = (\varepsilon + q)^2/(\varepsilon^2 + 1)$, où q est le paramètre de forme, ε est l'énergie couplée définie par $2(E-E_F)/\Gamma$ avec E_F l'énergie résonante et Γ est la largeur spectrale de l'état ionisé. Néanmoins, il est à noter que ce concept est resté beaucoup moins familier que celui du Bandgap malgré sa

revendication dans le domaine des semi-conducteurs par Capasso *et al.* en 1992 [5]. Récemment, le concept de BiC est devenu un sujet de recherche très active dans le cadre de la photonique des nano- et micro-structure dielectriques et plasmoniques comme le résume Hsu *et al.* [6].

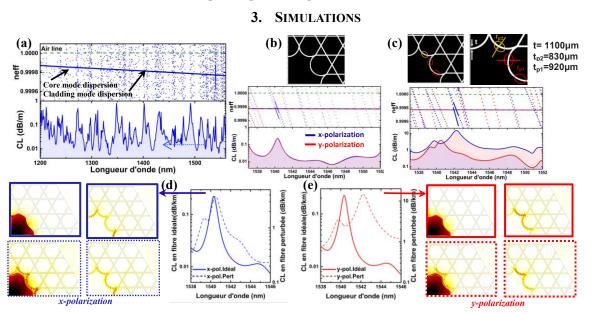


Fig. 1 (a) DOPS et courbes de pertes d'une fibre Kagome à structure idéale. (b) Images des structures de fibres 7cell Kagome idéale et (c) perturbée par des diffusants sur le contour du cœur, associées à leurs DOPS (courbes en pointillés) et courbes de pertes (courbes pleines) pour les polarisations x (en bleu) et y (en rouge). (d) et (e) : Spectres haute résolution des profils asymétriques de pertes pour les deux structures de fibres associées aux profils des modes de gaine et de cœur (sur les côtés).

Figure 1 résume le contenu spectro-modal d'une fibre de type Kagome. Fig. 1(a) montre la densité d'état photonique (DOPS) et les pertes par confinement (CL), calculées pour une structure idéale de Kagomé. Fig. 1(b) montre ces résultats sur un intervalle spectral réduit. Ces simulations ont ensuite été menées pour une structure qualifiée de "perturbée" (fig. 1(c)), où des zones de diffusion ont été ajoutées aux sommets des arcs du contour du cœur en changeant l'épaisseur des ponts de silice (variation de 16-24%), jouant le rôle de couplage pour l'observation de signatures Fano. Les caractéristiques spectrales (DOPS (courbes en pointillés) et CL (courbes solides)) des deux fibres (idéale et perturbée) sont comparées pour deux polarisations d'excitation orthogonale (c.a.d. polarisation x en bleu et polarisation y en rouge) (Fig. 1(b) et 1(c)). Il ressort des DOPS la coexistence d'un mode de cœur (horizontal) et des modes de gaine fortement dispersifs (quasi verticaux). Les profils transverses des modes de la fibre idéale confirment que les modes de gaine et de cœur ne se couplent à aucune fréquence. Les figures 1(d) et 1(e) comparent les caractéristiques spectrales de manière plus résolue autour de 1542 nm. Les spectres de pertes de la fibre idéale (courbe solide), indépendants de la polarisation, présentent une forme Lorentzienne, tandis que ceux de la fibre perturbée (courbe hachurée) montrent des caractéristiques typiques de profils asymétriques Fano. Les profils des champs de mode de la fibre perturbée (rectangles hachurés en bleu sur la Fig. 1(d) et 1(e)) montrent le couplage entre le mode de cœur et le continuum de modes de gaine. Il est ainsi confirmé numériquement que les signatures spectrales asymétriques Fano surviennent de la perturbation causée par les points de diffusion et sont dépendantes de la polarisation. Les résonances Fano de la fibre perturbée montre un décalage, contrairement à la fibre idéale, de 1540,3 nm (de la fibre idéale) à 1542,2 nm pour la polarisation x, et à 1540,5 nm pour la polarisation y avec un couplage plus faible que la polarisation x.

4. BANC EXPERIMENTAL ET RESULTATS

Afin d'observer les résonances Fano dans les fibres IC HC-PCFs, une technique de mesure de transmission haute résolution est utilisée, basée sur une diode laser (ECDL) étroite et accordable

(Fig. 2(b)). Après séparation du faisceau, une première voie, dont la polarisation est contrôlée, est couplée dans 27 cm d'une fibre Kagomé hypocycloidale. Cette fibre présente un paramètre *b* de 0.85 [3], un diamètre de cœur de 50 μm et des ponts de silice de 1.2 μm d'épaisseur. La Fig. 2(a) montre les spectres de transmission obtenus sur une plage de 50 GHz pour différents angles de polarisation du faisceau laser d'entrée. Les spectres sont centrés sur 1540,09 nm et normalisés au spectre de transmission de référence. On remarque clairement une dépendance à la polarisation de la structure spectrale de résonance de forme asymétrique comme attendue pour une résonance Fano. Le fort contraste de 35% de ces traces ainsi que les profils du mode de cœur en champs proche et lointain (Fig. 2(b)) éliminent la présence d'éventuels effets de battement inter-modal du cœur. Il ressort des images de champ pris par une caméra de 140 dB de dynamique, l'absence de mode d'ordre supérieur et d'un quelconque battement inter-modal avec celui du cœur.

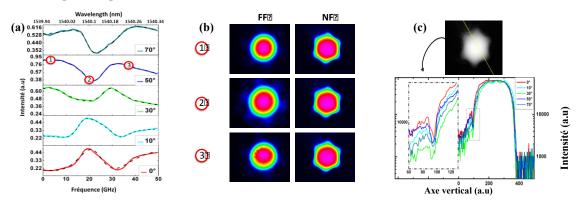


Fig. 2(a) Courbes de transmission expérimentales mesurées à la sortie de 27 m de fibre à 1540,09 nm pour différents angles de polarisation. Les courbes déduites sont superposées (en pointillés); (b) Images en champ proche et champ lointain observées en sortie de fibre pour trois différentes fréquences à un angle de 50°; (c) Evolution du profil transverse d'intensité du mode de cœur proche du contour du cœur.

L'image en champ lointain à la fréquence identifiée par (2) montre clairement la présence de puissance couplée au contour du cœur. La nature de ces traces a été étudiée par interpolation avec une Lorentzienne modifiée $\sigma = A + [((\omega - \omega_0)/g + q)^2/(((\omega - \omega_0)/g)^2 + 1)]$ [9], où A est un décalage de fréquence, ω_0 la fréquence de résonance, g la largeur de la résonance et q représente la réponse spectrale du continuum. g et q déterminent la force du couplage entre l'état lié du cœur et le continuum des modes de gaine et modifient fortement le profil spectral allant d'une forme Lorentzienne en pic à une forme en S en changeant q de $|q|=\infty$ à q=0. Dans notre cas, cette force de couplage peut être modifiée en changeant la polarisation du mode de cœur. Les courbes interpolées sont tracées en pointillés sur la Fig. 2(a). Cette interpolation montre un bon accord avec les courbes expérimentales pour chaque état de polarisation. Des résultats similaires ont aussi été observés pour d'autres longueurs d'onde. De plus, les images en champ proche ont été analysées pour obtenir les informations sur les interactions entre les modes de cœur (discret) et les modes de gaine (continuum) aux longueurs d'onde de résonance spécifiques. La Fig. 2(c) montre un des champs proche du faisceau de sortie qui a été enregistré pour chaque état de polarisation avec un zoom sur le profil d'intensité du mode suivant une ligne de coupe (ligne jaune en insert). Cette image confirme également la présence de résonances avec un faible taux de couplage avec le mode fondamental HE₁₁ augmentant quand le profil de transmission devient plus prononcé.

Les auteurs remercient le Lab $Ex \Sigma_LIM$ pour le soutien financier.

REFERENCES.

- [1] F. Couny et al., Science 318, 1118-1121 (2007).
- [2] L. Vincetti et al., SPIE, DOI: 10.1117/12.922630 (2012).
- [3] E. Wigner, J. von Neumann . 465. 1929, s.l. : Physik. Z, Vol. vol. 30
- [4] Ugo. s.l.: Phys. Rev., 1965, Vols. 140, A67-A75.
- [5] F. Capasso et al., Science 358, 565-567 (1995).
- [6] C. W. Hsu et al., "Bound states in the continuum," Nat. Rev. Mater., vol. 1, p. 16048, Jul. 2016.

DEPORT D'IMPULSIONS FEMTOSECONDES ACCORDABLES POUR L'ENDOMICROSCOPIE MULTIPHOTONIQUE FONCTIONNELLE

P. Leclerc¹, M. Fabert¹, S.M. Bardet¹ J. Brevier¹, F. Louradour¹

¹ XLIM, UMR CNRS 7252, 87060 Limoges pierre.leclerc@unilim.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un système de déport par fibre optique d'impulsions femtosecondes présentant une agilité en longueur d'onde et un rendement énergétique optimisés. Grace à cela, nous faisons en sorte qu'un endomicroscope multiphotonique présente des performances comparables à celles d'un microscope multiphotonique de table. Ceci est démontré dans un cadre biologique lors de l'imagerie fonctionnelle du métabolisme cellulaire sans marquage par voie endoscopique sous excitation à 2 photons.

MOTS-CLEFS: Imagerie non-linéaire; endomicroscopie; métabolisme énergétique cellulaire.

1. Introduction

La microscopie multiphotonique est une modalité d'imagerie biologique de pointe présentant des caractéristiques remarquables (profondeur de pénétration accrue, sectionnement optique, photo-toxicité et photoblanchiment réduits, multimodalité (fluorescences multiphotoniques, générations d'harmoniques optiques, diffusions Raman stimulées), etc. ...). Outre sa capacité à rendre compte de la morphologie des tissus, l'imagerie multiphotonique permet aussi de procéder à une imagerie fonctionnelle, ceci à condition d'être capable d'exciter plusieurs biomarqueurs fondamentaux comme le NADH et le FAD intracellulaires. La mesure de l'autofluorescence de ces constituants intrinsèques présente un grand intérêt sur le plan médical car ces co-enzymes jouent un rôle important au niveau du métabolisme énergétique des cellules. La mesure optique conjointe du NADH et du FAD donne ainsi une information pertinente sur l'état pathologique des cellules et des tissus.

Afin d'exploiter pleinement ce formidable potentiel en clinique humaine, le développement de sondes miniatures à fibre optique pour l'endomicroscopie multiphotonique (EMMP) fait l'objet d'intenses effort de recherche en France et à l'étranger [1], [2]. Notre équipe a déjà démontré un certain nombre de possibilités offertes par l'EMMP grâce à un système de déport d'impulsion femtosecondes associé à une fibre microstructurée air-silice à double gaine conçut spécifiquement pour cette application (voir cidessous). Nous allons plus loin dans cette approche en améliorant l'efficacité énergétique du système et en élargissant sa plage spectrale de fonctionnement, ceci dans le but d'exciter simultanément le NADH et le FAD intracellulaires, permettant ainsi de tirer pleinement partie des possibilités offertes par la microscopie endoscopique multiphotonique.

2. Architecture de l'endomicroscope

La fibre endoscopique qui a été utilisée dans ces travaux est à microstructure air-silice. Elle possède un cœur central solide monomode (pour le transport des impulsions femtosecondes excitatrices ; voir cidessous) et une deuxième gaine multimode (pour la collection des luminescences émises par la matière biologique). Le cœur central est à maintien de polarisation ce qui joue un rôle positif lorsque la modalité d'imagerie utilisée est sensible à la polarisation (exemple: imagerie de génération de seconde harmonique optique du collagène). Le diamètre de mode est égal à 3,5 μ m ce qui assure une bonne résolution d'imagerie pour l'endomicroscope. En contrepartie la nonlinéarité optique de type Kerr du cœur est importante, la dispersion (normale) étant elle aussi très présente. La deuxième gaine collectrice qui entoure le cœur central est caractérisée par une ouverture numérique importante (ON=0,27 @ 400 nm) et une grande surface (Φ =188 μ m), ce qui permet de collecter les signaux multiphotoniques efficacement. La

formation d'une image sur un champ de 250 µm de diamètre avec une résolution transverse submicronique est assurée par un scanner à fibre optique combiné à une micro-optique achromatique placés en position distale à l'extrémité de la fibre dans une sonde biocompatible miniature de diamètre extérieur égal à 2,2 mm (voir Fig. 1) [2].



Fig. 1 : Gauche : la sonde de microendoscopie à balayage. Droite : Fibre double gaine T1628C utilisée pour l'endomicroscopie. Le cœur central sert à propager l'impulsion femtoseconde IR excitatrice, la deuxième gaine, de grand diamètre (188μm), à collecter le maximum de signal en retour.

En amont de la fibre endoscopique, l'instrument est alimenté par un oscillateur femtoseconde au titane-saphir standard ($\Delta\lambda=10~\text{nm}$; $\Delta t=100~\text{fs}$; P=1,5W; $f_r=80~\text{MHz}$). Vient ensuite un module de mise en forme cohérente chargé de précompenser les distorsions linéaires (dispersion chromatique) et non linéaires (nonlinéarité Kerr) dues à la fibre endoscopique. A noter qu'une fibre à cœur creux à dispersion et à nonlinéarité annulées aurait permis de se passer de ce module de précompensation. Par contre ce type de fibre aurait été pénalisé par une taille de cœur importante ($\approx 20~\mu\text{m}$), peu propice à une imagerie à haute résolution. De plus, l'ajout d'une deuxième gaine collectrice autour d'un cœur creux reste problématique ce qui n'est pas le cas de la solution retenue.

Le module de précompensation qui est donc nécessaire ici se compose tout d'abord d'un petit tronçon de fibre standard dont la fonction est d'élargir le spectre du laser ($\Delta\lambda$ ' \approx 60nm) par effet d'automodulation de phase. Cette première opération permet de précompenser la nonlinéarité de la fibre endoscopique qui se traduit dans la configuration [étireur-compresseur] qui est décrite ci-dessous par un effet inhabituel de compression spectrale. Cette compression spectrale conduirait, si elle n'était pas précompensée, à une largeur spectrale finale de l'ordre du nanomètre et par voie de conséquence à une durée réciproque supérieure à la picoseconde, ce qui réduirait de façon rédhibitoire l'efficacité d'excitation multiphotonique des cibles biologiques.

Le module de précompensation comprend en outre un étireur qui a pour fonction de précompenser la dispersion chromatique de la fibre endoscopique. L'étireur disperse temporellement anormalement l'impulsion de façon à ce que cette dernière se comprime temporellement à la sortie de la fibre endoscopique qui joue donc le rôle de compresseur. L'étireur est fait de deux composants dispersifs identiques, des GRISMs, constitués chacun d'un réseau de diffraction accolé à un prisme et disposés en vis-à-vis antiparallèlement. Ce type d'étireur permet de contrôler simultanément les ordres 2 et 3 de dispersion de la fibre endoscopique ce qui assure une compression temporelle optimale en bout de fibre. Cette technique de précompensation linéaire et non linéaire avancée a permis l'obtention à la sortie d'une fibre endoscopique de 5 mètres d'impulsions énergétiques (\approx 1nJ), en limite de Fourier, de durée $\Delta t = 50$ fs plus courte que celle du laser.

Dans la configuration initiale de l'appareil, la longueur d'onde porteuse des impulsions se situait entre 800 nm et 830 nm ce qui a permis d'imager sans marquage les constituants fondamentaux de la matrice extracellulaire que sont l'élastine (par fluorescence à deux photons) et le collagène (par doublage de fréquence) [2]. Par contre un fonctionnement à 760 nm et un fonctionnement à 860 nm, qui sont indispensables pour exciter l'autofluorescence à 2 photons respectivement du NADH et du FAD intracellulaires, se sont avérés impossibles à cause de la bande passante réduite de l'étireur. La raison à cela vient du fait que les GRISMs de l'étireur étaient initialement composés de réseaux gravés métallisés à échelette fonctionnant en réflexion. L'efficacité de diffraction de ces composants était insuffisante (85%) si on considère que le signal frappe 4 fois sur ce type de composant dans l'étireur qui est en double passage. En pratique la transmission globale maximale dépassait difficilement 20% et la bande passante de l'étireur était pour la même raison limitée à quelques dizaines de nanomètre. Afin d'augmenter très

significativement la bande spectrale de l'appareil et de disposer d'une réserve de puissance suffisante, nous nous sommes inspirés de travaux récents de P. Tournois (l'inventeur des GRISMs) portant sur les chaines amplifiées ultralarge bande haute énergie et basés sur l'emploi de GRISMs à réseaux de diffraction holographiques photo-inscrits en silice pure fonctionnant en transmission (IBSEN Photonics)[3].

3. Résultats

Notre nouvel étireur est composé de GRISMs de ce type avec des réseaux optimisés de 1250 traits/mm, présentant une efficacité de diffraction à l'ordre 1 supérieure à 95% à 800 nm et pouvant fonctionner sur une bande spectrale de près de 200 nm. Les prismes des GRISMs sont en SF57 avec revêtement antireflet assurant une transmission supérieure à 95% sur une large plage angulaire et spectrale. Nous avons caractérisé le système pour des impulsions présentant un spectre de largeur à mihauteur $\Delta\lambda=60$ nm en entrée d'étireur. Ce travail de caractérisation a été conduit pour des impulsions de longueur d'onde centrale allant de 760 nm à 860 nm par pas de 10 nm. Dans un premier temps nous avons relevé la transmission de l'étireur utilisé en double passage. Celle-ci est maintenant supérieure à 70% sur toute la plage spectrale. Grace à cela l'énergie disponible pour la microscopie a été triplée par rapport au modèle de GRISM précédent. Dans un second temps nous avons mesuré la durée δt de l'impulsion compressée en bout de fibre endoscopique pour différentes puissances injectées dans la fibre endoscopique (Fig. 2).

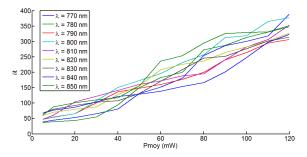


Fig. 2 : Evolution de la durée d'impulsion en sortie de l'endomicroscope en fonction de la longueur d'onde et de la puissance injectée dans la fibre endoscopique.

On constate que pour des puissances faibles on obtient des valeurs inferieures à 50 fs. Cela confirme la compensation optimale des ordres 2 et 3 de dispersion. Cette durée est cependant supérieure à ce que l'on obtenait avec le GRISM en réflexion (\approx 40 fs). Ceci est dû à la dispersion d'ordre 4 plus forte de ces nouveaux réseaux très dispersifs.

Avec ce nouvel étireur, nous sommes parvenus à imager le NADH à 760 nm et le FAD à 860 nm, au sein de culture de cellules HT29. La détection est assurée par 2 photomultiplicateurs (Hamamatsu, H7422-P) séparés par un miroir dichroïque à 495 nm (FF495-DiO3 Semrock). Les autofluorescences du NADH et du FAD sont respectivement détecté au travers de filtres FF02-460/80 et FF02-538/40 (Semrock). Ces résultats inédits démontrent que nous sommes maintenant capables d'exciter efficacement ces fluorophores intrinsèques fondamentaux et ainsi de passer à une imagerie métabolique par voie endoscopique.

RÉFÉRENCES

- [1] D. R. Rivera, C. M. Brown, D. G. Ouzounov, I. Pavlova, D. Kobat, W. W. Webb, and C. Xu, "Compact and flexible raster scanning multiphoton endoscope capable of imaging unstained tissue.," *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, vol. 108, no. 43, pp. 17598–603, Oct. 2011.
- [2] G. Ducourthial, P. Leclerc, T. Mansuryan, M. Fabert, J. Brevier, R. Habert, F. Braud, R. Batrin, C. Vever-Bizet, G. Bourg-Heckly, L. Thiberville, A. Druilhe, A. Kudlinski, and F. Louradour, "Development of a real-time flexible multiphoton microendoscope for label-free imaging in a live animal.," *Sci. Rep.*, vol. 5, p. 18303, 2015.
- [3] N. Forget, V. Crozatier, and P. Tournois, "Transmission Bragg-grating grisms for pulse compression," *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 109, no. 1, pp. 121–125, 2012.

Nous remercions Mr Alexandre Kudlinski (PhLAM, UMR CNRS 8523) pour l'apport de la fibre endoscopique. De même nous remercions Mr Alexis Desmoulière (Université de Limoges, EA 4685) pour nous avoir fournis les cellules HT29.