

# IMAGERIE DE TEMPS DE VIE DE FLUORESCENCE PAR ENDOMICROSCOPIE NONLINEAIRE

Charles-Henri Hage<sup>1</sup>, Pierre Leclerc<sup>1</sup>, Corentin Le Nézet<sup>2</sup>, Marc Fabert<sup>1</sup>, Julien Brevier<sup>1</sup>, Rémi Habert<sup>2</sup>, Flavie Braud<sup>2</sup>, Alexandre Kudlinski<sup>2</sup>, Laurent Héliot<sup>2</sup>, Frédéric. Louradour<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut Xlim, UMR CNRS 7252, Université de Limoges, 87 060 Limoges, France

<sup>2</sup> Laboratoire PhLAM, UMR CNRS 8523, Université de Lille 1, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

[charles-henri.hage@unilim.fr](mailto:charles-henri.hage@unilim.fr)

## RÉSUMÉ

L'imagerie du temps de vie de fluorescence (« FLIM ») en configuration endoscopique de biomarqueurs endogènes présente un haut potentiel pour la délimitation fine de tissus pathologiques. De plus une excitation non-linéaire (par absorption à 2 photons) offre une résolution spatiale intrinsèque et une profondeur d'imagerie améliorée. Nous démontrons une telle configuration présentant des caractéristiques adaptées (longueur de fibre supérieure à 3m, impulsions de l'ordre de 100 fs). L'influence de la fibre sur le signal collecté est étudiée. Le principe est validé par résultats des préliminaires obtenus sur échantillons biologiques (cellules, tissus).

**MOTS-CLEFS :** *temps de vie de fluorescence (FLIM), propagation multimode, endoscopie non-linéaire*

## 1. INTRODUCTION

L'imagerie du temps de vie de fluorescence, ou « Fluorescence Lifetime Imaging Microscopy (FLIM) », est insensible à l'absorption par les tissus biologiques ou les mouvements du spécimen ou du patient, qui cause des artefacts en imagerie classique d'intensité de fluorescence. Elle est donc adaptée à l'imagerie clinique soumise aux mouvements du patient et à la complexité intrinsèque des tissus imagés. De plus sa sensibilité à l'environnement chimique du fluorophore excité permet d'accéder à une information fonctionnelle en plus d'une possible information morphologique. Parmi les sources de fluorescence endogènes, d'intérêt pour une imagerie sans marquage, l'imagerie de métabolites comme le Nicotinamide Adenine Dinucléotide (NADH) permettent de déterminer, au sein d'un tissu, des variations d'activité métabolique typique d'états pathologiques (voir la figure 1) [1]. De plus, une excitation à une longueur d'onde de 760 nm, adaptée à l'absorption à deux photons du NADH, offre une résolution sub-cellulaire et une profondeur d'imagerie de quelques centaines de micromètres tout à fait adaptée, par exemple, à l'étude de structures de type épithélium (exemple : épiderme). Malgré ces atouts, il existe très peu de démonstrations par excitation non-linéaire au travers d'une fibre, et aucune employant une longueur pertinente pour l'imagerie en conditions réelles ( $> \approx 3$ m).

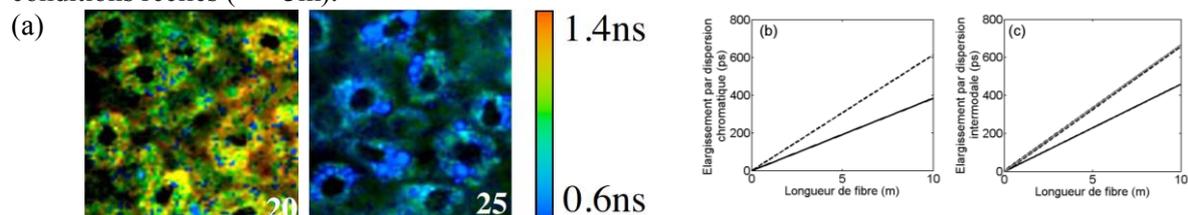


Fig.1: (a) Illustration de l'imagerie de temps de vie de fluorescence : [1] tissu sain (gauche) et pathologique (droite). (b) Impact de la dispersion chromatique sur le temps de vie mesuré pour un signal de 50 (trait plein) et 80 (tirets) nm de largeur autour de 450 nm. (c) Impact de la dispersion intermodale sur le temps de vie mesuré pour une fibre d'ouverture numérique de collection de 0.2 (trait plein noir, longueur d'onde 450 nm) et de 0.24 à 400 (tirets noirs) et 500 nm (trait plein gris).

Nous avons récemment démontré une imagerie non-linéaire d'intensité (seconde harmonique (SHG), fluorescence par excitation à deux photons (TPEF)) en configuration endoscopique et au travers d'une longueur de fibre pertinente (5 m) [2]. Le signal étant collecté par une gaine de silice de grand diamètre ( $\approx 188 \mu\text{m}$ ), il est nécessaire d'étudier l'influence des dispersions chromatique et intermodale, qui peuvent imposer une variabilité dans le temps de vie mesuré de l'ordre du temps de vie de fluorescence lui-même (figure 1 (b) et (c)). Nous étudions l'effet de ces dispersions sur la réponse impulsionnelle de la fibre (ou IRF : Instrument Response Function). Nous montrons des mesures en deçà des estimations ( $< 600 \text{ ps}$ ), même pour des longueurs importantes (jusque 8 m). En milieu cellulaire, le temps de vie mesuré est une somme pondérée des temps court ( $\approx 0.5 \text{ ns}$ ) et long ( $\approx 3 \text{ ns}$ ) des états libre et lié du NADH [3]. La déconvolution des mesures par l'IRF totale du système permettra de distinguer les évolutions de cette pondération et d'isoler des états métaboliques divers (sains, pathologiques). Enfin, nous montrons des premières images sur cellule biologique en configuration de microscopie fibrée et une mesure d'IRF en configuration d'endoscopie, qui permet d'envisager son application possible à des problématiques biologiques plus complexes.

## 2. INFLUENCE DE LA FIBRE SUR LE TEMPS DE VIE COLLECTE

L'IRF de différentes fibres est mesurée, pour la dispersion intermodale, par des impulsions d'environ 100 femtosecondes de différentes longueurs d'onde et pour la dispersion totale (chromatique et intermodale), par un supercontinuum court ( $< 2 \text{ ps}$ ). Ces signaux ultracourts sont générés dans une fibre microstructurée par un laser titane:saphire et doublés dans un cristal non-linéaire afin d'obtenir des longueurs d'onde typiques de fluorescence du NADH (430-530 nm). Le signal collecté en sortie de fibre est détecté par un photomultiplicateur et son temps de vie est mesuré par la méthode dite de « TCSPC » (Time Correlated Single Photon Counting, système « PicoHARP », Picoquant). La référence temporelle nécessaire à la mesure est fournie par le laser.

Tab.1: Estimation des réponses impulsionnelles des fibres et validation sur fluorophore de référence.

Longueur	4	8.15	6
Ouverture numérique de collection	0.24	0.24	0.2
Réponse à la dispersion intermodale @ 430 nm - calc. / mes. (ps)	266 / 210 $\pm$ 6	546 / 294 $\pm$ 2	276 / 280 $\pm$ 2
Réponse à la dispersion totale calc. / mes. (ps)	510 / 275 $\pm$ 8	1100 / -	650 / 258 $\pm$ 9
$\tau_m$ coumarine, après déconvolution par l'IRF du système (ns) Air libre / fibre	1.88 $\pm$ 0.01 / 1.81 $\pm$ 0.06	1.99 $\pm$ 0.01 / 1.91 $\pm$ 0.01	1.99 $\pm$ 0.01 / 1.86 $\pm$ 0.02

La déconvolution de l'IRF totale (fibre + détecteur + TCSPC) par l'IRF du système de mesure (détecteur + TCSPC) montre une influence de la fibre en deçà des valeurs attendues (voir le tableau 1), due à une sur-évaluation de la dispersion intermodale ou encore à un supercontinuum chahuté. Cependant cette réponse ( $\approx < 300 \text{ ps}$ ) reste faible et permet notamment de résoudre le temps de vie de la molécule de coumarine ( $\approx 1.9 \text{ ns}$ , voir le tableau 1) et de le discerner de l'IRF totale du système de mesure ( $\approx 400 \text{ ps}$ ). Notamment, ces résultats permettent d'envisager de distinguer, après déconvolution, des évolutions de ce temps de vie typiques d'états métaboliques cellulaires, qui seront de quelques centaines de picosecondes autour de 2 ns.

## 3. PREMIERES VALIDATIONS EN IMAGERIE

Une première démonstration en imagerie est effectuée en configuration dite de microscopie fibrée. Le cœur de la fibre étant en silice pure, une mise en forme temporelle initiale des impulsions excitatrices permet de compenser la dispersion chromatique et l'effet non-linéaire de compression

spectrale afin d'obtenir des impulsions d'environ 100 fs en sortie de fibre [2]. Ces impulsions sont injectées dans la tête du microscope composée d'une paire de miroirs galvanométriques et d'un objectif de microscope. Le signal de fluorescence est collecté par la gaine de la fibre et est détecté par un photomultiplicateur dans la gamme [400:450nm] qui permet de détecter un signal provenant majoritairement du NADH. Un système de mesure de temps de vie dédié (MCS6A, Fast ComTEC) est utilisé.

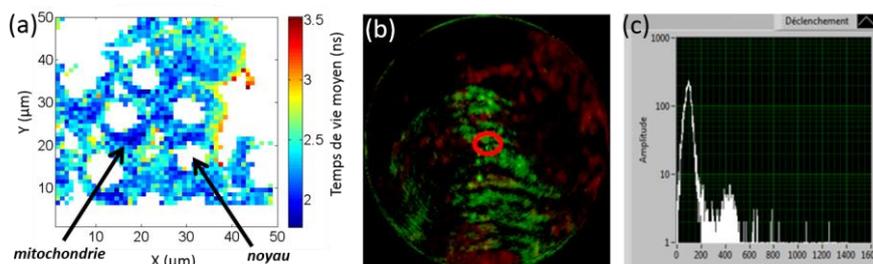


Fig. 2: (a) Image FLIM obtenue à partir d'une configuration de microscopie fibrée de cellules de cancer colorectal (HT29), obtenue par binning d'une image de 200x200 px. Champ : 50x50  $\mu\text{m}$ . (b) Image intensimétrique de SHG (vert, collagène) et de fluorescence (rouge, élastine) de tendon de queue de rat. Le cercle rouge montre le lieu d'une mesure de temps de vie ponctuelle. (c) Mesure d'IRF correspondant au cercle rouge de (b), permise par la réponse instantanée de la SHG. Champ de vue de l'endoscope : 250  $\mu\text{m}$ .

Des premières images sur cellules de cancer colorectal (HT29, figure 2 (a)) permettent de valider notre configuration en constatant des temps de vie typiques du NADH, situé dans les mitochondries préférentiellement autour des noyaux cellulaires (formes circulaires isolées par filtrage sur le niveau de signal obtenu). Un nombre important de photons ( $>100$ ) par pixel est nécessaire pour obtenir une information pertinente. Ainsi cette image est la somme de plusieurs acquisitions. De plus chaque pixel représente la somme des courbes de temps de vie pour un carré initial de 4 pixels de côté (« binning ») ce qui réalise un compromis entre rapidité et résolution (spatiale et temporelle) de l'imagerie de temps de vie tout en permettant une imagerie d'intensité (somme des photons acquis pour chaque pixel) optimale et rapide. Enfin, la figure 3 (c) montre la mesure d'une IRF, au travers d'un endoscope réalisé dans l'équipe, sur un échantillon de tendon de queue de rat (fig. 3(b)). Cette IRF d'environ 400 ps, de l'ordre des IRF mesurées, valide nos mesures en configuration réelle et la possibilité d'une configuration endoscopique.

## CONCLUSION

Nous avons démontré la mise en place des étapes nécessaires à une imagerie de temps de vie de fluorescence par excitation à deux photons et en configuration endoscopique pour des fibres de 3 à 5 mètres. Notamment, les mesures de réponse impulsionnelle de la fibre (ou IRF) montrent une réponse limitée ( $<300$  ps) pour des longueurs de fibre importantes (jusque 8 mètres) et permettant de discerner différents temps de vie. Différentes configurations d'imagerie sont finalement validées.

## REFERENCES

- [1] M. C. Skala, K. M. Riching, A. Gendron-Fitzpatrick, J. Eickhoff, K. W. Eliceiri, J. G. White, and N. Ramanujam, "In vivo multiphoton microscopy of {NADH} and {FAD} redox states, fluorescence lifetimes, and cellular morphology in precancerous epithelia," *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 104, no. 49, pp. 19494–19499, 2007.
- [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] Q. Yu and A. A. Heikal, "Two-photon autofluorescence dynamics imaging reveals sensitivity of intracellular NADH concentration and conformation to cell physiology at the single-cell level," *J. Photochem. Photobiol. B Biol.*, vol. 95, no. 1, pp. 46–57, 2009.

# STABILISATION D'UN PEIGNE DE FREQUENCE PAR INJECTION OPTIQUE ET ETUDE DU TRANSFERT DE STABILITE

**Amine Chaouche Ramdane, Vincent Roncin et Frédéric Du-Burck**

*Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité,  
99 av. J.B. Clément, 93430 Villetaneuse, France*

[amine.chaouche-ramdane@univ-paris13.fr](mailto:amine.chaouche-ramdane@univ-paris13.fr)

## RÉSUMÉ

Nous présentons nos premiers résultats sur la stabilisation du peigne de fréquences généré par un laser Fabry-Perot auto-impulsionnel à semi-conducteur à base de bâtonnets quantiques en réalisant le verrouillage par injection optique avec un laser monomode stabilisé en fréquence. Une importante réduction de la largeur des modes du peigne de fréquences est alors observée. Une stabilité meilleure que  $8 \times 10^{-12}$  en valeur relative jusqu'à 30 s est mesurée, donnant à ce dispositif compact et transportable un grand intérêt pour le domaine de la métrologie des fréquences.

**MOTS-CLEFS :** *stabilisation laser, laser auto-impulsionnel à semi-conducteur, peigne de fréquence, verrouillage par injection optique.*

## 1. INTRODUCTION

Nous présentons les premiers résultats sur la stabilisation en fréquence par injection optique d'un laser auto-impulsionnel à semi-conducteur. Ce type de laser émet spontanément un peigne de fréquences s'étendant sur plusieurs nanomètres lorsqu'il est alimenté par un courant continu, et peut générer des impulsions courtes (picoseconde) avec une fréquence de répétition supérieure au gigahertz. Notre source est un laser Fabry-Perot à base de bâtonnets quantiques émettant à  $1.55 \mu\text{m}$  avec un taux de répétition de 10.1 GHz [1,2]. La largeur des modes optiques est de 50 MHz. En réalisant l'injection optique d'un mode du laser auto-impulsionnel avec un laser accordable monofréquence à cavité étendue (ECLD), nous avons pu réduire la largeur du mode injecté à celle du laser d'injection. Notre banc expérimental basé sur deux cavités optiques verrouillées sur une référence de fréquence optique commune permet à la fois la stabilisation de la fréquence du laser d'injection et la mesure du transfert de stabilité du laser d'injection vers le peigne injecté. Nous avons montré que la stabilité du laser d'injection est transmise à l'ensemble des modes du peigne de fréquences.

## 2. L'INJECTION OPTIQUE DU PEIGNE DE FREQUENCE

La figure 1(a) montre le spectre optique du peigne de fréquences en régime d'auto-pulsation. On observe un spectre relativement plat dans une bande de 12 nm correspondant à 150 modes, les modes étant espacés de 10.1 GHz. La puissance optique en sortie du laser est de 3 dBm, ce qui correspond à une puissance de -19 dBm pour chaque mode. Nous avons réalisé le verrouillage par injection optique avec un laser accordable à cavité étendue commerciale (TUNICS-OM, Photonetics) alimenté par une source de courant bas bruit (LaserLabs). La largeur de raie des lasers accordables est de 50 kHz. La puissance optique injectée à l'entrée du laser auto-impulsionnel est de -10 dBm, la longueur d'onde d'injection est 1547.64 nm. On observe que le spectre présente une forte distorsion autour du mode injecté [3,4].

La largeur de raie du mode injecté du laser auto-impulsionnel est mesurée par battement hétérodyne entre le mode étudié et un deuxième laser accordable à cavité étendue utilisé comme laser d'analyse et de même largeur spectrale que le premier. L'accordabilité de nos lasers à cavité étendue

nous permet de réaliser l'injection et de procéder à la caractérisation dans toute la bande des fréquences du peigne. Pour cette caractérisation tous les lasers sont stabilisés en fréquence au moyen du dispositif décrit dans le paragraphe suivant. Les battements des différents modes obtenus sont représentés sur la figure 1(b). Les bandes latérales qu'on aperçoit dans le spectre résultent de la modulation de fréquence à 1.1 MHz du laser auto-impulsionnel nécessaire à sa stabilisation sur le long terme.

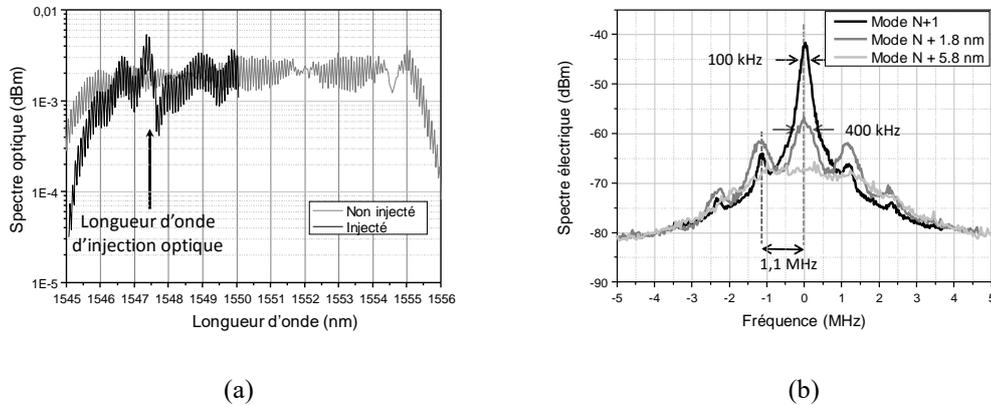


Figure 1 : Impact de l'injection optique sur le peigne de fréquences. (a) Spectre injecté (en noir) et non injecté (en gris) ; (b) Largeur de différents modes du peigne de fréquences avec injection optique.

Pour le mode voisin du mode injecté, on mesure une largeur de raie de 100 kHz à -3dB. On en déduit que la largeur du mode injecté est de 50 kHz, correspondant à la largeur du laser d'injection. On observe par ailleurs que cette réduction de la largeur des modes est transmise à tous le peigne, avec cependant une réduction moins importante pour les modes éloignés du mode injecté : pour les modes situés à 1.8 nm et 5.8 nm, les largeurs sont respectivement de 400 kHz et 2 MHz.

### 3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET RESULTATS

Le principe de l'expérience d'injection optique et de caractérisation du laser auto-impulsionnel est donné en figure 2(a). Une grille métrologique est réalisée au moyen de deux cavités optiques (une cavité confocale et une cavité à fibre). Un mode de chaque cavité est verrouillé optoélectroniquement sur un signal de référence à 1542.12 nm (référence optique) qui est transmis de l'observatoire de Paris (SYRTE) à notre laboratoire via une fibre optique [5], ce qui garantit une stabilité en fréquence meilleure que  $10^{-13}$  pour un temps d'intégration d'une seconde. La première cavité est une cavité commerciale de type Fabry-Perot de finesse 300 et d'intervalle spectral libre 1.5 GHz [6]. La deuxième est une cavité en anneau à fibre d'intervalle spectral libre 16 MHz et de largeur de mode 800 kHz (finesse 20) [7]. Les lasers d'injection et d'analyse sont verrouillés en fréquence sur deux modes de la cavité à fibre. L'injection optique est assistée par la stabilisation sur le long terme du mode injecté sur un mode de la cavité confocale de manière à corriger les dérives lentes du peigne de fréquence (quelques MHz/s). Cette architecture permet de transférer à l'ensemble des lasers la stabilité de la référence optique.

L'écart-type d'Allan du battement entre le laser d'analyse et le mode voisin du mode injecté du peigne de fréquence est présenté en figure 2(b). On a aussi dessiné en figure 2(b) l'écart type d'Allan correspondant au battement entre le laser d'injection et le laser d'analyse (verrouillé sur un mode de la cavité à fibre proche du laser d'injection). On observe la stabilisation en fréquence du mode étudié. Aux temps courts (inférieur à 1s), sa stabilité recopie celle du laser d'injection. Aux temps longs on observe une dégradation de la stabilité qui reste toutefois meilleurs que le kHz entre 0.1 et 30 s.

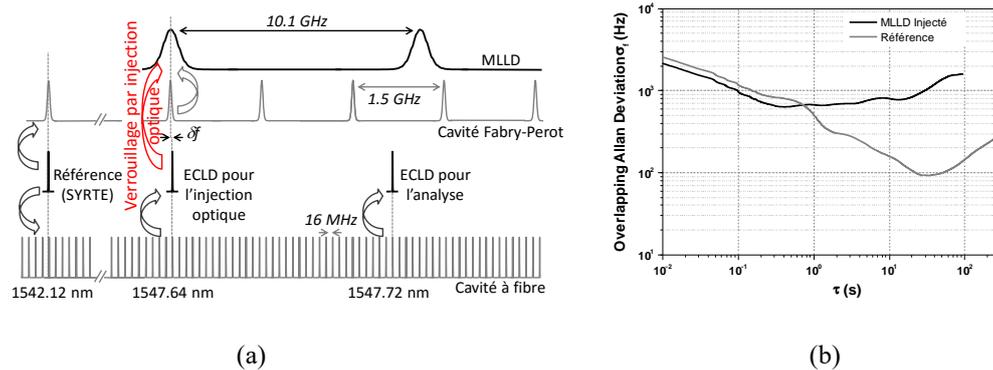


Figure 2 : Injection optique du laser auto-impulsionnel. (a) Principe de l'expérience ; (b) Stabilité du mode voisin du mode injecté : la courbe en noir est l'écart-type d'Allan du battement entre un mode du peigne injecté et le laser d'analyse, la courbe en gris est l'écart-type d'Allan du battement entre le laser d'analyse et le laser d'injection.

#### 4. CONCLUSION

Nous avons présenté les résultats préliminaires de la stabilisation en fréquence d'un laser auto-impulsionnel par injection optique de l'un de ses modes, assistée par un asservissement optoélectronique. Au voisinage du mode injecté, le peigne de fréquence recopie les propriétés de stabilité et de pureté spectrale du laser d'injection. La réduction de la largeur des modes a été vérifiée pour l'ensemble des modes du peigne, bien que moins marquée pour les modes éloignés du mode injecté.

#### REFERENCES

- [1] J. Renaudier et al., "45 GHz self-pulsation with narrow linewidth in quantum dot Fabry-Perot semiconductor lasers at 1.5  $\mu\text{m}$ ", *Electron. Lett.* 41 (18), 1007-1008 (2005).
- [2] E. Soodi et al., "Optical frequency comb generation using dual-mode injection-locking of quantum-dash mode-locked lasers: Properties and applications", *IEEE J. Quantum Electron.* 48(10), 1327-1338 (2012).
- [3] C. Henry et al., "Locking range and stability of injection locked 1.54  $\mu\text{m}$  InGaAsP semiconductor lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, 21 (8), 1152-1156 (1985).
- [4] P. Delfyett et al., "Hot-carrier thermalization induced self-phase modulation in semiconductor traveling wave amplifiers", *App. Phys. Lett.*, 59 (1), 10-12 (1991).
- [5] H. Jiang et al., "Longdistance frequency transfer over an urban fiber link using optical phase stabilization", *J. Opt. Soc. Am. B* 25 (12), 2029-2035 (2008).
- [6] A. Chaouche Ramdane et al., "Stability transfer at 1.5  $\mu\text{m}$  for metrological applications using a commercial optical cavity", *App. Opt.*, 56 (1), 8-14 (2017).
- [7] P. Grüning et al., "Frequency Stability Transfer demonstration at 1.55  $\mu\text{m}$  over 80 nm with an all-Fibered Ring Cavity" to be published.

# IMAGERIE MULTIPHOTONIQUE DE TISSUS MUSCULAIRES PAR SOURCE ULTRALARGE SPECTRE

Claire Lefort<sup>\*,1</sup>, Rodney P. O' Connor<sup>1</sup>, Sylvia M. Bardet<sup>1</sup>, Véronique Blanquet<sup>2</sup>, Laetitia Magnol<sup>2</sup>, Fabienne Baraige<sup>2</sup>, Hideaki Kano<sup>3</sup>, Vincent Tombelaine<sup>4</sup>, Philippe Lévêque<sup>1</sup>, Vincent Couderc<sup>1</sup>, Philippe Leproux<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut Xlim, UMR CNRS 7252, Université de Limoges, 87 060 Limoges, France

<sup>2</sup> UGMA, UMR INRA 1061, Université de Limoges, 87 000 Limoges, France

<sup>3</sup> Institute of Applied Physics, University of Tsukuba, 1-1-1 Tennodai, Tsukuba, Ibaraki, 305-8573, Japan

<sup>4</sup> LEUKOS Innovative Optical Systems, 37 rue Henri Giffard, Z.I. Nord, 87280 Limoges, France

[claire.lefort@xlim.fr](mailto:claire.lefort@xlim.fr)

## RÉSUMÉ

Nous montrons l'intérêt des sources pulsées nanosecondes à très large spectre dites « supercontinuum » (nsSC) pour l'imagerie multiphotonique des structures biologiques de muscles à l'échelle du micron. Grâce à leur spectre très large, plusieurs substances biologiques constituant les tissus biologiques peuvent être imagés simultanément, notamment les substances fluorescentes endogènes ou bien celles marquées avec des fluorophores exogènes ou encore celles à structure sujette à la génération d'harmoniques. Ainsi, quels que soient les spectres d'absorption biphotoniques mis en jeu et leur étalement spectral, leur imagerie simultanée est possible. D'autre part, l'intérêt de ces sources nsSC pour la microscopie multiphotonique réside aussi dans leur coût beaucoup plus faible que celui des sources titane-saphir usuellement mises en œuvre.

**MOTS-CLEFS :** *imagerie multiphotonique ; tissu musculaire ; source ultralarge spectre; multimodalité*

## 1. INTRODUCTION

La microscopie multiphotonique (MMP) est une technique de plus en plus utilisée dans les laboratoires de biologie qui ont recours à une analyse *in vitro* ou *in vivo* d'échantillons, à l'échelle du micron [1]. Les différents processus non linéaires utilisés, telle que la fluorescence à deux photons (two-photon fluorescence en anglais, 2PF) ou la génération de seconde harmonique (second harmonic generation, SHG) remplace peu à peu les techniques plus standard de microscopie de fluorescence linéaire. La MMP présente de nombreux avantages tels que l'imagerie en profondeur, la limitation du photoblanchiment, l'amélioration du rapport signal sur bruit ...

Aujourd'hui, la source laser d'excitation utilisée en routine en MMP est un laser titane saphir (Ti : Sa). Il présente de nombreuses caractéristiques compatibles avec la MMP : longueur d'onde dans le proche infrarouge (700 – 1000 nm), taux de répétition de l'ordre d'une centaine de MHz, largeur spectrale de 10 nm accordable, puissance moyenne de quelques watts. Mais cette technologie complexe est particulièrement chère (~100 k€) et son spectre de 10 nm ne laisse pas beaucoup de latitude quant au nombre de substances que l'on peut imager, en particulier celles susceptibles de générer des phénomènes de fluorescence multiphotonique.

Dans ce contexte, l'intérêt et l'utilisation de sources à spectre ultralarge a commencé à apparaître depuis une dizaine d'années pour la MMP [2]. Un spectre très large permet l'imagerie de plusieurs substances biologiques constituant les tissus vivants alors visualisables simultanément. Cela concerne notamment les substances fluorescentes endogènes (élastine, flavines, collagène...) ou bien celles marquées avec des fluorophores exogènes ou encore celles présentant une

structuration sujette à la génération d'harmoniques (collagène, myosine...). Mais les méthodes mises en œuvre font appel très souvent à des étapes d'élargissement de spectres issus de sources Ti : Sa injectés dans une fibre optique à cristaux photoniques [3]. Pour que la méthode soit compatible avec l'absorption biphotonique, elle doit être associée à une méthode de compensation de la dispersion chromatique qui élargit temporellement l'impulsion. Cela a permis la démonstration de l'intérêt de ces méthodes à très large spectre, sans résoudre ni le problème du coût ni celui de la complexité du montage expérimental associée.

Depuis 2007, les sources laser à très large spectre, basées sur des technologies lasers alternatives ont été démontrées pour la MMP [4]. Ce sont souvent des sources lasers dont les paramètres physiques sont très différents des sources Ti : Sa : durée d'impulsion plus longues (ps) et/ou taux de répétition plus faible (MHz). Pour autant, les puissances crête délivrées sont compatibles avec l'obtention d'images des cibles biologiques par MMP.

Nous présentons ici l'intérêt des sources pulsées nanoseconde à très large spectre dites « supercontinuum » (nsSC) pour la MMP de structures biologiques à l'échelle du micron reposant sur l'élargissement du spectre d'une diode laser dans une fibre optique [5]. Nous illustrons ces travaux par l'imagerie de structures musculaires de souris dont des échantillons ont été prélevés et fixés sur lame histologique.

## 2. MONTAGE EXPERIMENTAL

La figure 1a présente le montage expérimental réalisé. La source nsSC préalablement filtrée entre 650 et 900 nm a été couplée dans un microscope biphotonique (Bergamo II, Thorlabs Inc.) muni d'un système de balayage laser par miroirs galvanométriques. Deux photomultiplicateurs sont associés avec des filtres de détection et deux dichroïques permettent de séparer le signal d'excitation de celui d'émission d'une part, puis de séparer les diverses contributions spectrales émises par différents constituants de la cible imagée à travers un objectif de microscope (Olympus, 25X, ON=1.00).

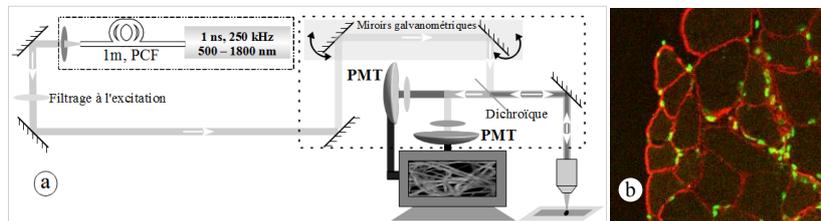


Fig. 1. a. Montage expérimental de MMP par source nsSC. b. Image de  $81 \mu\text{m} \times 81 \mu\text{m}$  de coupe de muscle de souris dont la laminine est marquée avec l'AF 546 et les noyaux sont marqués au DAPI.

Les images ont été réalisées sur un tissu musculaire de souris en coupe fixée sur lame de verre par un procédé d'histologie classique. Sur cet échantillon (Fig. 1b), la laminine a été marquée avec un fluorophore de la gamme des Alexa Fluor® (AF546) en rouge sur la Fig. 1b. Cette protéine est un constituant protéique majeur de la lame basale, son marquage souligne le pourtour des cellules. Le noyau des cellules a été marqué avec une molécule fluorescente qui se lie au noyau des cellules appelé « DAPI », en vert sur la Fig. 1b. Le signal émis par ces deux substances est détecté respectivement entre 604 nm et 678 nm (PMT A) et entre 500 nm et 550 nm (PMT B). Le spectre cumulé d'absorption biphotonique de ces fluorophores couvre la plage comprise entre 650 nm et 1100 nm.

## 3. EXPLOITATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

Une source ultralarge spectre comme la nsSC utilisée ici, et filtrée entre 650 et 900 nm, permet de couvrir toute la gamme d'absorption biphotonique des deux fluorophores exogènes mis en jeu (AF546 et DAPI). Dans ce cas, le spectre d'excitation est optimal à la fois pour le DAPI et pour l'AF546. Cette source, beaucoup moins chère que les sources Ti : Sa standard utilisées en

MMP présente aussi deux différences notables. Son taux de répétition de l'ordre de 250 kHz est beaucoup plus faible que celui des Ti : Sa (~80 MHz) et la distribution énergétique dans le temps est fortement remodelée par les effets non linéaires à l'origine des conversions en longueurs d'onde.

Dans notre expérience, la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre non linéaire est située à 1400 nm. Au-dessus de cette limite, les impulsions subissent une instabilité de modulation donnant naissance à un amas d'impulsions solitoniques. Un autodécallage en longueur d'onde alimente alors le spectre jusqu'à 2.4  $\mu\text{m}$ . Dans la gamme spectrale qui nous intéresse (650 et 900 nm), les longueurs d'onde sont créées par des mélanges paramétriques eux-mêmes influencés par le changement de structure temporelle initié par les différentes conversions non linéaires. L'enveloppe initiale de l'impulsion est alors fortement réduite en durée mais aussi fortement modulée. La puissance crête accessible reste ponctuellement limitée mais est maintenue sur un grand nombre de sous-impulsions ce qui représente une quantité de photons importante rendant possible l'obtention d'une image par processus multiphotonique.

En se basant sur les travaux de Chris Xu parus en 1996 [6], il est possible de définir un « facteur de mérite »  $F$  pour les sources dédiées à l'imagerie multiphotonique. L'équation 1 (Eq 1) relate le score des systèmes sous excitation multiphotonique, qui englobent tous les éléments de la chaîne (fluorophore, objectif de microscope, source) et prend en considération le profil temporel de l'impulsion  $\xi \sim 0,6$  [6] :

$$S \approx k \frac{\xi}{f\tau} P_0^2 \approx kF . \quad (1)$$

Le facteur de mérite d'une source Ti : Sa (1 W, 80 MHz, 150 fs) est alors de 50 000 u.a. tandis que celui de notre source nsSC (0,4 ns, 250 kHz, 100 mW) est de l'ordre de 60 u.a.

### CONCLUSION

Les sources à spectre ultralarge commencent à devenir incontournables en microscopie multiphotonique même si elles souffrent encore beaucoup de leurs caractéristiques spectro temporelles chahutées ne permettant pas de connaître parfaitement leur puissance crête instantanée. Le travail présenté ici montre une illustration de l'utilisation de ces sources en microscopie multiphotonique, mettant en œuvre des échantillons biologiques de tissus musculaires marqués.

### RÉFÉRENCES

- [1] T. Vo-Dinh "Biomedical Photonics Handbook," CRC Press, 2003.
- [2] J. A. Palero, V. O. Boer, J. C. Vijverberg, and H. C. Gerritsen, "Short-wavelength two-photon excitation fluorescence microscopy of tryptophan with a photonic crystal fiber based light source," Opt. Exp. 13, 14, 2005.
- [3] B. von Vacano, T. Buckup, M. Motzkus, In situ broadband pulse compression for multiphoton microscopy using a shaper-assisted collinear SPIDER, Optics Letters, 31, 1154 – 1156, 2006.
- [4] Masanari Okuno and Hideaki Kano, Philippe Leproux and Vincent Couderc H. Hamaguchi; « Ultrabroadband (>2000  $\text{cm}^{-1}$ ) Multiplex Coherent Anti-Stokes Raman Scattering Spectroscopy Using a Sub-Nanosecond Supercontinuum Light Source"; Optics Letters, vol. 32, n° 20, p. 3050-3052 (2007).
- [5] C. Lefort, R. P. O'Connor, V. Blanquet, L. Magnol, H. Kano, V. Tombelaine, P. Lévêque, V. Couderc, P. Leproux, Multicolor multiphoton microscopy based on a nanosecond supercontinuum laser source, Journal of Biophotonics, 9, 709 – 714, 2016.
- [6] C. Xu, W. Zipfel, J. B. Shear, R. M. Williams, W. W. Webb, Multiphoton fluorescence excitation : new spectral windows for biological nonlinear microscopy. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 93, 10763–10768, 1996.

# CARACTÉRISATION DE FIBRES OPTIQUES SOUS IRRADIATION GAMMA : INFLUENCE DU THULIUM, DE L'ALUMINIUM, DU LANTHANE ET DU CERIUM.

G. Beauvois<sup>1</sup>, M. Caussanel<sup>1</sup>, J.-F. Lupi<sup>2</sup>, M. Ude<sup>2</sup>, S. Trzesien<sup>2</sup>, B. Dussardier<sup>2</sup>, H. Duval<sup>1</sup>, S. Grieu<sup>1</sup>, W. Blanc<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Promes, CNRS, UPR 8521, 66100 Perpignan, France

<sup>2</sup> Université Côte d'Azur, CNRS, INΦNI, UMR 7010, Parc Valrose, 06108 Nice, Cedex 2, France

gwendal.beauvois@promes.cnrs.fr

## RÉSUMÉ

Ces travaux font partie intégrante du projet DROÏD qui vise au développement d'un dosimètre réparti à fibre optique. Il est donc nécessaire de développer une fibre très sensible aux radiations gamma. Pour cela, il est primordial de connaître l'influence des différents dopants sur l'atténuation radio-induite de la fibre (ARI). Ces travaux présentent une étude quantitative des effets du thulium, du lanthane, du cérium et de l'aluminium sur l'ARI.

**MOTS-CLEFS :** *fibre optique ; atténuation radio-induite ; thulium ; lanthane.*

## 1. INTRODUCTION

Les fibres optiques sont de plus en plus utilisées dans les environnements hostiles tels que le nucléaire ou le spatial. Les rayonnements ionisants provenant de ces milieux induisent une augmentation de l'atténuation radio-induite de la fibre (ARI). Pour certaines applications telles que l'amplification optique, cette atténuation peut poser problème. De nombreuses études cherchent donc à renforcer les fibres contre ce phénomène en les dopant par exemple avec de l'hydrogène [1]. Au contraire, dans d'autres applications telle que la dosimétrie à fibre optique [2], l'ARI devient un mesurande. On cherche ainsi à développer des fibres à haute sensibilité. Le projet DROÏD [3] a pour but de développer un dosimètre réparti se basant sur l'ARI mesurée par réflectométrie optique. Un dosimètre de ce type a été conçu au *Fraunhofer Institute* [4] en 2004. Ce dernier se base sur une fibre dopée phosphore qui présente une ARI de  $0.3 \text{ dB Gy}^{-1} \text{ m}^{-1}$ . Les travaux discutés ici ont pour but d'étudier l'effet du cérium, du thulium, de l'aluminium et du lanthane sur l'ARI pour pouvoir fabriquer une fibre hautement sensible aux radiations.

## 2. ÉCHANTILLONS

Les fibres optiques de diamètre extérieur  $125 \mu\text{m}$ , de diamètre de cœur  $8\text{--}10 \mu\text{m}$  ont été étirées de préformes à base de silice préparées par MCVD (*modified chemical vapor deposition*) et dopées par la méthode dite d'imprégnation. Tous les échantillons de cette étude contiennent du thulium (Tm) et de l'aluminium (Al). Certains ont été codopés avec du cérium (Ce) ou du lanthane (La). Aucun autre additif n'a été introduit. La composition de certaines fibres a été mesurée par EPMA (micro analyse par sonde électronique effectuée au Camparis, Paris), qui a servi de référence pour les mesures complémentaires par EDX (spectroscopie à rayons X à dispersion d'énergie effectuée au CRHEA, Valbonne), et par mesure d'atténuation spectrale (Tm). Les compositions détaillées des séries d'échantillons seront rapportées lors de la conférence.

## 3. BANC DE MESURE DE L'ARI

La figure 1 présente le banc expérimental utilisé pour mesurer l'ARI. La lumière blanche d'une source halogène est filtrée par un monochromateur pouvant sélectionner les longueurs d'onde de  $400$  à  $1500 \text{ nm}$  avec une précision d'environ  $1 \text{ nm}$ . Une partie de cette lumière filtrée est dirigée vers une photodiode de référence et l'autre partie est injectée dans la fibre à caractériser et est mesurée par une photodiode dite d'atténuation. L'ARI, définie comme dans l'équation 1 (avec  $L_f$  la longueur de la fibre

en m et  $D_r$  la dose reçue en Gy), est un double rapport de tensions entre les tensions d'atténuation et de référence à l'instant t par rapport à l'instant initial (avant irradiation). Ce rapport nous permet d'obtenir une mesure relative et ne dépend donc pas des différentes fluctuations de puissance lumineuse que l'on peut rencontrer avec une source halogène.

$$ARI = -10 \cdot \log \left( \frac{\left( \frac{PD_{att_t}}{PD_{ref_t}} \right)}{\left( \frac{PD_{att_0}}{PD_{ref_0}} \right)} \right) \cdot \frac{1}{(L_f) \cdot (D_r)} \quad (1)$$

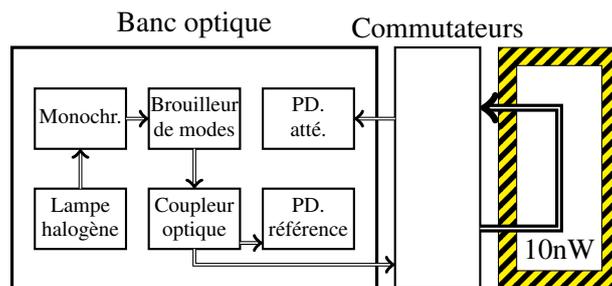


FIGURE 1 : Banc optique de mesure de l'ARI. Les commutateurs optiques permettent de mesurer successivement jusqu'à cinq fibres à la fois. Le coupleur permet d'optimiser la puissance lumineuse dans le bras de mesure (double flèche épaisse). La mesure de l'ARI se fait en transmission.

#### 4. PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL

Les échantillons de fibre de longueur environ 10 m ont été enroulés en bobines décontraintes de 9 cm de diamètre. Elles ont toutes été irradiées par une source gamma au laboratoire de l'ONERA à Toulouse. Les irradiations ont duré 1 h sous un débit de dose de  $10 \text{ Gy h}^{-1}$ . Seules les mesures effectuées à 850 nm sont présentées ici, car c'est la longueur d'onde retenue pour l'utilisation du dosimètre final. Une ligne de référence (sans fibre sous test) permet de prendre en compte l'ARI des différentes lignes optiques optiques. De plus, la puissance lumineuse injectée dans les fibres sous test est inférieure à 10 nW, ce qui permet de négliger le phénomène d'effet de sonde (photo-blanchiment).

#### 5. RÉSULTATS

Les graphiques de la figure 2 rapportent les différentes ARI mesurées pour toutes nos fibres en fonction de leurs différents dopants. Les concentrations des dopants étant différentes dans l'ensemble de nos fibres, cette étude se concentre sur les dopants séparément en négligeant les effets de couplages qui pourraient influencer sur l'ARI.

#### 6. DISCUSSION

Les fibres étudiées ont une très grande sensibilité encore jamais mesurée, jusqu'à  $0.38 \text{ dB Gy}^{-1} \text{ m}^{-1}$  pour la fibre la plus fortement dopées au lanthane. Cette sensibilité est deux cents fois supérieure à celle des fibres commerciales. Les graphiques de la figure 2 représentent les dépendances de l'ARI en fonction de la concentration de chacun des éléments (Ce, La, Tm, Al). Les données montrent une dispersion qui ne permet pas d'attribuer la sensibilité à un seul élément, mais certaines tendances semblent apparaître (même si d'autres paramètres doivent être pris en compte pour une analyse plus fine). Ainsi, le dopage Ce ou La semble augmenter la sensibilité, contrairement au Tm qui ne semble pas influencer sur la sensibilité de la fibre, alors que le photo-noircissement est habituellement important dans ces fibres [5].

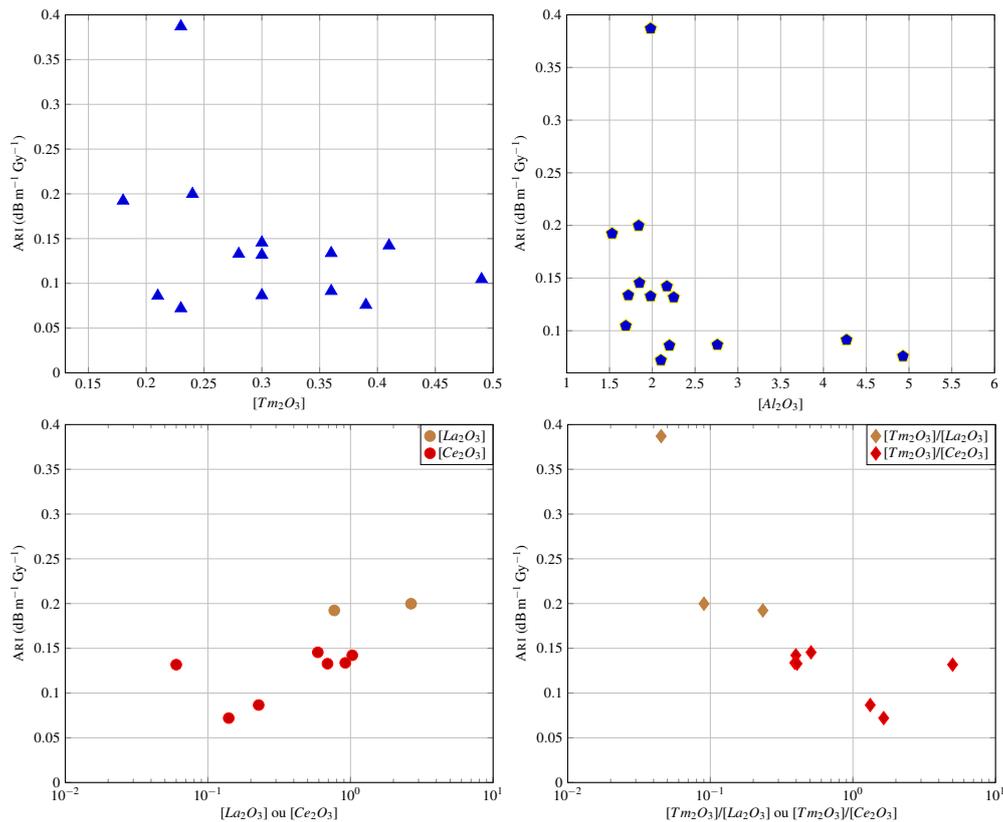


FIGURE 2 : ARI en fonction des différents dopants. Toutes les mesures présentées ont été effectuées à 850 nm. Les concentrations des dopants sont données en % d'oxyde injecté dans la préforme.

## CONCLUSION

Quatorze fibres contenant du La, Ce, Al ou Tm ont été fabriquées par MCVD et caractérisées sous irradiation gamma. Les terres rares « non optiquement actives » (Ce, La) sont les seules à avoir une influence sur la sensibilité des fibres. L'aluminium quant à lui, même s'il ne dégage pas de réelle tendance, semble diminuer l'ARI pour de très fortes concentrations. Certaines pistes, telles que les effets de couplages ou les équilibres des différents niveaux d'ionisation des dopants permettraient de mieux comprendre l'évolution de l'ARI dans les fibres optiques.

## RÉFÉRENCES

- [1] B. Brichard, A. L. Tomashuk, V. A. Bogatyryov, A. F. Fernandez, S. N. Klyamkin, S. Girard, F. Berghmans, « Fibre-optic gamma-flux monitoring in a fission reactor by means of Cerenkov radiation », *Non-Crystalline solids*, vol. 353, nb. 5-7, pp. 466-472 (2007).
- [2] M. Benabdesselam, F. Mady, S. Girard, Y. Mebrouk, J. B. Duchez, M. Gaillardin, P. Paillet, « Performance of Ge-Doped Optical Fiber as a Thermoluminescent Dosimeter », *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 60, nb. 6, pp. 4251-4256 (2013).
- [3] G. Beauvois, M. Caussanel, J.-F. Lupi, M. Ude, S. Trzesien, B. Dussardier, H. Duval, S. Grieu, « Presentation and preliminary results of DROÏD project : development of a distributed optical fibre dosimeter », *11<sup>th</sup> International Symposium on SiO<sub>2</sub>, Advanced Dielectrics and Related Devices* (2016).
- [4] H. Henschel, M. Körfer, J. Kuhnenn, U. Weinand, F. Wilf, « Fibre optic radiation sensor systems for particle accelerators », *Nuclear instruments and methods in physics research A*, vol. 526, pp. 537-550 (2004).
- [5] J.-F. Lupi, M. Vermillac, W. Blanc, F. Mady, M. Benabdesselam, B. Dussardier, D. Neuville, « Steady photo-darkening of thulium alumino-silicate fibers pumped at 1.07  $\mu\text{m}$  : Quantitative effect of lanthanum, cerium and thulium », *Opt. Lett.* 41, 2771-2774 (2016).

# OBSERVATION D'UN NOUVEAU TYPE DE TRANSPARENCES SUB-DOPPLER AU SEIN D'UNE FIBRE CREUSE KAGOME REMPLIE DE RB

Ximeng Zheng<sup>1</sup>, Benoît Debord<sup>1</sup>, Frédéric Gérôme<sup>1</sup>, Fetah Benabid<sup>1</sup>

<sup>1</sup> GPPMM groupe, Institut de recherche XLIM, CNRS UMR 7252, Université de Limoges, 87060 Limoges, France  
[f.benabid@xlim.fr](mailto:f.benabid@xlim.fr)

## RÉSUMÉ

Nous reportons l'observation de transparences sub-Doppler dans du Rb confiné au sein de fibres creuses générées par un faisceau laser unique.

**MOTS-CLEFS :** *Fibre creuse ; Optique atomique ; Interaction de laser-matière*

## 1. INTRODUCTION

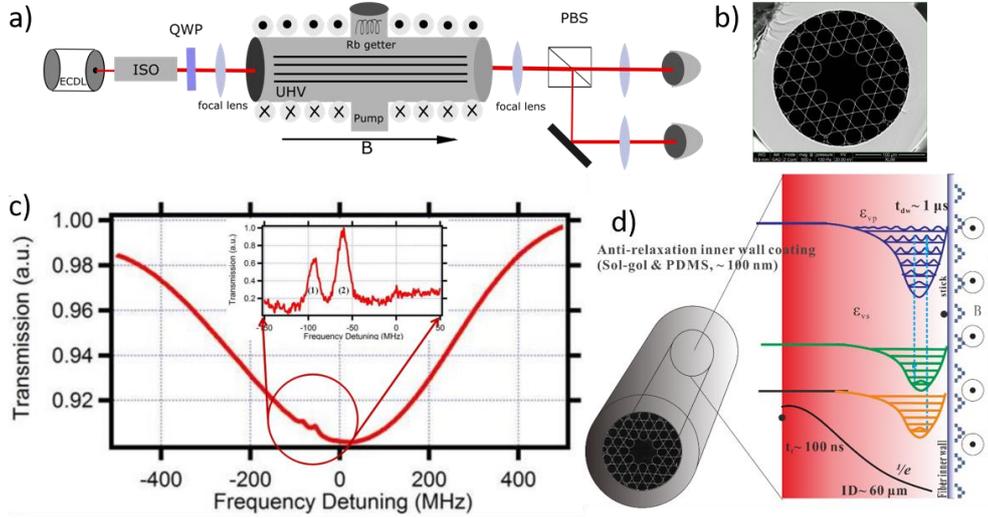
Les fibres à cristal photonique à coeur creux (HC-PCF) remplies d'une vapeur atomique présentent une plate-forme unique et intéressante pour diverses applications comme celles en optique atomique ou pour le domaine des temps et fréquences [1]. La compacité des HC-PCF et l'exacerbation d'interaction laser-matière qu'elle implique, comme illustré dans plusieurs démonstrations [1-3], suscitent un intérêt croissant. Parmi les résultats, on compte la démonstration de la transparence induite électromagnétiquement (EIT) dans la vapeur de Rb confinée dans une HC-PCF [1-3], ou plus récemment la spectroscopie de Rydberg à trois photons dans une HC-PCF remplie de Cs [4] ainsi que la spectroscopie de Sr ultra-froids piégées dans une HC-PCF [5]. Ces résultats obtenus justifient aujourd'hui le potentiel des HC-PCF remplies d'atomes pour un grand nombre d'applications en optique quantique, telles que les portes logiques basées sur le blocage de Rydberg, les sources de photons individuels, l'intrication lumière-atome, ou encore la réalisation d'horloges atomiques miniaturisées. Pour que ces perspectives se réalisent, il est primordial de comprendre les phénomènes physiques dominants de l'interaction atomes-lumière à l'intérieur d'une microstructure diélectrique comme celle des HC-PCF. En effet, le diamètre micrométrique du coeur de la fibre (entre 5 et 100  $\mu\text{m}$ ) implique une augmentation des effets de l'interaction atome-surface tels que les processus physicochimiques, l'adsorption des atomes sur la paroi du coeur de la fibre, les forces de Van der Waals (VW) et les forces du Polder de Casimir. En conséquence, ces effets peuvent entraîner des signatures spectroscopiques fortement différentes de celles trouvées dans les cellules atomiques macroscopiques conventionnelles.

Dans cette communication, nous présentons l'observation expérimentale de transparences spectrales sub-Doppler qui, contrairement aux techniques classiques pour les exciter telles que l'absorption saturée ou l'EIT, sont générées par un seul faisceau laser couplé dans des HC-PCF de type Kagome remplies de Rb. Un modèle théorique suggère que ces résonances proviennent d'un pompage optique entre des états vibrationnels d'atomes faiblement piégés par le potentiel de surface des parois internes du coeur.

## 2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET RESULTATS

Les figures 1(a) et 1(b) montrent respectivement le schéma du dispositif expérimental et l'image au microscope d'une des fibres creuses utilisées. Un faisceau laser avec une polarisation circulaire est émis par une source accordable et couplé dans une HC-PCF Kagome remplie de Rb. Cette dernière est placée dans une chambre à vide et fait partie d'une dizaine de HC-PCF ayant toutes la même longueur de  $\sim 8$  cm mais différent par le diamètre de leur coeur et par la présence ou non d'un revêtement de surface des parois internes du coeur. Enfin, un solénoïde entoure la chambre à vide pour créer un champ magnétique le long de l'axe de la fibre. Le faisceau transmis par la HC-PCF est caractérisé par un polarimètre. La figure 1(c) montre le spectre de transmission d'une HC-PCF remplie de Rb autour de la transition  $|^5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |^5P_{3/2}, F' = 2,3\rangle$  du  $^{85}\text{Rb}$ . Ce spectre se distingue par la présence à l'intérieur de la courbe d'absorption de deux pics de transparence. Ces derniers ne

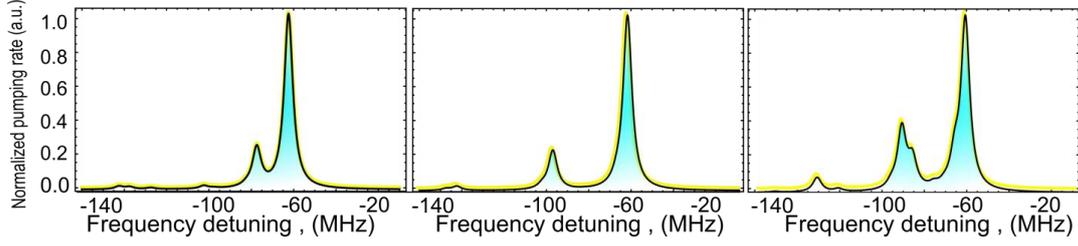
peuvent provenir du phénomène de SAS car la puissance de la lumière qui peut être réfléchiée par diffusion sur les parois du cœur de la fibre ou par effet de bord représente une fraction de la lumière couplée dans la fibre inférieure à 0.001%. De même, la réflexion par un potentiel « clustering » d'atomes Rb localisé dans la fibre [7] a été écartée car l'existence d'un tel cluster aurait affecté le taux de transmission de la fibre, ce qui n'est pas le cas ici.



**Fig. 1.** (a) Schéma du dispositif expérimental. ECDL : laser accordable à cavité étendue, QWP: lame à quart d'onde, PBS : séparatrice de faisceau polarisée. (b) Image au microscope électronique à balayage de la face d'une fibre type Kagomé. (c) Spectre de transmission autour d'une transition d'absorption  $^{85}\text{Rb} |^5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |^5P_{3/2}, F'\rangle$  D2. (d) Illustration schématique des niveaux d'énergie du Rb et sa perturbation par le potentiel de surface du aux parois internes du cœur de la fibre creuse.

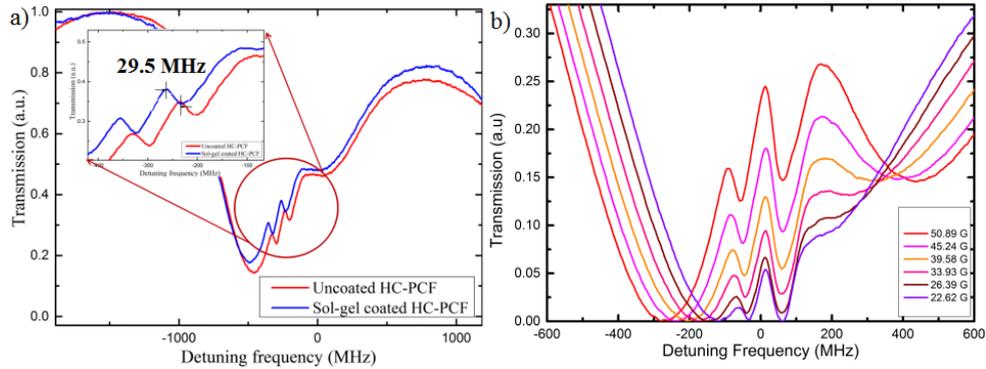
Pour expliquer l'origine de ces transparences, nous rappelons l'effet d'un potentiel d'une surface diélectrique sur un atome due aux forces de Van der Waals (VW). La Fig.1(d) illustre schématiquement les niveaux d'énergie d'atomes de Rb au centre du cœur et de ceux qui sont proches des parois du cœur. La figure montre aussi les temps caractéristiques de transit ( $t_f \sim 100$  ns) qui est dix fois plus petit que celui du passage au voisinage de la surface (dwell time:  $t_{dw} \sim 1$   $\mu$ s). Le temps de passage « surfacique » indique la moyenne de temps que les atomes passent au niveau de la surface. Ces atomes peuvent être piégés par le potentiel de surface, ou potentiel VW, et par conséquent exhibent des états vibrationnels discrets qu'on note  $v_i$ , avec  $i$  qui est l'indice quantique de l'état vibrationnel. Dans cette configuration, un laser résonant avec les transitions  $|^5S_{1/2}F = 3, v_s\rangle \rightarrow |^5P_{3/2}F' = 2, 3, v_p\rangle$  induit un pompage optique vers l'état non-résonant très étroit  $|^5S_{1/2}F = 2\rangle$ . Ce pompage engage les états faiblement liés (c.a.d.  $v_s \gg 1$ ) pour la grande portée de leur fonction d'onde. Cette propriété permet aux atomes dans ces états de subir une forte interaction avec le laser et un taux de relaxation due à la collision atome-surface plus faible comparés aux atomes fortement liés dans le potentiel VW. Par conséquent, l'équilibre entre la relaxation par collision et le pompage optique s'établit par une distribution des atomes où la population dans l'état  $F=3$  diminue à la faveur de celle de l'état non-résonant  $F=2$ , rendant ainsi le milieu transparent pour un laser résonant avec la transition  $|^5S_{1/2}F = 3\rangle \rightarrow |^5P_{3/2}F'\rangle$ . Enfin, on note que contrairement à un ensemble d'atomes thermiques libres qui présente une raie d'absorption élargie par effet Doppler, les atomes piégés dans le potentiel VW sont localisés dans une région de l'espace avec des dimensions ne dépassant pas la moitié de la longueur d'onde  $\lambda = 787$  nm. Par conséquent, la condition de Lamb-Dicke est remplie pour l'absorption aux fréquences où se situent les énergies vibratoires de l'atome dans le potentiel VW. En utilisant l'approximation de Born-Oppenheimer, et simulant le potentiel VW à celui de Lennard Jones ayant son minimum situé à  $r_0$  de la surface, nous avons calculé le taux de pompage des transitions  $|^5S_{1/2}F = 3, v_s\rangle \rightarrow |^5P_{3/2}F' = 2, 3, v_p\rangle \rightarrow |^5S_{1/2}F = 3, v_s'\rangle$ . La Fig. 2 montre la dépendance du taux de pompage avec la fréquence pour différents  $r_0$  représentatifs de la HC-PCF

utilisée. Les résultats montrent un accord raisonnable avec les données expérimentales aussi bien dans l'écart fréquentiel entre les pics que dans leurs hauteurs relatives.



**Fig. 2.** Spectres des taux de pompages des transitions  $|^5S_{1/2}F = 3, vs\rangle \rightarrow |^5P_{3/2}F' = 2,3, vp\rangle \rightarrow |^5S_{1/2}F = 3, vs'\rangle$  pour différentes valeurs de  $r_0$ .

Afin de corroborer par une autre approche expérimentale le modèle cité ci-dessus, nous avons examiné ces transparences dans deux fibres ayant des surfaces différentes, en revêtant les parois internes du cœur d'une HC-PCF Kagome par une couche de céramique. La Fig. 3(a) montre le spectre de transmission au voisinage de la transition  $|^5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |^5P_{3/2}, F' = 2,3\rangle$  du  $^{85}\text{Rb}$  à travers la HC-PCF sans (courbe rouge) et avec revêtement (courbe bleue). Les résultats montrent trois crêtes de transparence sub-Doppler. La différence de la position de fréquence des transparences entre les deux fibres implique une dépendance avec le matériau de surface du cœur de la fibre, en accord avec le modèle théorique. En outre, la Fig. 3(b) qui présente la dépendance de ces transparences avec le champ magnétique, montre que tandis que leur hauteur augmente fortement avec l'augmentation du champ magnétique, leur fréquence reste inchangée, indiquant qu'elles ne sont pas affectées par l'effet Zeeman. Ceci est une autre indication en faveur du modèle présenté.



**Fig. 3.** (a) Observation expérimentale des transparentes sub-Doppler dans l'absorption  $^{85}\text{Rb } |^5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |^5P_{3/2}, F'\rangle$  de D2. (b) Etude de la dépendance du champ magnétique aux caractéristiques du sub-Doppler pour la ligne  $^{85}\text{Rb } |^5S_{1/2}, F = 2\rangle$  D2.

En conclusion, Un nouveau type de transparences sub-Doppler a été observé. Celles-ci sont générées dans un Rb confiné au sein d'une fibre creuse excitée par un faisceau laser unique. L'analyse des résultats montre qu'elles proviendraient du pompage optique des atomes piégés dans le potentiel de surface de la paroi interne du cœur de la fibre.

Les auteurs remercient le soutien financier de l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) pour les projets PHOTOSYNTH et  $\Sigma\_LIM$  Labex Chaire, ainsi que "la région Limousin".

## RÉFÉRENCES

- [1] F. Benabid, "Photonic Microcell: A Revival Tool for Gas Lasers," in Conference on Lasers and Electro-Optics 2012, CM3N.7.
- [2] S. Ghosh et al., "Low-Light-Level Optical Interactions with Rubidium vapor in a photonic Band-Gap Fiber," Phys. Rev. Lett. 97, 023603 (2006).
- [3] P.S. Light et al., "Electromagnetically induced transparency in Rb-filled hollow core photonic crystal fiber," Opt. Lett. 10, 1323-5 (2007).
- [4] G. Epple et al., "Rydberg atoms in hollow-core photonic crystal fibres," Nat. Comm. 5, 4132 (2014).
- [5] S. Villalba et al., "Light-induced atomic desorption and diffusion of Rb from porous alumina," Phys. Rev. A 81, 032901 (2010).
- [6] S. Briaudeau et al., "Detection of slow atoms in laser spectroscopy of a thin vapor film," Europhys. Lett. 35 (5), pp. 337-342 (1996)
- [7] P. S. Donvankar, V. Venkataraman, S. Clemmen, Ka. Saha, and A. L.Gaeta, "Frequency translation via four-wave mixing Bragg scattering in Rb filled photonic bandgap fibers," Opt. Lett. 39, 1557-1560 (2014)