

APPLICATION DE LA FIBRE OPTIQUE AUX CHOCS ET A LA DETONIQUE

Yohan Barbarin¹, Sylvain Magne², Alexandre Lefrançois¹, Virgile Guyot¹ et Jérôme Luc¹

¹ CEA, DAM, CEA-Gramat, F-46500 Gramat, France

² CEA LIST, Laboratoire Capteurs Architectures Electroniques, F-91191 Gif-sur-Yvette cedex, France

yohan.barbarin@cea.fr

RÉSUMÉ

Pour la physique des chocs et de la détonique, plusieurs grandeurs physiques dont la vitesse de choc et la pression sont mesurées dynamiquement à la surface ou au cœur de matériaux inertes et énergétiques. Les fibres optiques et les lasers fibrés ont apporté une grande flexibilité de mise en œuvre et les réseaux de Bragg permettent de mesurer à cœur ces grandeurs physiques. Différentes configurations sont présentées et comparées aux principales métrologies classiques.

MOTS-CLEFS : choc, pression, vitesse, réseau de Bragg, hydrodynamique

1. INTRODUCTION

Dans le domaine des chocs et des matériaux énergétiques, des grandeurs physiques expérimentales sont indispensables pour alimenter des équations d'états nécessaires aux outils de simulations hydrodynamiques. Les phénomènes transitoires comme une transition choc-détonation (TCD) sont très riches pour les expérimentateurs et les théoriciens. Les grandeurs physiques idéalement enregistrées durant une expérience de choc ou de détonique sont la position de l'onde de choc ou de détonation, sa vitesse, son profil transverse et le niveau de pression à plusieurs profondeurs dans le matériau. La gamme de vitesse est [4-10] km/s, la gamme de pression est [1 – 100] GPa. Les phénomènes durent typiquement quelques μ s à quelques dizaines de μ s. La fréquence d'acquisition requise est supérieure à 100 MHz. Plusieurs systèmes optiques fibrés sont présentés dans les chapitres suivants.

2. VELOCIMETRIE HETERODYNE POUR LA MESURE DE VITESSE DE CHOC

Depuis l'invention et l'utilisation intensive des VISAR (*Velocity Interferometer System for Any Reflector*) [1], les systèmes ont évolué vers des systèmes fibrés au cours des années 2000. La mesure de vitesse de choc à l'interface du matériau d'étude et un matériau dit « fenêtre » car transparent permet, par les relations de Rankine-Hugoniot, de remonter au niveau de pression du choc. La polaire de choc du matériau fenêtre (PMMA ou LiF) doit être connue. Les systèmes fibrés utilisés au CEA sont appelés VH (Vélocimétrie Hétérodyne, en anglais *Photonic Doppler Velocimetry*) [2]. Le CEA Gramat utilise communément des systèmes VH personnalisés dans des lanceurs projetant des cibles à des vitesses de 100 à 2000 m/s sur des matériaux inertes ou énergétiques. Suivant les montées en vitesses, différents outils de traitement du signal sont utilisés [3]. La VH est largement utilisée sur un générateur de rampe de compression nommé GEPI (Générateur Electrique de Pressions Intenses) qui permet d'atteindre des contraintes maximales de l'ordre de 100 GPa avec un temps de montée caractéristique de 450 ns [4].

3. MESURE A CŒUR DE VITESSE DE CHOC ET DE DETONATION PAR FBG

Le concept de la mesure de la vitesse de choc ou de détonation en utilisant un réseau de Bragg (FBG) à pas variable (Chirped FBG) est illustré en Fig. 1 a) et le système nommé BraggFast est en Fig. 1 b). Le long du CFBG, la longueur d'onde réfléchie correspond à une position. Quand une onde de détonation avance, le niveau de choc est supérieur au seuil d'endommagement (~ 16 GPa) et le CFBG est raccourci au fur et à mesure. Le système fonctionne aussi pour des

niveaux de choc inférieurs en adaptant la largeur des spectres du CFBG et de la source. Dans ce mode, la partie choquée du CFBG est décalée vers les basses longueurs d'onde et se retrouve en dehors du spectre de la source. Pour les deux modes, en mesurant l'intensité du spectre réfléchi, un signal de type rampe est mesuré et permet de suivre l'onde de choc en fonction du temps. Le LANL et LLNL ont initié le concept [5]. Le CEA a réalisé ses premières expériences début 2010 [6] et a proposé une méthode de calibrage basée sur la mesure du spectre initial [7]. Pour plus de précision le *chirp* est mesuré une fois le CFBG monté dans la cible avec un réflectomètre OFDR [8].

Expérimentalement, le réseau de Bragg fait typiquement 20, 50 ou 100 mm et est placé soit le long d'une génératrice d'un cylindre soit à cœur sur l'axe de révolution. Dans le cas d'une sphère, il est placé sur un rayon. Pour étudier une TCD, une géométrie dite du « coin » est utilisée [9]. Les mesures de référence sont principalement des aiguilles chronométriques à contact ou une caméra à balayage de fente (CBF). La mesure par CBF consiste à visualiser une bande perforée placée en contact de l'échantillon sur une génératrice. Les avantages d'un CFBG sont principalement la mesure continue, la mesure à cœur, la mesure sur des profils non rectilignes. Le seul inconvénient se limite à l'expérience requise pour intégrer un CFBG dans les matériaux cibles.

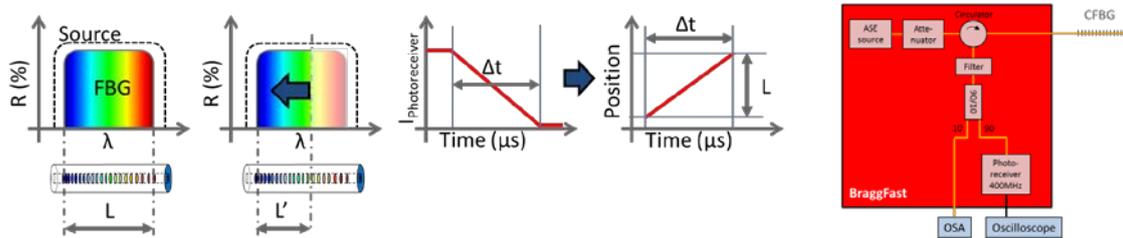


Fig. 1 : a) Principe de la mesure de vitesse de choc et détonation par CFBG b) Système BraggFast

Le même système est utilisé pour mesurer la courbure d'une onde de choc. Le CFBG est placé perpendiculairement avec son extrémité au sommet du choc (*i.e.* au centre d'un cylindre). Connaissant la vitesse du choc établie (avec un 2^{ème} CFBG), le profil de l'onde est déduit [10].

4. MESURE DE PRESSION A CŒUR PAR SPECTROMETRIE DYNAMIQUE DE FBG

La mesure du profil de pression durant un choc est basée sur l'utilisation d'un spectromètre rapide qui analyse la longueur d'onde centrale du réseau de Bragg. Le réseau de Bragg utilisé fait 50 mm de longueur et est centré en limite haute de la bande télécom L à 1605 nm. Cela permet de couvrir une gamme de pressions [0 – 8] GPa. Il est légèrement chirpé avec une largeur de spectre de 4 nm pour suivre la position du choc le long du réseau de Bragg. Quand un choc est couplé dans un réseau de Bragg, sa largeur décroît à la vitesse du choc et les longueurs d'onde correspondant à la partie choquée sont décalées vers les basses longueurs d'ondes. Le modèle opto-mécanique validé expérimentalement prédisant ces décalages de Bragg non-linéaire fait l'objet d'un autre article [11]. La métrologie de référence est l'emploi de fines jauges de contrainte [12] qui fournissent des mesures ponctuelles sur quelques mm². Un CFBG est moins « intrusif » et peut offrir une mesure du profil de pression mais la pression maximale est limitée à la limite élastique de la silice (~8GPa).

Le premier spectromètre dynamique étudié est basé sur un réseau de diffraction en optique intégrée (*Arrayed Waveguide Grating: AWG*) [13], largement utilisé dans les télécommunications optiques pour le multiplexage en longueur d'onde (WDM). Pour notre application [14], un AWG a été réalisé sur mesure pour couvrir la bande C+L avec 40 voies. La largeur spectrale de chaque voie est de 200 GHz soit ~1,6 nm à 1550 nm (Fig. 2 a). Les avantages de l'AWG sont l'absence d'alignements optiques, un faible encombrement, un couplage entre les voies négligeable et de faibles pertes optiques. La bande passante du système est limitée par celles des photorécepteurs utilisées soit 400 MHz. Ce spectromètre a été utilisé sur une série d'expériences de chocs dans l'aluminium 6061T6 avec des niveaux entre 1 et 6 GPa qui ont notamment permis de valider notre modèle opto-mécanique [11]. La résolution de ~1,6 nm demandait à être améliorée et un second type de spectromètre a été étudié.

Ce second spectromètre dynamique est basé sur la dispersion [15]. La source est un laser à blocage de modes qui offre un large spectre pour sonder le CFBG. La fréquence de répétition (100 MHz) fixe la fréquence d'acquisition du spectre. Le spectre du CFBG est converti en temps par des km de fibre monomode (SMF28). La longueur de cette fibre donne l'ouverture du spectromètre (*span*).. Une bonne résolution spectrale requière un système d'acquisition ultrarapide (*i.e.* photorécepteur 38 GHz et oscilloscope 33 GHz). La résolution obtenue est de ~ 0.10 nm sur 30 nm pour 18 km de fibre SMF28. Ce spectromètre a été testé sur des expériences de chocs avec de l'Aluminium [10] et du PMMA.

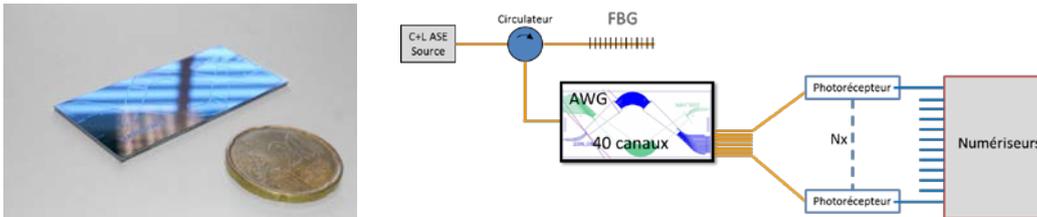


Fig. 2 : a) Photographie de l'AWG réalisé b) Spectromètre dynamique basé sur un AWG.

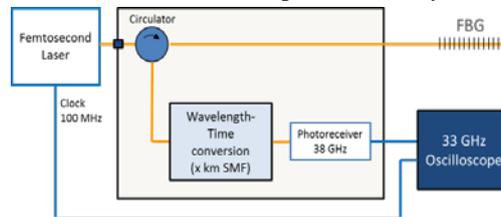


Fig. 3 : Spectromètre dynamique basé sur la dispersion et un système d'acquisition ultrarapide.

CONCLUSION

Les systèmes en optique fibrée à 1550 nm sont compacts, robuste, nécessitent peu de maintenance ou de réglages et facilitent la mise en place de la sécurité laser sur des sites complexes où d'autres risques sont présents. Ce papier décrit brièvement l'utilisation de la vélocimétrie hétérodyne pour la mesure de vitesse de chocs jusqu'à 10 kms/s. Par les relations de Rankine-Hugoniot, le niveau pression de choc peut être déduit. Le système BraggFast et l'emploi de réseaux de Bragg à pas variable permettent de suivre le front d'une onde de choc ou de détonation au cœur de matériaux inertes ou énergétiques et d'en déduire une vitesse. Enfin, deux types de spectromètres dynamiques (>100 MHz) ont été testés pour obtenir le profil de pression le long d'un réseau de Bragg inséré dans une cible. Un modèle opto-mécanique entre le CFBG et la cible a été validé expérimentalement.

REFERENCES

- [1] L. M. Barker, R. E. Hollenbach, J. Appl. Phys., vol. 43, no. 11, 1972, pp. 4669–4675
- [2] P. Mercier et al., International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [3] Devlaminck J. et al. Review Of Scientific Instruments 85, 035109 (2014)
- [4] A. Lefrançois et al. IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 39, no. 1, 2011, pp. 288-293
- [5] J.J. Benterou et al., Proc. 34th International Pyrotechnics Seminar, 1, 2007, pp.309-322
- [6] S. Magne, et al., EWOF5 5, Proc. SPIE 8794, 2013, papier 87942K
- [7] Y. Barbarin et al., Proc. SPIE 9480, Fiber Optic Sensors and Applications XII, 2015, papier 94800S
- [8] S. Magne et al., Photonics and Fiber Technology, 2016, papier BM5B.3
- [9] V. Chuzeville et al. Proc. EuroPyro 2015, 2015, p.485
- [10] Y. Barbarin et al., Proc. OFS-25, 2017, papier 10323-398
- [11] S. Magne et al., JNOG, 2017, papier 116
- [12] Duan, Z. et al., Meas. Sci. Tech. vol. 22, pp. 1-5 (2011)
- [13] Y. Barbarin et al., IEEE PTL, vol. 16, no. 11, 2004, pp. 2478-2480
- [14] Y. Barbarin et al., Proc. SPIE 9960 OEAC (Interferometry XVIII), 2016, pp.35-40
- [15] Rodriguez G. et al. Optics Express 14219, (2015)

ENDOMICROSCOPE NON-LINÉAIRE MULTIMODALE UTILISANT DES FIBRES À COEUR D'AIR

Vasyl Mytskaniuk¹, Alberto Lombardini¹, Siddharth Sivankutty¹, Jérôme Wenger¹, Marc Fabert³, Esben Ravn Andresen², Frederic Louradour³, Alexandre Kudlinski² et Hervé Rigneault¹

¹ Aix-Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, UMR 7249, Domaine Universitaire de Saint Jérôme, F-13397 Marseille Cedex 20, France

² Université Lille 1, IRCICA, Laboratoire PhLAM, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

³ XLIM, UMR-CNRS 7252, Université de Limoges, France

vasyl.mytskaniuk@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons le développement d'un endoscope non linéaire à balayage distal utilisant une fibre creuse à structure Kagomé et présentant une double gaine. L'endoscope flexible développé présente un diamètre de 4mm, permet d'imager un champ de vue de 500 x 500 um, à la cadence de 1 image par seconde. Il permet d'acquérir des images CARS, 2photon et SHG sur des tissus biologiques. Nous démontrons son potentiel sur divers échantillons de tissus murins et humains.

MOTS-CLEFS : *Endoscopie non linéaire; Fibres micro-structurées Kagomé ; imagerie non linéaire ; CARS, 2photon, SHG*

INTRODUCTION

Les contrastes d'optiques nonlinéaires comme la diffusion Raman cohérente anti-Stokes (CARS), l'auto-fluorescence à 2photon (2PAF) ou la génération d'harmoniques (SHG & THG) permettent d'obtenir des images contrastées sans aucun marquages. Alors que les avancées durant les quinze dernières années ont été spectaculaires dans le domaine de la microscopie [1, 2], les développements en endoscopie sont plus modestes [3]. Il s'agit en effet à réaliser des dispositifs imageurs de petites dimensions mais aussi de délivrer des impulsions ultra-courtes en bout de fibres optiques. Suite à l'invention des fibres à cristaux photoniques [4], des solutions intéressantes sont apparues dans l'utilisation de fibres creuses qui présentent une dispersion et une nonlinéarité très faible [5]. Ce dernier point est particulièrement important lors de l'activation du contraste CARS ou deux impulsions se propagent simultanément dans le coeur de la fibre; par mélange d'ondes ces impulsions génèrent un signal CARS parasite dans les fibres à coeurs solides qui grève toutes applications réalistes en endoscopie[6, 7].

Dans ce contexte nous présentons ici la réalisation d'un endoscope nonlinéaire miniature permettant de réaliser des images 2PAF, SHG et CARS et utilisant une fibre creuse à double gaine permettant de délivrer les impulsions et collecter les signaux générés [8].

FIBRE KAGOME DOUBLE GAINE

La figure 1 présente la fibre développée pour notre application. Il s'agit d'une structure de type Kagomé [9], supportant une propagation monomode dans son coeur d'air, et présentant une double gaine fortement multimode sur sa périphérie. Alors que le coeur creux est utilisé pour amener les impulsions jusqu'à l'échantillon, la double gaine collecte les signaux 2PAF SHG et CARS. Cette fibre de faible dispersion (<5ps/nm/km) présente une large bande de transmission (Fig. 1c) supportant la propagation

d'impulsions fs sans distorsions spectrales et temporelles. Par ailleurs le signal CARS parasite généré lorsque deux impulsions se propagent simultanément est négligeable [5].

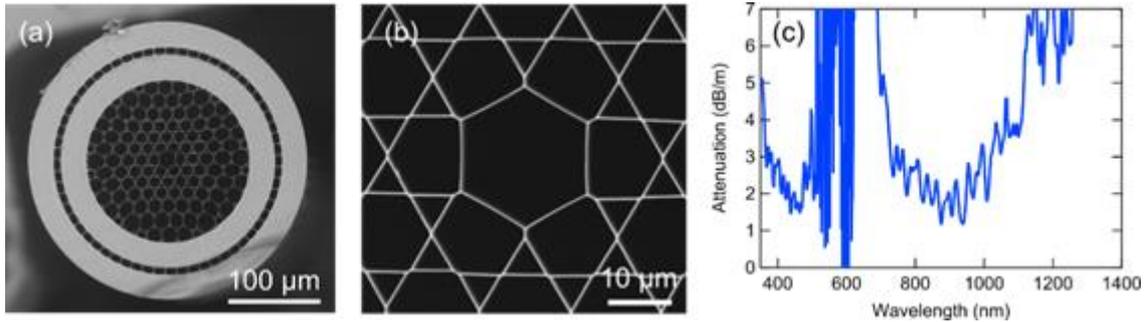


Fig. 1: SEM photographie de la fibre (a), zoom sur la région creuse (b) et le spectre d'atténuation du cœur de la fibre (c)

LE MICRO-ENDOSCOPE MULTI-PHOTON

La figure 2 présente une vue schématique du microendoscope réalisé ainsi que son intégration. La fibre creuse double gaine est insérée dans un tube piézoélectrique 4 axes qui permet de balayer en spirale l'extrémité distale de la fibre (Fig. 2a). A l'extrémité de la fibre creuse une bille en silice de 30μm de diamètre est insérée dans le cœur pour focaliser la lumière. Cette extrémité est alors imagée dans l'échantillon par une optique distale de diamètre 2mm. Le tout est intégré dans un tube en acier présentant un diamètre de 4mm (Fig. 2b).

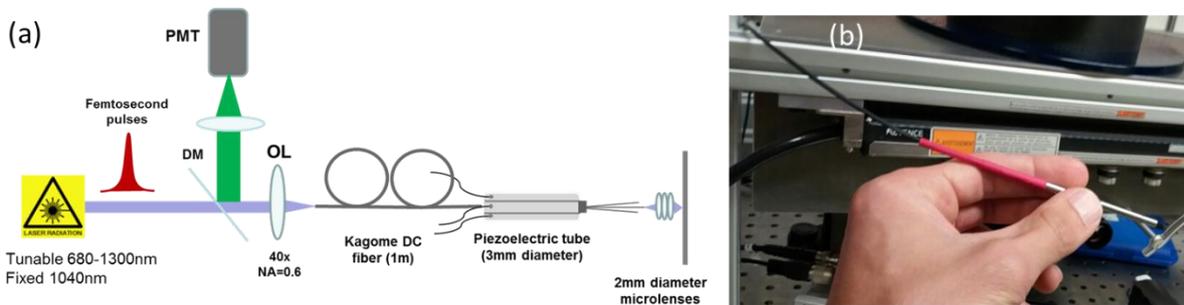


Fig. 2: Schéma du micro-endoscope réalisé (a), et son intégration dans un tube métallique de 4mm de diamètre (b).

Nous utilisons un laser Ytterbium pompant un OPO pour générer les impulsions (150fs, 80MHz) dans le proche IR nécessaires à l'activation des contrastes 2PAF, SHG et CARS. Pour le CARS les deux impulsions à 1040nm et 800nm sont synchronisées à l'aide d'une ligne à retard mécanique et sont couplées dans le cœur creux de la fibre Kagomé double gaine. Ces deux impulsions permettent d'adresser la liaison CH aliphatique à 2850cm^{-1} très présente dans les lipides (Fig. 3b,c).

IMAGERIE NON-LINEAIRE

La figure 3 présente quelques exemples d'images obtenues avec le dispositif développé. La figure 3a est obtenue sur un tendon de queue de rat riche en collagène et très visible par SHG. Les figures 3b et 3c sont réalisées sur des échantillons ex-vivo de colon humain, on y distingue des tissus adipeux riches en lipides (Fig. 3b) et des zones où collagène et lipides sont imbriqués.

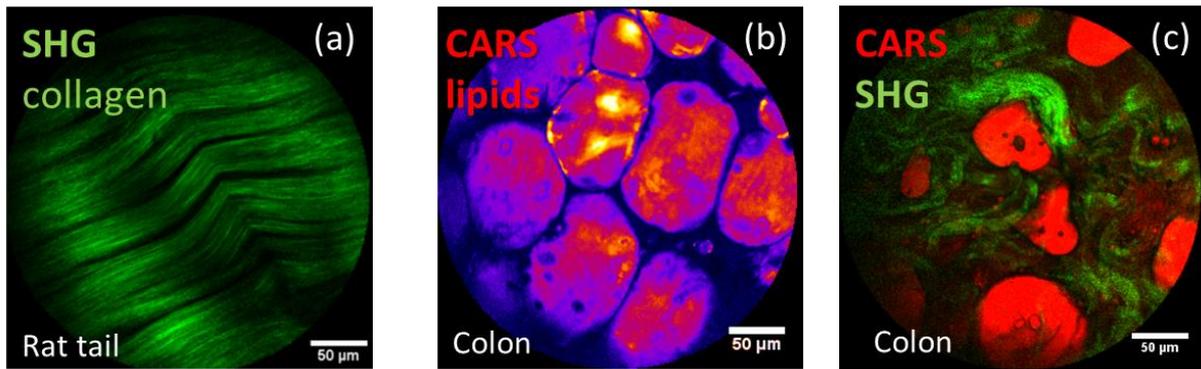


Fig. 3: Imagerie réalisées à l'aide du système endoscopique développé. (a) image de tendon de queue de rat (SHG), (b) tissus adipeux et (c) inclusion lipidiques et collagène dans des échantillons de colon humain.

CONCLUSION

Nous avons développé un endoscope non-linéaire flexible utilisant une fibre creuse comportant une double gaine en silice permettant d'amener des impulsions ultra-courtes sur un échantillon et de collecter les signaux 2PAF, SHG et CARS générés et rétrodiffusés. L'appareil permet d'imager un champ de vue de 500 x 500 µm, à la cadence de 1 image par seconde. Cet endoscope présente un intérêt pour des explorations cliniques endoscopiques dans plusieurs domaines (gastrologie, pneumologie, angiologie).

REFERENCES

1. J.-X. Cheng, and X. S. Xie, "Vibrational spectroscopic imaging of living systems: An emerging platform for biology and medicine," *Science* **350** (2015).
2. W. R. Zipfel, R. M. Williams, and W. W. Webb, "Nonlinear magic: multiphoton microscopy in the biosciences," *Nat Biotechnol* **21**, 1369-1377 (2003).
3. S. F. Elahi, and T. D. Wang, "Future and advances in endoscopy," *Journal of Biophotonics* **4**, 471-481 (2011).
4. J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. S. J. Russell, "Photonic band gap guidance in optical fibers," *Science* **282**, 1476-1478 (1998).
5. S. Brustlein, P. Berto, R. Hostein, P. Ferrand, C. Billaudeau, D. Marguet, A. Muir, J. Knight, and H. Rigneault, "Double-clad hollow core photonic crystal fiber for coherent Raman endoscope," *Opt Express* **19**, 12562-12568 (2011).
6. M. Balu, G. Liu, Z. Chen, B. J. Tromberg, and E. O. Potma, "Fiber delivered probe for efficient CARS imaging of tissues," *Opt. Express* **18**, 2380-2388 (2010).
7. B. Smith, M. Naji, S. Murugkar, E. Alarcon, C. Brideau, P. Stys, and H. Anis, "Portable, miniaturized, fibre delivered, multimodal CARS exoscope," *Opt. Express* **21**, 17161-17175 (2013).
8. A. Lombardini, X. Chen, S. Sivankutty, J. Wenger, R. Habert, C. Fourcade-Dutin, E. R. Andresen, A. Kudlinski, and H. Rigneault, "Développement d'un endoscope non linéaire utilisant une fibre creuse Kagomé à double gaine," presented at the Journées Nationale d'Optique Guidées 2015.
9. F. Couny, F. Benabid, and P. S. Light, "Large-pitch kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber," *Optics Letters* **31**, 3574-3576 (2006).

MICROSPECTROSCOPIE EPI-CARS MULTIPLEX ULTRABROADBAND

Erwan Capitaine¹, Idelette Plazanet², Nawel Ould Moussa¹, Christophe Louot¹, Dominique Pagnoux¹, Guy Costa², Vincent Couderc¹, Philippe Leproux¹

¹ Institut de Recherche Xlim, UMR CNRS 7252, Université de Limoges, 87060 Limoges, France

² LCSN, Université de Limoges, 87060 Limoges Cedex, France

erwan.capitaine@xlim.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une méthode de microspectroscopie inédite : le multiplex CARS épi-déecté (Epi M-CARS). Comme preuve de concept nous avons appliqué cette technique sur des cellules de bois de sapin de Douglas. La spectroscopie Epi M-CARS basée sur l'utilisation de sources lasers nanosecondes et subnanosecondes compactes permet le développement d'outils d'analyse efficaces et peu coûteux.

MOTS-CLEFS : *Epi-CARS ; multiplex ; microspectroscopie*

1. INTRODUCTION

La microspectroscopie par diffusion Raman anti-Stokes cohérente résonante (CARS) est basée sur un mélange à quatre ondes entre un faisceau pompe (fréquence angulaire ω_p) et un faisceau sonde (fréquence angulaire ω_s) produisant un signal caractéristique des vibrations moléculaires de l'échantillon dans le sens de propagation de ces ondes, mais aussi dans le sens inverse, les configurations de détection de ces signaux sont réciproquement nommées *Forward CARS* (F-CARS) [1] et *Epi-CARS* [2]. Les conditions d'accord de phase pour ces deux types de signaux diffèrent, ce qui entraîne également une différence quant à leur longueur de cohérence le long de laquelle le mélange à quatre ondes peut avoir lieu. Cette dernière est bien inférieure à celle du volume de focalisation des faisceaux dans le cas de l'Epi-CARS [3] permettant alors de détecter uniquement des objets de taille comparable à la longueur de cohérence et de diminuer considérablement la part du signal issu d'un solvant. Cette configuration de collecte CARS est donc la plus adaptée à une méthode de microspectroscopie endoscopique [4]. Néanmoins la visualisation en temps réel de différentes espèces chimiques ou biologiques correspondant à des vibrations moléculaires dans la zone spectrale des liaisons C-H et/ou la zone d'empreinte digitale nécessite qu'un des deux faisceaux utilisés possède un très large spectre. Ce large spectre est généré dans le cas de la spectroscopie Multiplex Ultrabroadband CARS [5] grâce à un laser micro-puce combiné à une fibre à cristaux photoniques (PCF). C'est en utilisant ce type de laser que nous avons obtenu, pour la première fois à notre connaissance, une mesure Epi-CARS Multiplex Ultrabroadband sur des cellules de bois de sapin de Douglas.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le dispositif expérimental Epi-CARS multiplex est présenté figure 1. Nous utilisons un laser Leukos présentant une sortie espace libre monochromatique (1064 nm, 1 ns, 350 mW, polarisé linéairement) et une sortie fibrée supercontinuum (de 1064 nm à 1700 nm, 1 ns, 50 mW, polarisé aléatoirement). Elles sont respectivement utilisées en tant que faisceau pompe et sonde. Une ligne à retard est placée sur le chemin du faisceau pompe afin de compenser le retard dû à la PCF et de synchroniser les faisceaux temporellement. Un miroir dichroïque *notch* à 1064 nm permet de les combiner spatialement. Avant d'être focalisé par un objectif [Nikon x60, ouverture numérique (O.N) = 0,7], ils sont réfléchis par un miroir dichroïque passe-bas à 1000 nm. Ce dernier va transmettre la diffusion anti-Stokes épi-déectée et collimatée par l'objectif issu de l'échantillon. Le long du parcours du signal anti-Stokes, un filtre *notch* à 1064 nm est placé afin de supprimer le résidu de pompe. Le signal est enfin dirigé vers un spectromètre (Horiba, LabRAM HR Evolution) allié à une caméra CCD (Horiba, Synapse) permettant la mesure du

spectre du signal anti-Stokes. L'échantillon utilisé est une coupe de bois de sapin de Douglas de 15 μm d'épaisseur.

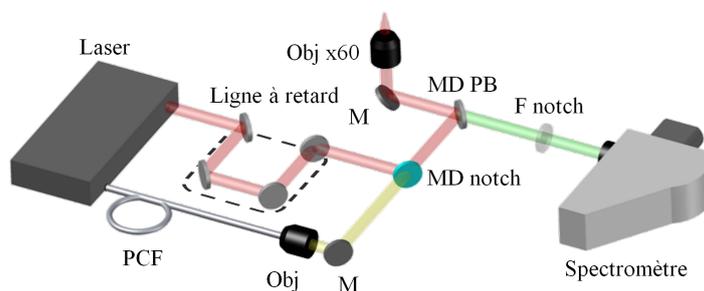


FIGURE 1 : Schéma du dispositif Epi M-CARS. F notch : filtre *notch* ; M : miroir ; MD notch : miroir dichroïque *notch* ; MD PB : miroir dichroïque passe-bas ; Obj : objectif ; PCF : fibre à cristaux photoniques.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous avons étudié une cellule végétale à l'aide de notre dispositif expérimental. Le spectre CARS typique de cette cellule est exposé figure 2. Nous avons pu attribuer aux différents pics CARS différentes vibrations moléculaires correspondant à des éléments biologiques tels que la cellulose (2883 cm^{-1}) et la lignine (1592 cm^{-1}) [6]. Une cartographie a été effectuée afin d'obtenir la distribution de ces molécules dans la cellule ; elle est présentée figure 3. Cette cartographie est constituée de 3721 points espacés de $1\ \mu\text{m}$; le temps d'exposition est de 100 ms par point.

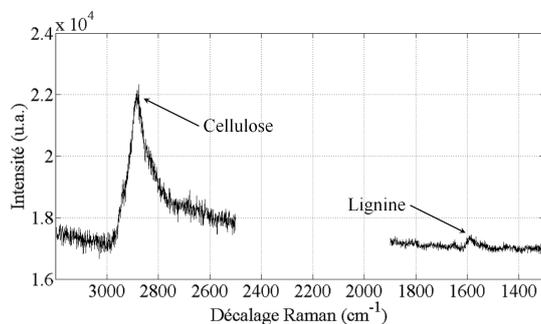


FIGURE 2 : Spectre CARS d'une cellule de bois de sapin de Douglas.

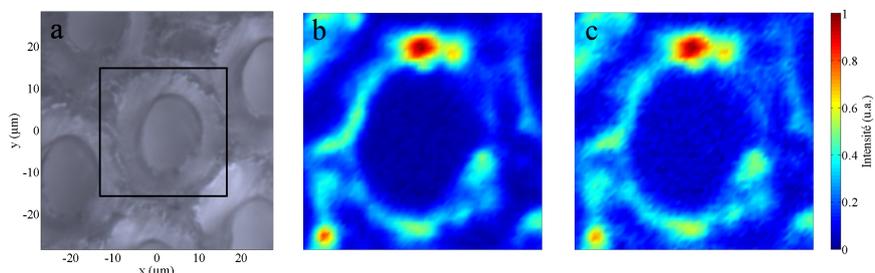


FIGURE 3 : Cellules de sapin de Douglas observées en (a) microscopie à fond clair. Cartographies de la zone encadrée à partir des intensités normalisées (b) du pic CARS de la cellulose à 2883 cm^{-1} et (c) de celui de la lignine à 1592 cm^{-1} .

CONCLUSION

Nous avons démontré la faisabilité d'une méthode de microspectroscopie inédite : l'Epi M-CARS. Elle allie la sensibilité de l'épi-détection qui permet de s'exonérer du bruit de fond occasionné par un solvant, aux spectres CARS Ultrabroadband générés par l'utilisation d'une source laser supercontinuum. De plus, cette source nanoseconde compacte et l'épi-détection facilitent la conception d'un outil de microspectroscopie endoscopique.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Zumbusch, G. R. Holtom, and X. S. Xie, "Three-dimensional vibrational imaging by coherent anti-Stokes Raman scattering," *Physical Review Letters*, vol. 82, no. 20, pp. 4142–4145, may 1999.
- [2] J.-x. Cheng, A. Volkmer, L. D. Book, and X. S. Xie, "An Epi-Detected Coherent Anti-Stokes Raman Scattering (E-CARS) Microscope with High Spectral Resolution and High Sensitivity," *The Journal of Physical Chemistry B*, vol. 105, no. 7, pp. 1277–1280, feb 2001.
- [3] A. Volkmer, J.-X. Cheng, and X. Sunney Xie, "Vibrational Imaging with High Sensitivity via Epi-detected Coherent Anti-Stokes Raman Scattering Microscopy," *Physical Review Letters*, vol. 87, no. 2, p. 023901, jun 2001.
- [4] F. Légaré, C. L. Evans, F. Ganikhanov, and X. S. Xie, "Towards CARS Endoscopy," *Optics Express*, vol. 14, no. 10, p. 4427, may 2006.
- [5] M. Okuno, H. Kano, P. Leproux, V. Couderc, and H.-O. Hamaguchi, "Ultrabroadband multiplex CARS microspectroscopy and imaging using a subnanosecond supercontinuum light source in the deep near infrared." *Optics Letters*, vol. 33, no. 9, pp. 923–925, oct 2008.
- [6] N. Gierlinger and M. Schwanninger, "Chemical Imaging of Poplar Wood Cell Walls by Confocal Raman Microscopy," *Plant physiology*, vol. 140, no. April, pp. 1246–1254, apr 2006.

MESURES DE TEMPERATURE DANS DES SYSTEMES BIOLOGIQUES SOUS EXCITATION INFRAROUGE

David Moreau, Claire Lefort, Sylvia M. Bardet, Philippe Lévêque, Rodney P O'Connor

Institut Xlim, UMR CNRS 7252, Université de Limoges, 87 000 Limoges, France

claire.lefort@xlim.fr

RÉSUMÉ

La stimulation optique de cibles biologiques est aujourd'hui un thème d'actualité dans la recherche de moyens curatifs de certaines maladies neurodégénératives. Mais le mécanisme mis en jeu est encore controversé et donc peu maîtrisé. Des éléments factuels manquent à sa compréhension. Parmi les hypothèses existantes, le rôle de la modification locale de température semble capital tant sur la vitesse de modification que sur le niveau maximum de variation. Nous présentons ici une méthode de mesure de température à l'échelle de la cellule sur des neurones de culture placés sous exposition infrarouge acheminée par fibre optique.

MOTS-CLEFS : *stimulation infrarouge ; mesure de température ; neurones.*

1. INTRODUCTION

Le système nerveux est constitué d'une collection de cellules spécifiques qui permettent de coder l'information et répondre aux stimulations environnementales. Les cellules qui le constituent sont principalement des neurones et des cellules gliales. Les neurones permettent le transport électrique de signaux sur de longues distances. La communication de signaux électriques entre les neurones est rendue possible par l'intermédiaire d'influx nerveux sous forme d'échanges ioniques et grâce à la structure de ces cellules : dendrites, soma, axone et arborisation terminale.

Le système nerveux est au cœur de nombreux travaux de recherche, tant sur le plan de la compréhension de son fonctionnement que sur celui de l'identification de maladies, de leurs origines et des méthodes curatives. Pour certaines maladies liées au fonctionnement des neurones, la stimulation électrique a déjà fait ses preuves, par exemple, en réduisant très fortement les symptômes liés à la maladie de Parkinson [1]. Mais l'installation physique nécessaire reste particulièrement invasive : implantation d'électrodes dans des zones profondes du cerveau. Ces résultats, particulièrement encourageants pour la recherche en physique appliquée à la curation de certaines maladies, ont ouvert le débat sur les risques liés à l'utilisation d'électrodes pour les tissus biologiques.

Ainsi, la méthode de stimulation optique des neurones semble une alternative prometteuse [2]. Elle présente l'avantage de ne pas nécessiter un contact entre le système physique mis en jeu et la cible biologique. Plusieurs applications sont recensées pour l'illustration de la stimulation infrarouge (IR) : stimulation du système nerveux périphérique [3] ou celle du système nerveux central [4]. Dans le second cas, un intérêt particulier est porté sur la recherche de solutions curatives de maladies aujourd'hui au cœur de problèmes sociétaux telles que la maladie d'Alzheimer, celle de Parkinson ou bien la sclérose en plaques.

La stimulation des neurones par des rayonnements IR est ainsi devenue un outil récent identifié comme capable de provoquer une activité électrique des neurones. Le rayonnement IR interagit directement avec les tissus cibles par des mécanismes dont le principe alimente aujourd'hui de nombreux débats scientifiques [5]. Pour des raisons de praticité, le rayonnement IR est délivré à la cible par une fibre optique, donnant une flexibilité dans le positionnement et le ciblage des

cellules. L'objet de la présente communication concerne l'apport d'éléments nouveaux pouvant contribuer à la compréhension des mécanismes mis en jeu qui fait l'objet de discussions scientifiques : est-ce un mécanisme thermique, capacitif ... ? Dans cette présentation, nous proposons d'apporter des éléments de réponse afin d'évaluer expérimentalement l'évolution de la température qui accompagne l'interaction laser/matière lors de la stimulation IR des neurones. Une méthode de mesure de la température à l'échelle cellulaire est présentée ; elle repose sur la dépendance du niveau de fluorescence de la Rhodamine B en fonction de la température [6]. À partir de cet outil, des cultures de neurones HT22, dérivés de l'hippocampe de souris [7], sont placés sous exposition IR provenant d'une diode laser dont le rayonnement est acheminé par fibre optique. La température alors mise en jeu est mesurée sous stimulation IR.

2. MESURE DE TEMPERATURE PAR FLUORESCENCE

La méthode que nous avons choisie de mettre en place se distingue des autres méthodes classiques par sa simplicité et son accessibilité. La Rhodamine B est un fluorophore soluble dans l'eau. Son spectre de fluorescence est centré à 576 nm et absorbe autour de 554 nm. De plus, il a l'intéressante propriété d'avoir un niveau d'intensité dépendant de la température. Plus précisément, l'intensité de fluorescence décroît lorsque la température augmente. Cette méthode est plus souvent utilisée pour des applications de micro-fluidique. Mais dans le cas qui nous intéresse, pour la mesure de température lors de la stimulation de neurones, nous allons plutôt profiter de la capacité de ce fluorophore à passer à travers la membrane cellulaire. La Rhodamine B peut ainsi être insérée à l'intérieur de la cellule pour les mesures d'éventuels gradients de température intracellulaires, si la résolution spatiale de la méthode le permet.

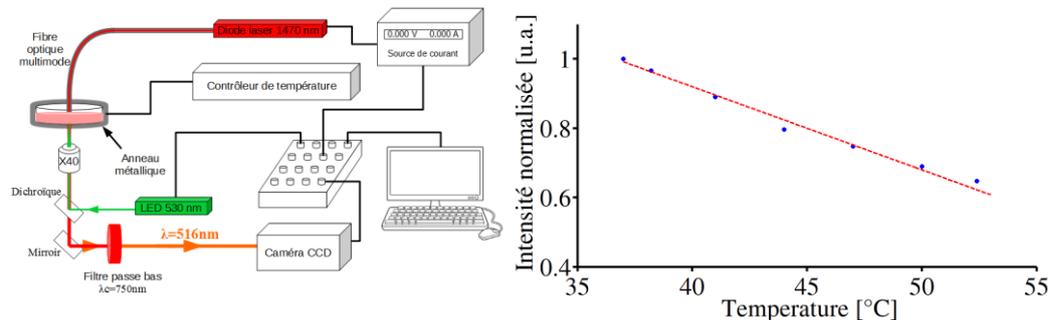


Fig. 1. Gauche. Schéma du montage de mesure de température induite par stimulation IR de cellules neuronales. Droite. Courbe de calibration de l'intensité de fluorescence de la Rhodamine B en fonction de la température.

Une étape préliminaire de calibration de la Rhodamine B en fonction de la température est indispensable. Cette étape de référence en température décrit la fonction de transfert de l'appareillage en situation pratique, calant ainsi le signal de fluorescence à la température de 37°C, juste avant excitation IR. Le travail est mené suivant un mode différentiel par rapport à ce point de référence. Pour le volet pratique, nous disposons d'un microscope inversé de fluorescence plein champ sur lequel nous pouvons positionner une boîte de pétri éclairée par une diode laser à 530 nm (excitation de la fluorescence de Rhodamine B). Par un jeu de filtres et avec un dichroïque, la fluorescence émise et son niveau d'intensité sont détectés par une CCD. La boîte de pétri est positionnée à l'intérieur d'un anneau métallique chauffant qui fait évoluer la température de l'eau avec la Rhodamine B de 37 à 53°C. Un thermomètre Luxtron est positionné à l'intérieur de la boîte de pétri. Il sert de référence de mesure de température. Le niveau d'intensité de fluorescence est donc corrélé à la température et permet ainsi d'avoir une courbe de calibration telle que celle présentée à la Fig. 1 droite. En prenant 37°C comme référence, la fluorescence de la Rhodamine B décroît linéairement de 2.4 % par °C dans la gamme [37°C - 53°C]. Ainsi, pour les mesures

ultérieures, seul le niveau d'intensité de fluorescence de la Rhodamine B sera nécessaire pour faire la mesure de température.

La stimulation IR est générée par une diode laser émettant à 1470 nm. Cette longueur d'onde se trouve à proximité de l'un des pics d'absorption de l'eau. Ce cas est donc favorable au dépôt d'énergie sur les cellules neuronales. Le rayonnement de la diode laser est acheminé par l'intermédiaire d'une fibre optique permettant ainsi un positionnement précis de l'exposition IR grâce à un micro manipulateur. Ce montage expérimental permet donc de faire des mesures de température liée à la stimulation optique des neurones.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La durée d'exposition est de 500 ms avec une puissance moyenne variant de 25 à 275 mW en sortie de fibre par pas de 25 mW. La résolution temporelle est de 50 ms. L'évolution de la température et sa valeur maximum atteinte en fonction du temps est présentée pour chaque puissance moyenne appliquée. Pour chaque puissance moyenne appliquée, la mesure a été répétée 9 fois puis le résultat moyenné.

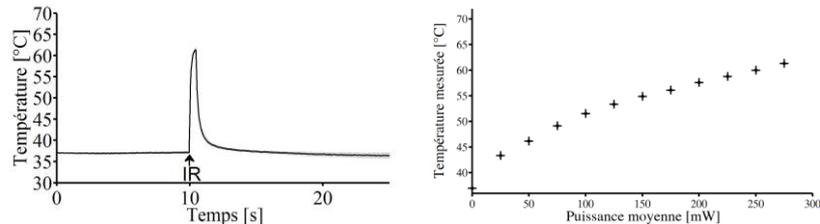


Fig. 2. Gauche. Evolution de la température au cours du temps lors d'une exposition IR à 1470 nm à 275 mW. Droite. Évolution de la température induite par stimulation IR à 1470 nm en fonction de la puissance moyenne.

Ces résultats expérimentaux montrent que l'énergie apportée par la diode laser centrée à 1470 nm provoque l'augmentation locale de la température de 37°C (conditions physiologiques) à 61.2°C pour la puissance moyenne d'excitation la plus élevée (275 mW).

CONCLUSION

Dans ce travail, nous montrons une méthode de mesure locale de température sous exposition infrarouge. Cette méthode présente les avantages d'être simple à mettre en place, et de permettre une mesure de température à l'échelle cellulaire avec une précision de l'ordre de 0.1°C. Ici, elle a été appliquée à la mesure de changements de température induits par une exposition infrarouge de neurones. Dans une publication actuellement en cours de révision, ces résultats sont corrélés avec l'activité neuronale induite par ce même rayonnement infrarouge.

REFERENCES

- [1] P. Limousin et al. "Electrical stimulation of the subthalamic nucleus in advanced Parkinson's disease" *New England Journal of Medicine*, 339 (16), 1105-1111 (1998)
- [2] J. Wells, C. Kao, E. D. Jansen, P. Konrad, and A. Mahadevan-Jansen, "Application of infrared light for in vivo neural stimulation," *J. Biomed. Opt.*, vol. 10, no. 6, pp. 64003–64012, 2005
- [3] Izzo et al. « Laser stimulation of the auditory nerve » *Lasers in surgery and medicine*, 38 (8), 745-753 (2006)
- [4] Cayce et al. « Infrared Neural Stimulation of Thalamocortical Brain Slices » *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 16(3), 565-572 (2010)
- [5] Zhao et al. « Stimulation of Neurons with Infrared Radiation » *Biomedical Optics in Otorhinolaryngology*, 253-284 (2016)
- [6] D. Moreau C. Lefort, R. Buke, P. Lévêque, R. P. O'Connor, Rhodamine B as an optical thermometer in cells focally exposed to infrared laser light or nanosecond pulsed electric fields, *Biomedical Optics Express*, 6 (10), 4105-4117 (2015)

[7] Davis et Maher « Protein kinase C activation inhibits glutamate-induced cytotoxicity in a neuronal cell line » Brain Research, 652 (1), 169-173 (1994)

METHODE DE COMPENSATION HETERODYNE DU BRUIT DE FREQUENCE D'UN PEIGNE DE MODES DE DIODE LASER A BLOCAGE DE MODES ACTIF

Mohamed Omar Sahni^{1,2}, Stéphane Trebaol¹, Laurent Bramerie¹, Michel Joindot¹, Sean O'Duill², Pascal Besnard¹, Liam Barry²

¹ Foton, CNRS UMR6082, Université de Bretagne Loire, Université de Rennes 1, Enssat, 6 rue de Kerampont, CS 80518, F22305 Lannion, France

² Radio and Optical Communication Lab, School of Electronic Engineering, Dublin City University, Glasnevin, Dublin 9, Ireland

sahni@enssat.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une méthode de compensation hétérodyne du bruit de fréquence d'une diode laser à blocage de modes actif. Le principe de la méthode consiste à transférer la pureté spectrale d'un oscillateur local optique au peigne de modes par modulation de phase. Par des mesures de bruit de fréquence, nous étudions les performances et les limites de la méthode dans le domaine fréquentiel. Il apparaît que la principale limitation provient du bruit apporté par la boucle de contre réaction optoélectronique. Nous rapportons une réduction significative du bruit de fréquence sur l'ensemble du spectre. Finalement, la diode laser présente un peigne de 14 raies de largeur de raie intrinsèque inférieure au kilohertz en sortie du montage.

MOTS-CLEFS : *Laser à blocage de modes ; bruit de fréquence ; compensation hétérodyne ;*

1. INTRODUCTION

Les peignes de fréquences optiques sont utilisés dans une pléthore d'applications couvrant des domaines tels que la métrologie temps/fréquence, l'astronomie ou encore les télécommunications optiques pour n'en nommer que quelques-unes. Différentes approches peuvent être considérées pour obtenir des peignes de fréquences présentant un bas niveau de bruit de fréquence. Dans cette communication nous nous intéressons plus particulièrement aux lasers à semi-conducteur à modes bloqués activement. Dans ces lasers les performances en termes de bruit restent limitées [1]. Néanmoins différentes techniques peuvent être utilisées pour améliorer les propriétés de bruit du laser.

Nous présentons une technique hétérodyne de réduction du bruit de fréquence (FFH) [2] en étudiant tout particulièrement ces performances. Pour cela nous présentons des mesures de bruit de fréquences d'un laser à blocage de modes actif avant et après application de la technique FFH. Dans un premier temps nous rappelons le principe de la mesure, puis nous discutons les performances de la technique.

2. PRINCIPE DE LA METHODE

La méthode consiste à générer un battement hétérodyne entre la raie centrale (mode 0) de la diode à blocage de modes actif et un laser de référence de haute pureté spectrale. Le signal radio-fréquence (RF) obtenu est utilisé pour moduler en phase le peigne de fréquence d'entrée. Cette modulation entraîne la génération de deux bandes latérales autour du mode 0 dont les champs sont de la forme :

$$E_{USB}(t) \propto e^{j[2\pi(f_0+\Delta f)t+(2\phi_0(t)-\phi_{Lo}(t))]} \quad (1)$$

$$E_{LSB}(t) \propto e^{j[2\pi(f_0-\Delta f)t+\phi_{Lo}(t)]} \quad (2)$$

Où Δf correspond à la différence de fréquence optique entre le mode 0 et l'oscillateur local, f_0 est la fréquence optique du mode 0 et $\phi_0(t), \phi_{Lo}(t)$ sont respectivement la phase du mode 0 et de l'oscillateur local. L'expression (1) correspond à la bande latérale supérieure (USB), dont le bruit de fréquence du mode 0 est doublé tandis que l'expression (2) correspond à la bande latérale inférieure (LSB) dont le bruit de fréquence résiduel est celui de l'oscillateur local. Cette dernière est la bande d'intérêt dont le bruit de fréquence est réduit. Des expressions similaires peuvent être obtenues pour les autres modes du peigne de fréquence. Les performances de la méthode sont alors directement reliées à la corrélation du bruit entre les modes.

D'un point de vue pratique, la figure 1 décrit le montage expérimental. Le laser à blocage de mode actif [3] est une diode à fils quantiques modulée à 42,7 GHz. La sortie optique du laser est d'abord couplée à un isolateur optique pour supprimer les réflexions puis amplifiée au travers d'un amplificateur à fibre dopée à l'Erbium (EDFA). 21 modes du laser sont ensuite sélectionnés par un filtre optique programmable avant d'être une nouvelle fois amplifiés par un deuxième étage EDFA. Une partie du signal (10 %) est prélevée pour être mélangée avec l'oscillateur local. Le signal de battement résultant est détecté sur une photodiode équilibrée avant d'être injecté comme signal de commande sur un modulateur d'intensité polarisé autour du zéro de transmission. Une ligne à retard électrique permet d'équilibrer les deux bras de la boucle optoélectronique. Le signal en sortie du modulateur est amplifié puis son bruit de fréquence est analysé.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans un premier paragraphe, nous présentons la mesure du bruit de fréquence sur le mode central du peigne, avant et après application de la méthode. Ensuite nous discutons les performances de la méthode sur l'ensemble des 21 modes du peigne de fréquences sélectionnées.

Le banc de mesure de bruit utilisé, représenté sur la figure 1, est détaillé dans la référence [4]. Il est basé sur l'utilisation d'un interféromètre de Mach-Zehnder comme discriminateur de fréquence, permettant de convertir les fluctuations de fréquence du mode laser en fluctuations d'intensité. La densité spectrale du bruit de phase du signal RF obtenu est étudiée par un analyseur de signaux (SSA).

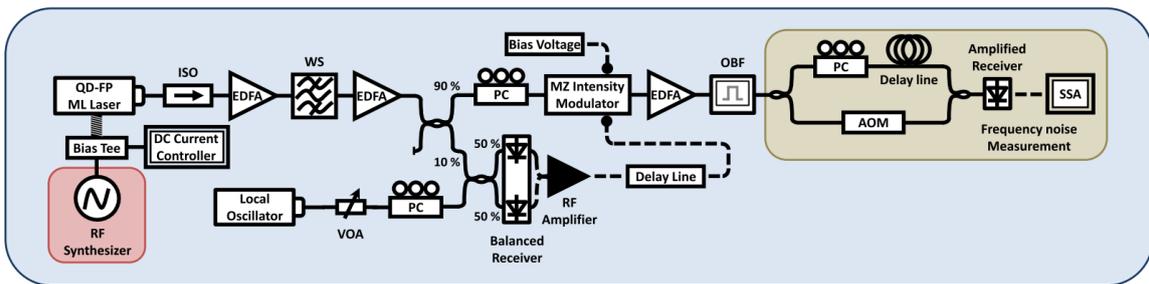


Fig. 1 : Montage expérimental de la technique hétérodyne de réduction de bruit.

Nous présentons sur la figure 2, les mesures du bruit de fréquences du mode 0 du spectre en entrée (courbe bleue) et en sortie (courbe verte) du banc de réduction. La densité spectrale du bruit de fréquence de l'oscillateur local (courbe noire) est également reportée. Il apparaît une réduction drastique du bruit de fréquence du mode 0 atteignant 60 dB à 100 kHz après passage dans la boucle optoélectronique. La densité spectrale de bruit du mode 0 en sortie de la boucle FFH est très fortement corrélée à celle de l'oscillateur local comme décrit par l'équation (2). En termes de performances, la réduction du bruit dans la zone 1 (voir figure 2) est limitée par le bruit de l'oscillateur. Dans la zone

(2), la densité spectrale du mode 0 présente une contribution supplémentaire liée au bruit introduit par la boucle optoélectronique. On notera que le bruit du mode 0 suit une distribution de bruit classique constitué d'un bruit en $1/f$ dit bruit de scintillation (lié à gigue) et d'un bruit blanc correspondant à la largeur naturelle de la raie laser. La zone 3 présente la signature de la fonction de transfert de l'interféromètre de Mach-Zehnder, chaque pic étant espacé de l'intervalle spectral libre.

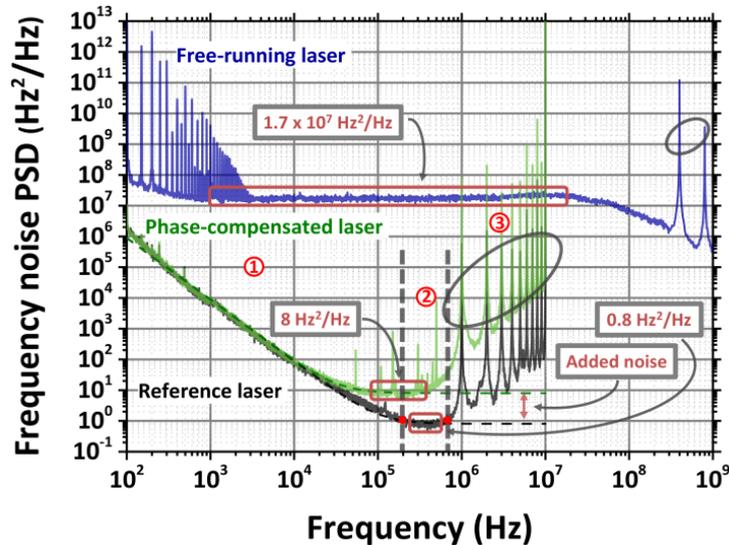


Fig. 2 : Mesure du bruit de fréquence avant et après technique de réduction du bruit. Les pics correspondent à la fonction de transfert du banc de mesure.

Nous montrerons que cette réduction du bruit est également présente sur les autres modes du spectre de fréquence. Les 21 modes présentant un bruit de fréquence à 100 kHz inférieur à 10^3 Hz²/Hz. Cette limitation par rapport au mode central (10 Hz²/Hz) révèle une corrélation imparfaite du bruit entre les modes du peigne dont l'origine est la gigue temporelle résiduelle apportée par le générateur RF modulant le laser.

CONCLUSION

La technique hétérodyne montre des performances remarquables en termes de réduction du bruit. Notre étude consiste à mettre en évidence les limites de la méthode en scrutant sa fonction de transfert dans le domaine des fréquences de Fourier. Nous montrons que la limitation principale est imposée : (i) aux basses fréquences par le bruit de scintillation de l'oscillateur local (ii) aux hautes fréquences ($>10^4$ Hz) par le bruit apporté par la boucle optoélectronique de contre-réaction. La méthode est appliquée sur une diode laser à blocage de modes actif. Le peigne en sortie du banc de réduction présente un spectre composé de 21 raies de largeur intrinsèque inférieure au kHz.

REFERENCES

- [1] Y. Takushima, H. Sotobayashi, M. E. Grein, E. P. Ippen, H. A. Haus, "Linewidth of mode combs of passively and actively mode-locked semiconductor laser diodes," in "Optics East," (International Society for Optics and Photonics, 2004), pp. 213–227.
- [2] R.T. Watts, S.G. Murdoc, L.P. Barry IEEE Photonics Journal **8**,1 (2016)
- [3] R. Rosales, K. Merghem, A. Martinez, F. Lelarge, A. Accard, A. Ramdane Optics Express **20**, 9151 (2012)
- [4] S. Camatel et V. Ferrero Journal of Lightwave Technology **26**, 3048 (2008)