

CONGRÈS DE LA



Société Française d'Optique

04 – 07 JUILLET 2016

OPTIQUE



BORDEAUX 2016

COLOQ HORIZONS JNOG JRIOA CLUBS PAMO-JSM (SFP)

15^e COLLOQUE
SUR LES LASERS
ET L'OPTIQUE
QUANTIQUE

20^e CONFÉRENCE
HORIZONS DE
L'OPTIQUE

36^e JOURNÉES
NATIONALES
D'OPTIQUE
GUIDÉE

8^e JOURNÉES
RECHERCHE
INDUSTRIE
DE L'OPTIQUE
ADAPTATIVE

CLUBS THÉMATIQUES
DE LA SFO
3^e journées du club
Nanophotonique et
4^e journées nationales
du Club Photonique Organique

INVITÉ SPÉCIAL
Colloque commun de
la division de Physique
Atomique, Moléculaire
et Optique et les Journées
de Spectroscopie
Moléculaire de la



LA REMISE DES PRIX SFO | LA REMISE DU PRIX AIMÉ COTTON (SFP/PAMO)
L'EXPOSITION AU CŒUR DU CONGRÈS | LES RENCONTRES PÉDAGOGIQUES | LA SESSION
INDUSTRIELLE | LES STUDENT CLUBS ET CHAPTERS | LA VITRINE DE L'INNOVATION 2016

DATE LIMITE DE SOUMISSION : 1^{ER} AVRIL 2016
www.sfoptique.org



TABLE DES MATIERES

Lundi 4 juillet 2016

14:00 - Cérémonie d'ouverture - Session plénière 1

Grand Amphi

14:00	Mot de bienvenue pour le comité scientifique commun et le comité d'organisation local, Philippe LALANNE	
14:05	Ouverture par le président de la SFO, Benoît BOULANGER	
14:15	Mot introductif par le président de l'Université de Bordeaux, Manuel TUNON de LARA	
14:25	Cluster d'excellence de l'université de Bordeaux LAPHIA, Lionel CANIONI	
14:35	Le pôle de compétitivité Route des lasers , Jean Pierre GIANNINI ou Hervé FLOCH	
14:45	L'effet Hong Ou et Mandel: au cœur de la seconde révolution quantique	
	<u>A. Aspect</u>	1

Mardi 5 juillet 2016

16:00 - Session plénière 2

Grand Amphi

16:00	Quantum optics in photonic nanostructures using high-energy electrons	
	<u>A. Polman</u>	2
16:40	Confinement moléculaire : une nouvelle voie pour la nanophotonique?	
	<u>M. Blanchard-Desce</u>	4
17:10	Lauréat du grand prix Léon Brillouin	

Mercredi 6 juillet 2016

16:00 - Session plénière 3

Grand Amphi

16:00	Des miroirs hors norme à l'écoute de l'espace-temps	
	<u>J. Degallaix, L. Balzarini, V. Dolique, R. Flamino, D. Forest, M. Granata, B. Lagrange, L. Pinard, C. Michel, N. Straniero, J. Teillon et G. Cagnoli</u>	7
16:30	Étude du trou noir super-massif au centre de la Galaxie avec l'instrument GRAVITY	
	<u>G. Perrin</u>	10
17:00	Arrêter la lumière dans une fibre: la rencontre des atomes froids et de la nanophotonique	
	<u>J. Laurat</u>	13
17:30	Art et astronomie. Impressions célestes	
	<u>Y. Nazé</u>	16

Jeudi 7 juillet 2016

14:00 - Session plénière 4

Grand Amphi

14:00	Générer et manipuler des photons uniques avec des atomes artificiels	
	<u>P. Senellart</u>	18
14:35	Dynamiques ultrarapides paradoxales dans les lasers à fibre optique	
	<u>P. Grellu</u>	19
15:10	Génération d'harmoniques, molécules chirales et dynamiques ultrarapides	
	<u>S. Beaulieu, A. Comby, R. Géneaux, V. Blanchet, D. Descamps, A. Ferré, G. Garcia, Y. Mairesse, E. Mével, L. Nahon, S. Petit, B. Pons, T. Ruchon et B. Fabre</u>	21

15:40	2015, Année de la Lumière en France est un immense succès ! <i>C. Subran</i>	24
16:00	Clôture et remerciements	

Mardi 5 juillet 2016

14:00 - Rencontres pédagogiques

Grand Amphi

14:00	Quelques opticiennes (pas assez) célèbres <i>C. Champenois</i>	25
14:20	Le MOOC 'Physique des objets de quotidien' <i>U. Delabre</i>	26
14:35	Une approche expérimentale de l'optique en licence <i>G. Latour, M. Godard et V. Guillet</i>	27
14:55	Le plateau pédagogique laser de l'Université de Bordeaux au service de la formation initiale et continue <i>I. Manek-Höninger</i>	28
15:10	Mallette pédagogique pour l'holographie : comment faire des expériences pour l'enseignement supérieur en s'affranchissant simplement des vibrations parasites <i>A. Escarguel et R. Baude</i>	29

14:00 - Session industrielle

Amphi D

14:00	Photonique mondiale, stratégie et perspectives <i>C. Subran</i>	30
14:15	CNOP - Photonique française, actions et perspectives <i>P. Brégi</i>	31
14:30	ALPhANOV - Création d'entreprises autour des lasers à fibres: enjeu de l'intégration <i>B. Appert-Collin</i>	32
14:45	POIETIS, La start-up à l'interface photonique - bioimpression tissulaire <i>B. Viellerobe</i>	33
15:00	Accélérateur innovants de particules et de rayonnement par laser ultra-intense <i>F. Sylla</i>	34
15:15	Présentations flash de 5 minutes	

17:30 - Assemblée Générale de la SFO

Grand Amphi

17:30 Assemblée Générale

18:30 - Session étudiante

Grand Amphi

18:30 Quiz

Lundi 4 juillet 2016

16:00 - JNOG - Effets Nonlinéaires en optique Guidée

Amphi D

16:00	Réservoir computing opto-electronique : l'ordinateur du futur sera-t-il photonique et analogique? <i>S. Massar</i>	35
16:30	Première observation de l'effet papillon dans un laser à cascade quantique émettant dans le moyen infra-rouge <i>L. Jumpertz, K. Schires, M. Sciamanna, M. Carras et F. Grillot</i>	38
17:00	Emission d'ondes dispersives par un train de solitons noirs <i>T. Marest, C. Mas Arabi, M. Conforti, A. Mussot, C. Milian, D. Skryabin et A. Kudlinski</i>	41
17:15	Laser à verrouillage de modes par rotation non-linéaire de la polarisation dans des fibre PM <i>S. Boivinet, J.-B. Lecourt, A. Gognau, Y. Hernandez, A. Fotiadi, M. Wuilpart et P. Mégret</i>	44
17:30	Les fibres optiques entrent dans une nouvelle ère spatio-temporelle <i>K. Krupa, A. Tonello, R. Dupiol, A. Bendahmane, B. Shalaby, M. Fabert, A. Barthélémy, G. Millot, S. Wabnitz et V. Couderc</i> ..	47
17:45	Renforcement des interactions nonlinéaires par excitation cohérente d'une micro-cavité <i>S. Serna, M. Hama, X. Le Roux, P. Delaye, E. Cassan et N. Dubreuil</i>	50
18:00	Conception de Fibres Apériodiques Passives à Grande Aire Effective ne Propageant qu'une Polarisation du Mode Fondamental <i>R. Du Jeu, D. Darwich, R. Dauliat, A. Benoît, R. Jamier, K. Schuster et P. Roy</i>	53
18:15	Observation de la diffusion Brillouin de surface dans une fibre optique à cristal photonique <i>J.C. Tchahame Nougnihi, J.-C. Beugnot, K. Phan Huy, V. Laude, A. Kudlinski et T. Sylvestre</i>	56

Mardi 5 juillet 2016

8:45 - JNOG - Session Télécom et Photonique Si

Amphi D

8:45	Nanolaser couplés à cristal photonique <i>A. Yacomotti</i>	59
9:15	Modulateurs optiques pour la photonique sur silicium <i>A. Abraham, S. Olivier, M. Fournier, A. Myko, L. Vivien et D. Marris-Morini</i>	62
9:30	Génération sur puce de silicium de paires de photons multiplexés en longueur d'onde <i>F. Mazeas, W. Zhang, M. Traetta, M. Bentivegna, F. Kaiser, D. Aktas, C.A. Ramos, L.A. Ngah, T. Lunghi, X. Le Roux, D. Marris-Morini, L. Vivien, E. Cassan, L. Labonté et S. Tanzilli</i>	65
9:45	Une approche entièrement guidée pour l'optique quantique en régime de variables continues. <i>B. Fedrici, F. Kaiser, A. Zavatta, V. D'auria et S. Tanzilli</i>	68
10:00	Influence des propriétés fréquentielles de différents lasers DML sur les performances d'une émission duo-binaire à 20 Gbit/s <i>J. Konopacki, B. Le Guyader, N. Genay, L. Anet Neto, P. Chanclou et D. Erasme</i>	71
10:15	Démonstrateur WDM Très Haut Débit sur Silicium Constitué d'Anneaux Résonants <i>J.-B. Quéléne</i>	74

Mercredi 6 juillet 2016

8:45 - JNOG - Nouveaux Matériaux

Amphi D

8:45	Fibres Optiques Hybrides Multi-Matériaux <i>F. Sorin, Y. Qu, T. Das Gupta, D.T. Nguyen, W. Yan, A. Page et M. Volpi</i>	77
9:15	Réseaux Métalliques pour le Couplage dans des Guides en Dioxyde de Titane <i>M. Lamy, K. Hammani, J. Arocas, C. Finot et J.-C. Weeber</i>	80
9:30	Équilibre du photo-noircissement des fibres alumino-silicate dopée thulium pompée POMPÉE à 1.07 μm: effet quantitatif du lanthane, cérium et du thulium. <i>J.-F. Lupi, M. Vermillac, W. Blanc, F. Mady, M. Benabdesselam, B. Dussardier et D. Neuville</i>	83
9:45	Microdisque de Carbure de Silicium Sur Pilier de Silicium Sondé Par Couplage Evanescent <i>D. Alliaux, A. Belarouci, D. Hudson, N. Singh, E. Mägi, G. Beaudin, A. Michon, R. Orobtschouk et C. Grillet</i>	86
10:00	Développement d'une plateforme en optique intégrée en verres de chalcogenures pour les moyen infrarouge <i>A. Gutiérrez-Arroyo, L. Bodiou, J. Lemaître, I. Hardy, J. Charrier, E. Baudet, F. Starecki, C. Boussard-Plédel, B. Bureau, V. Nazabal, J.-L. Doualan, A. Braud et P. Camy</i>	89

10:15	Fibres Ruban De Zinc-Phosphate-Argent Photo-Inscriptibles <i>S. Danto, F. Desevedavy, Y. Petit, J.-C. Desmoulin, A. Abou Khalil, C. Strutyński, M. Dussauze, F. Smektala, T. Cardinal et L. Canioni</i>	92
-------	---	----

11:00 - JNOG - Amplificateurs et lasers à fibre

Amphi D

11:00	Synthèse Cohérente de Faisceaux Brillants et d'Impulsions Brèves à Partir de Sources Laser à Fibre <i>V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, R. Florentin, D. Kabeya, P. Rigaud et A. Barthélémy</i>	95
11:30	Combinaison Cohérente dans une Fibre Multicoeurs Dopée Er3+ <i>F. Prevost, M. Hanna, P. Ramirez, G. Bouwmans, L. Bigot et L. Lombard</i>	98
11:45	Système laser entièrement fibré délivrant des impulsions nanosecondes supérieures à 100µJ et un faisceau cohérent de profil d'intensité aplati <i>F. Scol, P. Gouriou, A. Perrin, J.-F. Gleyze, L. Bigot, A. Cassez, C. Valentin, G. Bouwmans et E. Hugonnot</i>	101
12:00	Focalisation de l'énergie par contrôle modal à la sortie d'une fibre amplificatrice à grand nombre de modes <i>R. Florentin, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, D. Pagnoux et A. Barthélémy</i>	104
12:15	Coherent beam combining of 19 fibers in femtosecond regime <i>J. Le Dortz, A. Heilmann, M. Antier-Murgey, J. Bourderionnet, C. Larat, I. Fsaïfes, L. Danialt, S. Bellanger, C. Simon Boisson, J.-C. Chanteloup, E. Lallier et A. Brignon</i>	107
12:30	Forte réduction du bruit d'intensité d'un laser par filtrage d'un laser Brillouin pour les ordres de Stokes 1 et 2 <i>S. Fresnel, S. Trebaol, C. Pareige, P. Besnard et S. Larochelle</i>	110
12:45	Laser à fibre impulsionnel contrôlé par algorithme d'évolution <i>U. Andral, J. Buguet, R. Si Fodil, F. Amrani, F. Billard, E. Hertz et P. Grellu</i>	113

Jeudi 7 juillet 2016

9:00 - JNOG - Amplificateurs et lasers à semi-conducteurs

Amphi D

9:00	Les MIMs (Metal-Isolant-Metal) : des guides ultra-courts pas comme des autres <i>A. Vasanelli, Y. Todorov, B. Askenazi, I. Sagnes et C. Sirtori</i>	116
9:30	Dynamiques spectrales et propriétés de bruit dans les lasers InGaN <i>A. Congar, K. Hussain, C. Pareige, J.-M. Lamy, E. Feltin, R. Butté, N. Grandjean, P. Besnard et S. Trebaol</i>	119
9:45	Lasers tout Cristal Photonique à pompage électrique émettant en continu dans le moyen Infra-Rouge <i>B. Adelin, A. Monmayrant, P. Dubreuil, A. Lecestre, Y. Rouillard, G. Boissier, M. Bahriz, A. Vicet et O. Gauthier-Lafaye</i>	122
10:00	Caractérisation par corrélations quantiques de la région de seuil d'un microlaser de classe B <i>D. Aktas, T. Wang, O. Alibart, G.L. Lippi, E. Picholle et S. Tanzilli</i>	126
10:15	Direct Observation of Thermally Excited Zenneck Waves on SiO2 Sub- wavelength Layers from Mid to Near-infrared <i>S. Gluchko, B. Palpant, S. Volz, R. Braive et T. Antoni</i>	129

11:00 - JNOG - Nouvelles méthodes et caractérisations

Amphi D

11:00	Convertisseurs de longueur d'onde RAMBIO, principe et applications <i>M.C. Phan Huy, P. Delaye, G. Pauliat et S. Lebrun</i>	131
11:30	Caractérisation d'un laser fibré à effet Talbot <i>C. Schnebelin et H. Guillet De Chatelus</i>	134
11:45	Laser femtoseconde entièrement fibré émettant à 1650 nm et application à la microscopie tri-photonique <i>P. Cadroas, L. Kotov, L. Abdeladim, M. Likhachev, D. Lipatov, J.-T. Gomes, D. Gaponov, A. Hideur, J. Livet, W. Supatto, E. Beaurepaire et S. Février</i>	137
12:00	L'indice effectif moyen: un acteur clé dans la réponse des réseaux de Bragg fibrés à la courbure <i>R. Guyard, D. Leduc, Y. Lecieux et C. Lupi</i>	140
12:15	Échantillonneur et amplificateur tout optique par modulation temporelle de phase <i>J. Nuno, M. Gilles, M. Guasoni, C. Finot et J. Fatome</i>	143
12:30	ude de la propagation du mode LP01 dans une fibre de Bragg ur large (50m) a longueur de 1860nm <i>G. Granger, M. Jossent, M. Likhachev et S. Février</i>	146

Stands pédagogiques

S0	Mallette pédagogique pour l'holographie : comment faire des expériences pour l'enseignement supérieur en s'affranchissant simplement des vibrations parasites <i>A. Escarguel et R. Baude</i>	149
S1	HOBIT : Hybrid optical benches for innovative teaching <i>B. Bousquet, L. Canioni, J.-P. Guillet, M. Hachet, S. Fleck, D. Furio, B. Coulais et J. Bergognat</i>	150
S2	La tomographie par cohérence optique : un projet expérimental <i>G. Latour, M. Godard, V. Guillet et M. Jacquey</i>	151
S3	VP2L : Un Serious Game en réalité virtuelle 3D appliqué à la formation aux technologies optique et laser <i>L. Dutertre, B. Fabre, E. D'Humières, S. Petit, D. Lyoen, J. Dronval, E. Boeri et E. Cormier</i>	152
S4	Un ensemble polyvalent d'expériences optiques de démonstration <i>R. Mathevet</i>	153

L'EFFET HONG OU ET MANDEL: AU CŒUR DE LA SECONDE REVOLUTION QUANTIQUE

Alain Aspect¹

¹ Institut d'Optique Graduate School, 2 avenue augustin fresnel, 91127 Palaiseau, France

alain.aspect@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

On sait que la seconde révolution quantique repose sur l'intrication, découverte par Einstein et Schrödinger en 1935, et dont le caractère extraordinaire est mis directement en évidence par la violation expérimentale des inégalités de Bell. Bien que découvert après ces expériences, en 1986, l'effet Hong Ou et Mandel, lui aussi basé sur l'intrication, est conceptuellement plus simple. Dans notre programme visant à revisiter les grandes étapes de l'optique quantique en remplaçant les photons par des atomes, nous avons récemment réussi à observer l'effet Hong Ou et Mandel avec des atomes d'hélium métastable. Après avoir présenté l'effet Hong Ou et Mandel original et expliqué son importance dans le développement de l'optique quantique, je décrirai notre expérience récente, et évoquerai nos projets de tests des inégalités de Bell avec des atomes intriqués.

MOTS-CLEFS : *effet hong ou et mandel ; optique quantique ; atome intriqué*

QUANTUM OPTICS IN PHOTONIC NANOSTRUCTURES USING HIGH-ENERGY ELECTRONS: FEMTOSECOND PLASMONIC AND PHOTONIC WAVEPACKETS ON METASURFACES

Albert Polman

Center for Nanophotonics, FOM Institute AMOLF, Amsterdam, the Netherlands

polman@amolf.nl

RÉSUMÉ

We use 30 keV electrons to create femtosecond plasmonic and photonic wave packets from metallic and dielectric metasurfaces, determining their polarization- and angle-resolved emission spectra, resonant modal field density of states and dispersion, and 3D tomographic field reconstructions.

MOTS-CLEFS : *cathodoluminescence, metasurfaces, wavepackets*

1. INTRODUCTION

A fast electron beam passing through the surface of a polarizable material generates a single-cycle electric field oscillation near the surface that couples strongly to the free or bound electrons in the material. This ultrafast field oscillation presents a spectrally broadband excitation from deep UV to near IR, and the nanoscale electron probe size results in deep-subwavelength spatial excitation resolution. Indeed, electron beam excitation is one of the purest forms of optical excitation, directly addressing the quantum nature of optical matter.

2. EXPERIMENTS AND RESULTS

We use a 30 keV electron beam to create femtosecond plasmonic and photonic wave packets from metallic and dielectric metasurfaces. The electron beam is raster-scanned over the sample while the emitted light is collected (“cathodoluminescence”). In this way an optical excitation map is made that reflects the local optical density of states, at a spatial resolution well below the optical diffraction limit.

From the images the dispersion and local modes of resonant plasmonic and dielectric nanostructure are directly determined. In angle-resolved mode, the azimuthal and zenithal CL emission distributions are measured, probing the angular radiation profile of optical nanoantennas and allowing for momentum spectroscopy to reconstruct the optical band structure in photonic and plasmonic crystals. In polarization-resolved mode, the full polarization state of the emitted light is determined, allowing distinction between linearly and circularly polarized light in a spatially and angle-resolved way. In tomographic mode, 2D CL images are taken under multiple angles of incidence, and a 3D image of the local field distributions is obtained from a tomographic construction. We perform analytical calculations of the time evolution of the plasmonic and photonic fields and show they correspond to wave packets composed of 5-10 optical cycles.



Figure 1. Cathodoluminescence microscope developed at AMOLF using a 30 keV electron beam and a parabolic mirror light collector.

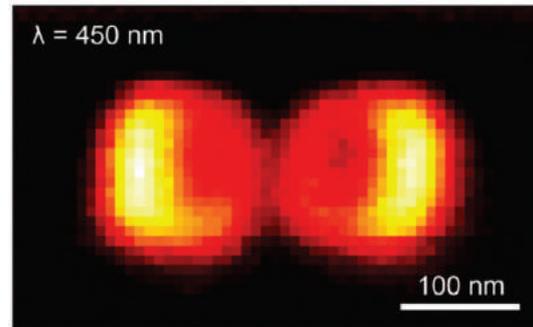


Figure 2. Cathodoluminescence image of p_x - p_x hybridized silicon Mie resonator bonding modal field at $\lambda=450$ nm.

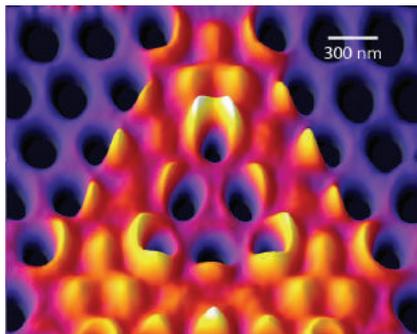


Figure 3. Cathodoluminescence microscopy image of photonic crystal cavity field distribution in SiN membrane, taken at $\lambda=700$ nm.

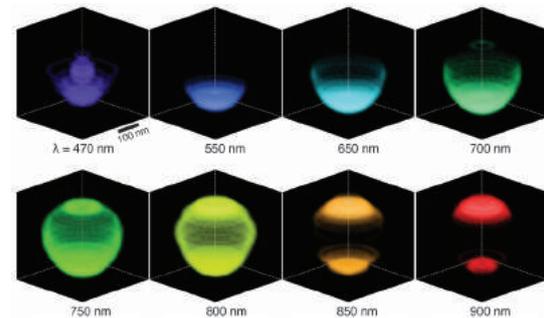


Figure 4. 3D Tomographic reconstruction of localized modes in PMMA/Au core-shell cusp cavity measured with cathodoluminescence.

RÉFÉRENCES

- [1] For details: see: www.erbium.nl/arcis
- [2] Direct imaging of hybridized eigenmodes in coupled silicon nanoparticles, J. van de Groep, T. Coenen, S.A. Mann, and A. Polman, *Optica* **3**, 93 (2016)
- [3] Nanoscale spatial coherent control over the modal excitation of a coupled plasmonic resonator system, T. Coenen, D.T. Schoen, S.A. Mann, S.R.K. Rodriguez, B.J.M. Brenny, A. Polman, and M.L. Brongersma, *Nano Lett.* **15**, 7666 (2015)
- [4] Nanoscale optical tomography with cathodoluminescence spectroscopy, A. Atre, B.J.M. Brenny, T. Coenen, A. Polman and J.A. Dionne, *Nature Nanotech.* **10**, 429 (2015)
- [5] Experimental verification of $n=0$ structures for visible light, E.J.R. Vesseur, T. Coenen, H. Caglayan, N. Engheta, and A. Polman, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 013902 (2013)
- [6] Deep-subwavelength imaging of the modal dispersion of light, R. Sapienza, T. Coenen, J. Renger, M. Kuttge, N.F. van Hulst, and A. Polman, *Nature Mater.* **11**, 781 (2012)

CONFINEMENT MOLECULAIRE: UNE NOUVELLE VOIE POUR LA NANOPHOTONIQUE ?

Mireille Blanchard-Desce

Institut des Sciences Moléculaires UMR CNRS 5255, Université de Bordeaux, 33405 Talence, France

mireille.blanchard-desce@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

Une approche « bottom-up » exploitant le confinement moléculaire permet d'accéder à des nanoparticules hyperbrillantes, accordables et présentant des réponses optiques exaltées, d'intérêt majeur pour l'imagerie.

MOTS-CLEFS : *nanophotonique, fluorescence, absorption non-linéaire*

1. INTRODUCTION

Le champ de la nanophotonique connaît actuellement un fort développement lié tant à la recherche de propriétés et comportements inédits qu'aux potentialités ouvertes dans différents domaines allant de l'énergie aux sciences du vivant. Les nanomatériaux qui ont suscité le plus d'intérêt dans ce domaine sont essentiellement inorganiques (i.e. métalliques, semi-conducteurs, oxydes...). Toutefois la voie « tout-organique » et plus particulièrement celle basée sur l'utilisation de petites molécules spécialement adaptées constitue une piste particulièrement prometteuse.^[1] Ainsi, si les quantum dots sont associés à des développements majeurs en imagerie (*in vivo*, super-résolution...) et leur succès lié à leurs remarquables propriétés optiques, ils présentent toutefois certaines limitations en termes de biodégradabilité et de toxicité. Par ailleurs, du fait du confinement quantique, la modulation de leur taille s'accompagne d'une modulation de leur fluorescence (i.e. déplacement vers les plus grandes longueurs d'onde avec l'augmentation de taille). Dans ce contexte nous avons mis en place une démarche « bottom-up » basée sur le *confinement moléculaire* de chromophores organiques originaux au sein de nanoparticules « tout-organiques ». Notre but était d'accéder à des nanoparticules luminescentes de taille et couleur indépendamment contrôlables, hyperbrillantes, stables en milieu biologique, biocompatibles et présentant une excellente photostabilité. La réalisation de tels nano-objets photoniques - à base exclusive de molécules- constituait toutefois un défi tant en termes de stabilité, qu'en termes de propriétés optiques dans la mesure où les fluorophores organiques sont connus pour leur plus faible brillance et leur moins bonne résistance au photoblanchiment, vis-à-vis notamment des quantum dots.

2. UNE STRATEGIE BOTTOM-UP BASEE SUR LE CONFINEMENT DE CHROMOPHORES MULTIPOLAIRES POLARISABLES

L'approche mise en œuvre s'appuie sur une classe de nanoparticules relativement récente et présentant néanmoins des potentialités majeures en optique: les nanoparticules fluorescentes à base de petites molécules (aussi désignées par l'acronyme FONs pour Fluorescent Organic Nanoparticles).^[1] Ces nanoparticules peuvent être préparées dans l'eau, par simple auto-agrégation spontanée de molécules particulières (i.e. spécifiquement « conçues pour »). Cette approche repose sur une véritable « ingénierie » des sous-unités moléculaires (i.e. chromophores) constituant la nanoparticule et une maîtrise des effets d'interactions entre ces sous-unités. Cette double contrainte est une des caractéristiques majeures des nanoparticules à base de molécules, à l'origine à la fois de leur spécificité, de leur richesse et de leur complexité. En effet, dans le cas des nanoparticules incorporant des colorants organiques classiquement utilisées (i.e. à base de silice, de polymères, de lipides, ou de tensioactifs), les molécules de colorants sont dispersées et n'interagissent pas (ou peu)

entre-elles. La situation est tout autre dans le cas des FONs car ce sont au contraire les forces intermoléculaires qui en assurent la cohésion, produisant des édifices organisés et stables dans l'eau. Au-delà, ces interactions peuvent être manipulées et exploitées pour *modifier* les caractéristiques optiques des nanoparticules. Le design des FONs relève donc d'un exercice subtil de « lego moléculaire interactif » dans lequel non seulement la nature des sous-unités moléculaires joue un rôle mais leur assemblage module leur couleur et leur brillance. Le choix des unités chromophoriques et de leur mode d'interaction est donc déterminant et la démarche d'ingénierie doit intégrer les deux niveaux. Dans ce contexte, la stratégie que nous avons mis en œuvre repose sur le design et l'utilisation de *chromophores multipolaires polarisables* (dipolaires, quadrupolaires, octupolaires) spécifiquement dédiés (Figure 1).

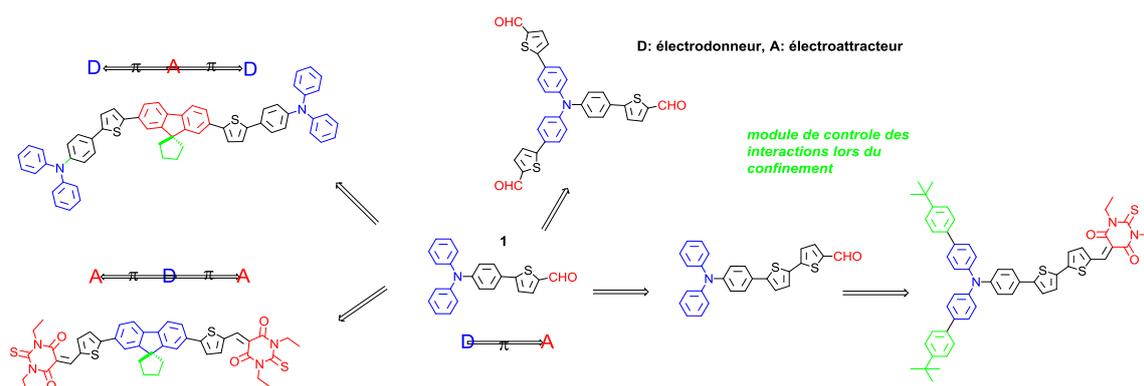


Fig. 1 : Exemples de chromophores multipolaires polarisables dédiés à l'élaboration de nanoparticules organiques ultra-brillantes et accordables.

La structure des chromophores (D, A, connecteur π conjugué) permet de moduler aisément leurs propriétés d'absorption et de fluorescence et leur confère des propriétés optiques non-linéaires marquées. De tels systèmes sont de plus destinés à engendrer de fortes *interactions électrostatiques* lors de leur confinement. La stratégie choisie consiste à la fois à *amplifier* (en jouant sur les distances et les dipôles locaux) et à *orienter* (en jouant sur la topologie de la molécule et sa géométrie) ces interactions pour moduler et exalter les réponses optiques lors du confinement moléculaire. Ceci concerne tant (i) la luminescence (via l'intervention de couplages excitoniques pouvant conduire à une amplification et décalage de l'émission) que (ii) les réponses optiques non-linéaires.

La nature même de ces chromophores (polarité *et* polarisabilité élevées) ouvrait des possibilités jusqu'alors inexplorées et nous a effectivement permis d'accéder à une palette de nanoparticules de tailles modulables (5-50 nm) et couleurs variées (balayant le visible jusqu'au proche infra-rouge), présentant de plus des brillances comparables, voire très supérieures à celles des quantum dots.^[2-6] Il est de plus possible d'exalter les réponses optiques non-linéaires et la luminescence de telles nanoparticules en pilotant en amont les interactions,^[6] mais également de développer des *nanoparticules tout-organiques cœur-écorce* qui présentent à la fois un confinement de la luminescence à l'interface entre le cœur et l'écorce et une exaltation des réponses optiques.^[7]

3. VERS DES NANOTRACEURS HYPERBRILLANTS POUR L'IMAGERIE DU VIVANT

L'ingénierie moléculaire des sous-unités chromophoriques constituant la nanoparticule permet également de moduler les propriétés de surface des nanoparticules. Ces dernières sont très importantes car elles déterminent la stabilité des nanoparticules et influent fortement sur leur devenir en milieu biologique, un paramètre crucial pour l'utilisation de ces nanoparticules comme traceurs ou marqueurs en imagerie du vivant. Ainsi des nanoparticules *ultrabrillantes biocompatibles* et *extrêmement* stables en milieu biologique ont pu être obtenues et utilisées en

imagerie *in vivo* (microscopie biphotonique) pour réaliser l'angiographie sur le petit animal^[2] et en démontrer l'innocuité. Plus encore, il est possible en jouant sur la nature des sous-unités chromophoriques, de produire des nanoparticules dotées d'une remarquable résistance au photoblanchiment. Cette propriété (inédite pour les composés organiques) permet de réaliser un suivi spatio-temporel de particules uniques, ouvrant la voie à une *imagerie dynamique multicolore* aussi bien en milieu aqueux qu'à l'intérieur des cellules (Figure 2).^[4,7]

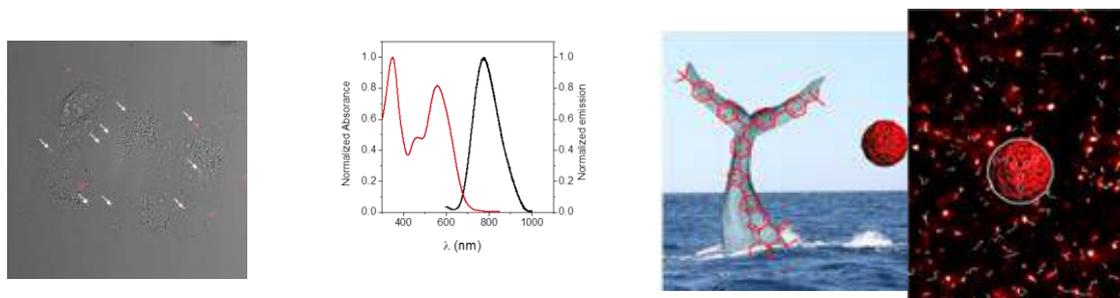


Fig. 2 : Imagerie de nanoparticules hyper-brillantes émettrices dans le proche IR (HIFONs) dans des cellules COS (gauche) et suivi dans l'eau (droit) ^[4]

CONCLUSION

Le confinement contrôlé de modules chromophoriques « interactifs » multipolaires et polarisables constitue une approche originale qui permet d'accéder à des nanoparticules hyperbrillantes et biocompatibles, combinant brillances exceptionnelles et (stabilité et) photostabilité remarquables, tout en s'affranchissant des problèmes de toxicité intrinsèque aux nanoparticules semi-conductrices. De ce fait, ces nano-objets ouvrent des perspectives très importantes en imagerie du vivant et nanoscopie. De plus des effets de confinement de luminescence et d'exaltation des propriétés optiques non-linéaires inédits ouvrent un nouveau champ en nanophotonique moléculaire.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Patra, C. G. Chandaluri, and T. P. Radhakrishnan, "Optical materials based on molecular nanoparticles," *Nanoscale*, vol. 4, 343-359, 2012.
- [2] V. Parthasarathy, S. Fery-Forgues, E. Campioli, G. Recher, F. Terenziani, and M. Blanchard-Desce, "Dipolar versus Octupolar Triphenylamine-Based Fluorescent Organic Nanoparticles as Brilliant One- and Two-Photon Emitters for (Bio)imaging", *Small*, vol. 7, pp. 3219-3229, 2011.
- [3] K. Amro, J. Daniel, G. Clermont, T. Bsaibess, M. Pucheault, E. Genin, M. Vaultier, and M. Blanchard-Desce, "A New Route towards Fluorescent Organic Nanoparticles with Red-shifted Emission and Increased Colloidal Stability," *Tetrahedron*, vol. 70, pp. 1903-1909, 2014.
- [4] E. Genin, Z. Gao, J. A. Varela, J. Daniel, T. Bsaibess, I. Gosse, L. Groc, L. Cognet, and M. Blanchard-Desce, "«Hyper-bright» Near-Infrared Emitting Fluorescent Organic Nanoparticles for Single Particle Tracking," *Adv. Mater.*, vol. 26, pp. 2258-2261, 2014.
- [5] J. Daniel, A. G. Godin, M. Palayret, B. Lounis, L. Cognet, and M. Blanchard-Desce, "Innovative molecular-based fluorescent nanoparticles for multicolor single particle tracking in cells," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 49, pp. 084002-084012, 2016.
- [6] J.-B. Verlhac, J. Daniel, P. Pagano, G. Clermont, and M. Blanchard-Desce, "Enhanced two-photon brightness in molecular-based organic nanoparticles built from articulated-dipoles", *C. R. Chimie*, vol. 19, pp. 28-38, 2016.
- [7] E. Campioli, C. Rouxel, M. Campanini, L. Nasi, M. Blanchard-Desce, F. Terenziani, "Enforcing Luminescence at Organic Nanointerfaces: Luminescence Spatial Confinement and Amplification in Molecular-Based Core-Shell Nanoparticles," *Small*, vol.9, pp. 1982-1988, 2013; E. Campioli, D.-M. Nikolaidou, V. Hugues, M. Campanini, L. Nasi, M. Blanchard-Desce, F. Terenziani, "Amplified Two-Photon Brightness in Organic Multicomponent Nanoparticles," *J. Mater. Chem. C*, vol. 3, pp. 7483-7491, 2015.

DES MIROIRS HORS NORME À L'ÉCOUTE DE L'ESPACE-TEMPS

Jérôme Degallaix¹, Laurent Balzarini¹, Vincent Dolique¹, Raffaele Flaminio², Danièle Forest¹, Massimo Granata¹, Bertrand Lagrange¹, Laurent Pinard¹, Christophe Michel¹, Nicolas Straniero¹, Julien Teillon¹, Gianpetro Cagnoli¹

¹ *Laboratoire des Matériaux Avancés (LMA), IN2P3/CNRS, 69100 Villeurbanne, France*

² *National Astronomical Observatory of Japan, 2-2-1 Osawa, Mitaka, 181-8588 Tokyo, Japon*

j.degallaix@lma.in2p3.fr

RÉSUMÉ

Dans cette article les défis dans la réalisation des grandes optiques des détecteurs interférométriques d'ondes gravitationnelles sont présentés. Ces instruments, de plusieurs kilomètres de long, utilisent les optiques les plus précises jamais réalisées, et ce, tant au niveau du polissage que du dépôt.

MOTS-CLEFS : *Miroirs ; Ondes gravitationnelles ; Dépôts ;*

1. A L'AUBE D'UNE NOUVELLE ASTRONOMIE

Le 11 Février 2016 e été marqué par l'annonce par la collaboration LIGO et Virgo de la première détection directe des ondes gravitationnelles sur Terre [1]. Cet évènement marque le début d'une révolution avec un moyen d'observation totalement inédit, sensible aux perturbations mêmes de l'espace temps. Outre que cette découverte confirme de manière éclatante la théorie de la Relativité Générale dans des régimes jamais testés auparavant, elle ouvre aussi une nouvelle fenêtre sur l'univers. Cette nouvelle astronomie va permettre de comprendre les mécanismes de formation des trous noirs massifs, de recenser les objets binaires comme les couples d'étoiles à neutron, de comprendre la nature des pulsars ou bien l'origine des sursauts de rayons gamma. Et ceci n'est possible qu'avec des détecteurs interférométriques qui repoussent les limites de la technologie.

2. DES INTERFÉROMÈTRES DE L'EXTRÊME

Le principe du détecteur d'onde gravitationnelle est basée sur un interféromètre de Michelson géant. En particulier, les deux bras perpendiculaires sont des cavités Fabry-Pérot longues de plusieurs kilomètres. Le schéma optique simplifié du détecteur est présenté sur la figure 1.

Le miroir de fond des cavités des bras est extrêmement réfléchissant (transmission de quelques ppm), ce qui a pour conséquence que toute la lumière incidente sur la cavité est aussi réfléchi par celle-ci. Comme le détecteur opère sur la frange noire (peu de lumière arrive sur la détection), une grande majorité de la lumière du laser retourne vers celui-ci. Afin qu'elle ne soit pas perdue, un miroir dit de recyclage de puissance est inséré entre le laser et le Michelson. De même, un miroir dit de recyclage de signal est inséré entre la séparatrice et le système de détection afin de changer la réponse optique du détecteur. Cette technique permet d'ajuster la gamme de fréquences où le détecteur est le plus sensible.

Le laser du détecteur est de 200 W, mais seulement 125 W atteignent l'entrée de l'interféromètre au niveau du miroir de recyclage de puissance. Typiquement 5 kW circulent dans partie centrale et jusqu'à 600 kW dans les bras pour le détecteur Virgo en Italie. Pour contrecarrer les effets thermiques dus à ces fortes puissances, les interféromètres ne peuvent fonctionner qu'avec un système de compensation thermique perfectionné, tant au niveau des senseurs que des actuateurs.

Afin de limiter l'effet de lentille thermique et du bruit thermique Brownien des miroirs, il est souhaitable d'avoir un faisceau laser le plus étendu possible. De ce fait, la taille du faisceau est de l'ordre de 5 cm de rayon sur les miroirs de l'interféromètre. Donc pour limiter les pertes, les optiques font 350 mm de diamètre de 35 mm d'épaisseur (lame compensatrice) jusqu'à 200 mm pour les miroirs des bras. La séparatrice de part son orientation est la plus grande optique avec 550 mm de diamètre.

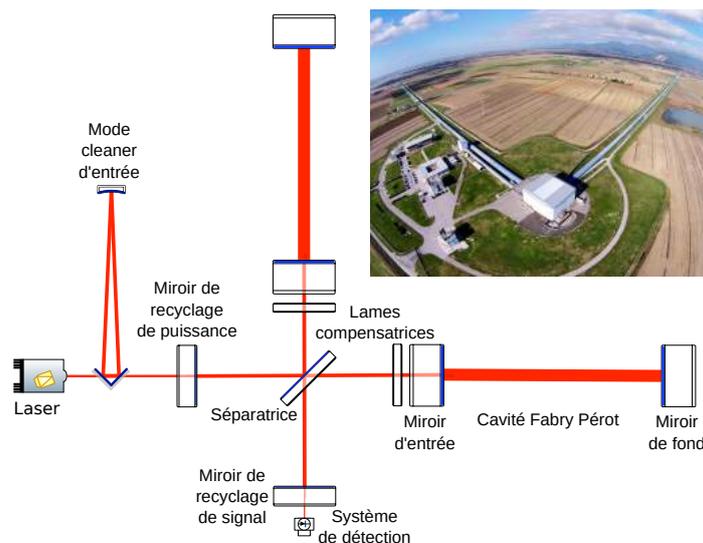


FIGURE 1 : Schéma optique typique d'un détecteur d'ondes gravitationnelles. Dans l'encart, une vue aérienne du détecteur Virgo en Italie avec ses bras perpendiculaires de 3 km de long.

3. LES SPÉCIFICATIONS TECHNIQUES DES OPTIQUES

Dans cette partie, nous allons nous focaliser sur les miroirs d'entrée et de fond des bras, qui sont les optiques les plus critiques et donc celles avec les spécifications les plus contraignantes. Nous prendrons l'exemple des miroirs pour Advanced Virgo [2], sachant que les paramètres pour Advanced LIGO sont très similaires.

Les substrats des miroirs sont faits dans du verre ultra-pur et mesurent 350 mm en diamètre pour 200 mm d'épaisseur. Il fut décidé de les tailler dans la dernière génération de verre Suprasil développée par Heraeus (Suprasil 3002) pour les miroirs d'entrée. Ce verre présente une très bonne homogénéité et une absorption en volume exceptionnellement basse de l'ordre de 0.2 ppm/cm à 1064 nm. Pour les miroirs de fond traversés par très peu de lumière, les contraintes sont moins strictes ; du Suprasil 312 a été choisi.

Afin de limiter les pertes de lumière par aller retour dans les bras de 3 km (but : moins de 75 ppm de lumière doit être perdue par aller retour), des spécifications très strictes au niveau de la planéité et de la rugosité ont été demandées aux polisseurs. Ici nous résumons, les trois principales spécifications :

- Rayons de courbure de 1420 m et 1683 m (± 10 m) respectivement pour les miroirs d'entrée et de fond. Les 4 pièces pour chaque type de miroir, doivent avoir tous leurs rayons identiques à ± 3 m.
- Planéité inférieure à 0.5 nm RMS dans la partie centrale de 150 mm de diamètre (pour les fréquences spatiales inférieures à 1 mm^2).
- Micro-rugosité inférieure à 1 Å RMS.

Les dépôts sur les substrats polis sont faits au LMA à Villeurbanne par la technique de pulvérisation par faisceau d'ions. Là aussi, les spécifications sont à la limite de la technologie avec sur la partie centrale :

- Planéité inférieure à 0.5 nm RMS après dépôt.
- Absorption inférieure à 0.5 ppm à 1064 nm.
- Diffusion inférieure à 10 ppm.
- Transmission des miroirs d'entrée $T = 1.4 \pm 0.1\%$ avec $\Delta T < 0.01\%$ pour les deux miroirs d'entrée.
- Transmission des miroirs de fond $T = 4 \pm 1$ ppm.
- Dépôt anti-réfléchissant à 3 bandes (532, 800 et 1064 nm), avec $R < 100$ ppm à 1064 nm.

4. DES PERFORMANCES OPTIQUES INÉDITES

Malgré des spécifications de surface très contraignantes, le polissage de ces grandes pièces fut un succès. Il a fallu renouveler ce succès aussi pour le traitement de ces pièces.

Pour garantir la similitude des miroirs, deux substrats doivent être mis en même temps dans la machine de dépôt. De plus, pendant la déposition des couches minces les substrats se déplacent dans un mouvement planétaire afin d'atteindre les spécifications de planéité précisées aussi après dépôt. Après plusieurs années de recherche et développement au niveau de la technique de déposition et des matériaux utilisés [3], toutes les spécifications demandées ont pu être atteintes. Ici nous revenons sur quelques faits marquants.

La plus grande difficulté pour les dépôts venait des exigences de planéité. Un exemple de résultat est présenté en figure 2 avec une mesure de la surface du miroir avant et après dépôt avec la même échelle de couleur. Malgré l'ajout de $6 \mu\text{m}$ pour rendre le substrat réfléchissant le RMS est seulement passé de 0.3 nm à 0.4 nm sur la partie centrale de 150 mm de diamètre.

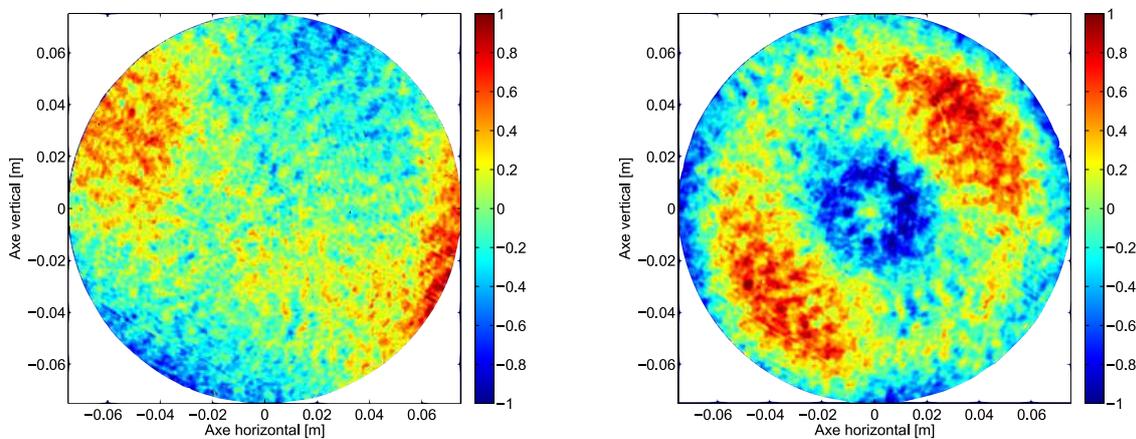


FIGURE 2 : Image de la planéité d'un miroir de fond avant (gauche) et après dépôt (droite). L'échelle de couleur est en nanometre et identique pour les deux images.

Une seconde difficulté importante était la qualité de l'anti-reflet. Un nouveau design d'empilement a été trouvé avec 16 couches et s'est avéré robuste par rapport aux erreurs de déposition. Ce qui a donné pour résultat, une réflexion inférieure à 32 ± 10 ppm pour 1064 nm sur la partie centrale.

La similitude en transmission des miroirs d'entrée fut aussi un succès, avec une différence de transmission de 0.002%. La diffusion moyenne des miroirs a été mesurée sur la partie centrale à 4 ppm en moyenne.

5. PERSPECTIVES

De par leur tailles et leurs spécifications, les miroirs des détecteurs d'ondes gravitationnelles ont repoussé les limites de la technologie. L'aventure ne s'arrête pas là, puisque déjà une nouvelle génération de détecteurs est prévue avec des optiques plus grandes et plus performantes pour des détecteurs toujours plus sensibles à l'écoute des murmures gravitationnels de l'univers.

RÉFÉRENCES

- [1] The LIGO and Virgo Collaborations, "Observation of gravitational waves from a binary black hole merger," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, pp. 061102, 2016.
- [2] Virgo Collaboration, "Advanced Virgo Technical Design Report," Virgo TDS link, 2012.
- [3] L. Pinard *et al.*, "Toward a new generation of low-loss mirrors for the advanced gravitational waves interferometers," *Opt. Lett.*, vol. 36, pp. 1407-1409, 2011.

L'EXPLORATION DU TROU NOIR AU CENTRE DE LA GALAXIE AVEC GRAVITY

Guy Perrin¹

¹ LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité

guy.perrin@obspm.fr

RÉSUMÉ

Le centre de notre galaxie abrite un objet de 4 millions de fois la masse du Soleil, Sagittarius A*, probablement un trou noir super-massif. L'interféromètre GRAVITY du VLTI a pour ambition de tester l'hypothèse du trou noir, d'en étudier la nature et d'explorer la gravitation en champ fort. Lancé en 2005, le projet a connu sa première lumière à la fin de 2015. Des premiers résultats sur Sagittarius A* et son environnement sont attendus en 2017.

MOTS-CLEFS : *Trou noir ; centre galactique ; interférométrie ; infrarouge*

1. LE CŒUR DE LA VOIE LACTÉE

La Voie Lactée abrite en son centre une source radio intense et compacte, la plus intense dans cette région du ciel, Sagittarius A* ou Sgr A* [1]. Le centre galactique est constellé de sources ponctuelles dont la grande majorité sont des étoiles. Les étoiles les plus au centre, l'amas des étoiles S, jouent un rôle particulier dans la détermination de la nature de Sgr A*.

2. LA NATURE DE SAGITTARIUS A*

L'étude de leur mouvement est devenue possible grâce à la montée en puissance des techniques de haute résolution angulaire dans l'infrarouge, avec l'interférométrie des tavelures d'abord, puis avec l'optique adaptative ensuite. Les étoiles ont ainsi été suivies individuellement depuis les années 90 et leurs orbites ont pu être reconstruites. L'application de la troisième loi de Kepler fournit une estimation de la masse de l'objet central : environ 4 millions de masses solaires [2,3,4]. La Figure 1 montre les orbites reconstruites des étoiles les plus proches aujourd'hui connues ainsi que les mesures des positions de l'étoile S2. Une masse importante contenue dans un volume restreint pointe vers l'hypothèse que Sgr A* serait un trou noir super-massif.

3. LES SURSAUTS DU CENTRE GALACTIQUE

Le flux provenant de Sgr A* connaît des fluctuations dont certaines peuvent être aussi soudaines que violentes causant une augmentation de luminosité de quelques à plusieurs dizaines d'unités dans l'infrarouge proche et dans le domaine des rayons X [5]. Une hypothèse est qu'il s'agit de gaz chauffé sur la dernière orbite circulaire stable autour du trou noir, de diamètre égal ou triple de celui du trou noir, dépendant de son taux de rotation, c'est-à-dire mille fois plus près que la plus proche des étoiles S connues, S2. Si c'est le cas, ces sursauts sont un outil fantastique pour l'exploration du trou noir. Ils pourraient ainsi apporter la première preuve que seul un trou noir peut expliquer l'extraordinaire densité de masse car circonscrite à son horizon. Les sursauts sont potentiellement d'excellentes particules-test près de l'horizon pour l'étude de la gravitation en champ fort. Leur trajectoire pourrait permettre l'exploration de l'espace-temps de façon directe autour du trou noir et une étude *in situ* des effets de relativité générale en champ fort [6].

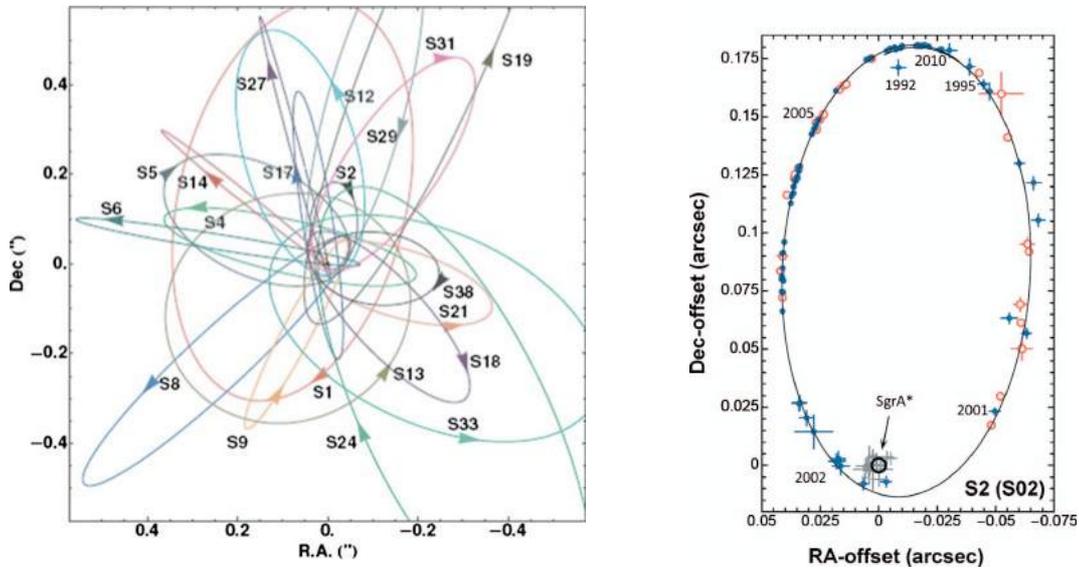


Fig. 1 : Gauche : la trajectoire des étoiles de l'amas S près atour du centre galactique [4]. Droite : les mesures obtenues sur l'étoile S2 et les mesures de position de Sgr A* [2].

4. LE CENTRE GALACTIQUE COMME LABORATOIRE DE LA GRAVITATION EN CHAMP FORT

Aucune mesure de la structure de l'espace-temps près d'un trou noir n'a pu être faite pour confronter la théorie de la relativité générale au cas le plus extrême. Les trous noirs sont des objets très compacts et ont de petites dimensions angulaires (des trous noirs stellaires comme Cygnus X-1 sont très proches mais de petite masse, des trous noirs au centre des galaxies sont super-massifs mais très distants). Sgr A* est celui dont la dimension angulaire est la plus importante et ne mesure que $53 \mu\text{as}$ (26×10^{-11} rad). Il est donc *a priori* notre meilleure chance de tester la théorie de la relativité générale de façon directe en champ fort. C'est l'un des objectifs majeurs de l'instrument GRAVITY.

5. L'INSTRUMENT GRAVITY SUR LE VLTI

GRAVITY est un ambitieux projet d'interféromètre [7]. Il utilise les quatre télescopes de 8,20 m (Unit Telescopes) du Very Large Telescope en mode interférométrique, c'est-à-dire qu'il fait interférer simultanément les quatre faisceaux qui en sont issus pour obtenir l'équivalent d'un télescope d'environ 140 m de diamètre du point de vue de la résolution angulaire atteinte, 4 mas dans l'infrarouge proche à $2,2 \mu\text{m}$. Il a en outre la capacité de recombinaison les 4 télescopes de 1,80 m (Auxiliary Telescopes) pour l'observation des sources les plus brillantes (Figure 2). GRAVITY est construit, sous la responsabilité du Max Planck Institut für Extraterrestrische physik de Munich, par un consortium européen comprenant des instituts allemands, portugais et français (Observatoire de Paris/LESIA, IPAG). Le projet a été lancé en 2005. GRAVITY a obtenu sa première lumière fin 2015 et est entré dans une période de tests intensifs pour environ un an.

Deux types de mesures seront faites avec GRAVITY. Grâce à l'utilisation simultanée des 4 grands télescopes, des images précises de l'environnement de Sgr A* seront régulièrement obtenues avec une résolution 16 fois meilleure qu'avec les plus grands télescopes actuels. Il sera ainsi possible de résoudre l'émission présente autour de Sagittarius A*. Quelques étoiles à découvrir sont potentiellement en orbite autour du trou noir à quelques unités astronomiques ou à une fraction d'unité astronomique de distance. À une si faible distance, leurs orbites sont fortement perturbées et l'écart à des orbites newtoniennes classiques permettra de mettre en évidence des effets relativistes et de mesurer une caractéristique importante du trou noir, son taux de rotation [8].

Le mode imagerie ne permettra cependant pas d'accéder à l'horizon du trou noir, ce qui nécessite une résolution 100 fois plus élevée. GRAVITY offrira une capacité toute nouvelle, un mode astrométrique avec une précision de $10 \mu\text{as}$, soit le rayon physique de l'horizon de Sgr A*. Il permettra de détecter tout mouvement autour du trou noir avec une précision égale à sa dimension. Il sera utilisé pendant les sursauts pour mesurer la trajectoire de la zone émettrice.

GRAVITY est l'interféromètre infrarouge le plus complexe jamais construit. Deux champs distants d'au plus $6''$ sont observables simultanément. L'un sert de référence de phase et permet de corriger les turbulences à l'échelle de l'interféromètre pour stabiliser les franges et d'atteindre des temps de pose de plusieurs minutes dans l'autre champ. La référence de phase est utilisée à la fois pour l'imagerie et pour l'astrométrie différentielle. Une métrologie précise à quelques nanomètres près permet de mesurer l'écart des paquets de franges dans les deux voies pour atteindre la précision astrométrique de plusieurs dizaines de micro-secondes d'angles. Enfin, les turbulences atmosphériques sont corrigées à l'échelle de chacune des pupilles de 8,20 m par optique adaptative pour maximiser la sensibilité et la précision de l'instrument.



Fig. 2 : le site du Very Large Telescope de l'ESO au mont Paranal au Chili. Deux des 4 AT déplaçables sur des rails sont visibles en plus des 4 UT.

CONCLUSION

Les premiers résultats techniques obtenus par GRAVITY depuis sa première lumière à l'automne 2015 sont très encourageants. L'exploitation scientifique de l'instrument démarrera dès juin 2016 par un programme de *science verification*, l'instrument étant ouvert à la communauté astronomique à partir d'octobre 2016.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Balick & R.L. Brown, 1974, *ApJ* 194, 265
- [2] R. Schödel et al., 2002, *Nature* 419, 694
- [3] F. Eisenhauer et al., 2005, *ApJ* 628, 246
- [4] S. Gillessen et al. 2009, *ApJ* 692, 1075
- [5] R. Genzel et al., 2003, *Nature* 425, 934
- [6] F.H. Vincent et al., 2014, *MNRAS* 441, 3477
- [7] F. Eisenhauer et al. 2011, *Messenger* 143, 16
- [8] T. Paumard et al. 2005, *Astronomische Nachrichten* 326, 568

ARRÊTER LA LUMIÈRE DANS UNE FIBRE: LA RENCONTRE DES ATOMES FROIDS ET DE LA NANOPHOTONIQUE

Julien Laurat

*Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-Sorbonne Universités, CNRS, ENS-PSL Research University,
Collège de France, 4 Place Jussieu, 75005 Paris, France*

julien.laurat@upmc.fr

RÉSUMÉ

La combinaison des atomes froids et de la nanophotonique permet de réaliser de nouvelles interfaces lumière-matière pour l'information quantique.

MOTS-CLEFS : *information quantique; mémoire; atomes froids; nanophotonique.*

Les interfaces lumière-matière constituent des outils importants pour l'optique quantique et les réseaux quantiques de communication [1]. Dans ce contexte, mon équipe de recherche au Laboratoire Kastler Brossel s'intéresse au développement de telles interfaces reposant sur des ensembles d'atomes froids. Un exemple d'application est la réalisation de mémoires quantiques permettant à la lumière et à la matière d'échanger leurs états à la demande. En espace libre, nous avons ainsi créé une mémoire permettant le stockage de bits quantiques encodés dans le moment orbital angulaire de la lumière, c'est-à-dire dans l'hélicité du front d'onde [2]. En faisant fonctionner deux mémoires quantiques en parallèle, nous avons ensuite stocké des bits encodés par la structuration de la lumière dans le plan transverse, non seulement en phase mais aussi en polarisation, réalisant ainsi une mémoire quantique pour plusieurs degrés de liberté simultanément [3]. Dans cet exposé, je présenterai une nouvelle interface reposant sur une nanofibre optique au diamètre sub-longueur d'onde et couplée à un ensemble d'atomes froids piégés à proximité.

Combiner atomes froids et nanophotonique apparaît comme une alternative prometteuse pour réaliser de nouvelles interfaces lumière-matière. Le fort confinement de la lumière permet non seulement une interaction sur une distance qui n'est plus limitée par la diffraction, mais également une interaction atome-photon exaltée et la possibilité d'interaction non-linéaire à des puissances optiques très faibles.

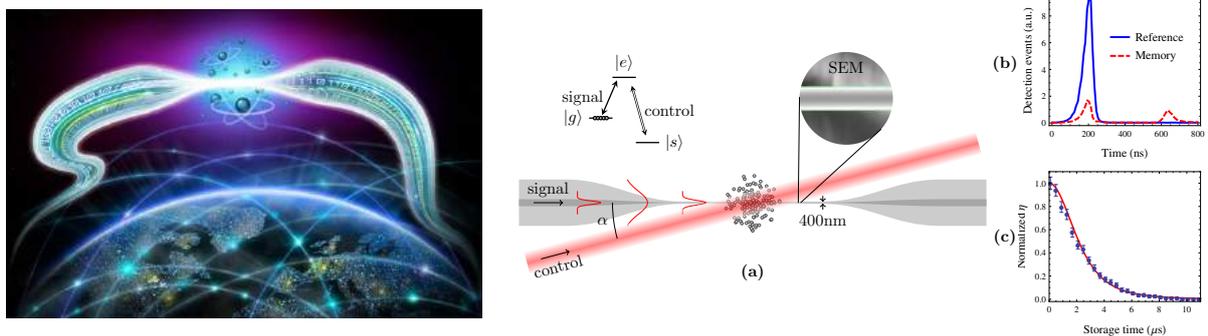


FIGURE 1 : Arrêter la lumière dans une fibre optique. Des atomes froids sont piégés au voisinage d'une fibre optique qui a été étirée dans une région de quelques centimètres. En arrivant dans cette zone, la lumière guidée est ralentie et l'information qu'elle porte est transférée aux atomes. Plus tard, à la demande, la lumière est réémise dans la fibre et peut se propager à nouveau. (a) Une fibre de 400 nm de diamètre est superposée à un large ensemble d'atomes froids. Un champ dit de contrôle permet de modifier la propagation de la lumière guidée. (b) Stockage et relecture. (c) Temps de vie de la mémoire.

Par exemple, un guide d'onde avec une dimension plus petite que la longueur d'onde fournit un large champ évanescent qui peut être utilisé pour interagir avec des atomes à proximité ou pour les piéger à l'aide d'un piège dipolaire. La surface effective du mode étant proche de la section efficace d'absorption, un atome unique peut absorber une fraction non négligeable de la lumière guidée et fournir ainsi un fort couplage lumière-matière en un seul passage.

En utilisant une telle approche, nous avons réussi à intégrer une mémoire quantique directement dans une fibre optique (figure 1) [4]. Pour cela, une fibre optique commerciale similaire à celles utilisées dans les réseaux de télécommunication a été chauffée et étirée jusqu'à moins de 400 nanomètres de diamètre et ce, sur quelques centimètres. Nous avons ensuite refroidi des atomes de césium disposés proches de cette zone étirée. Lorsque la lumière atteint cette région, une grande partie de l'énergie circule autour de la fibre et elle peut alors interagir avec les atomes environnants. En utilisant la technique dite de *transparence induite électromagnétiquement* qui permet de contrôler les propriétés du milieu atomique par un laser additionnel, la lumière a été ralentie par un facteur 3 000 puis totalement arrêtée. Cette impulsion lumineuse a été stoppée pendant plusieurs microsecondes puis émise de nouveau dans la fibre. Sans cet arrêt imposé, la lumière aurait parcouru dans le même temps plusieurs kilomètres ! L'information portée par la lumière est transférée aux atomes sous la forme d'une excitation collective, une large superposition quantique. En raison du fort confinement de la lumière, quelques milliers d'atomes suffisent pour obtenir de fort ralentissement, alors que des millions étaient nécessaires dans les expériences en espace libre. Nous avons également montré que des impulsions lumineuses contenant un seul photon pouvaient être stockées et réémises avec un large rapport signal sur bruit. Au delà des mémoires quantiques, ce système peut aussi être utilisé comme source de photons uniques intrinsèquement fibrés.

Je montrerai également comment le piégeage d'atomes froids autour de la nanofibre permet de réaliser un miroir de Bragg efficace [5]. En réalisant un réseau optique dans le champ évanescent, avec une distance entre les atomes proches de la longueur d'onde de la transition atomique, nous avons pu démontrer des réflectivités supérieures à 75% avec seulement quelques milliers d'atomes (figure 2). La possibilité de contrôler le transport de photon unique dans ce type de système est à la base de nombreuses propositions dans ce domaine émergent dit de l'électrodynamique quantique en guide d'onde (*waveguide quantum electrodynamics*).

Je terminerai cet exposé en discutant les perspectives du domaine, en particulier l'apport possible des cristaux photoniques à cette nouvelle direction de recherche.

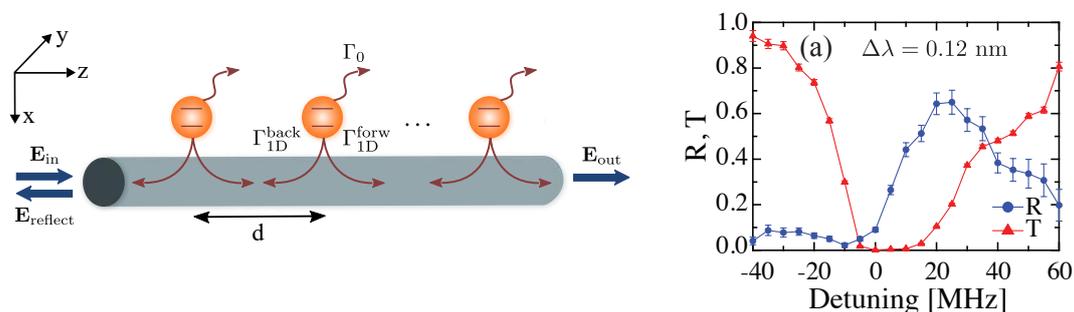


FIGURE 2 : **Miroir de Bragg atomique.** Les atomes piégés à proximité de la nanofibre peuvent émettre en espace libre ou dans le mode guidé. Chaque atome se comporte alors comme un miroir avec une faible réflectivité pour la lumière se propageant dans la nanofibre. Lorsque la distance entre les atomes est très proche de la longueur d'onde de la transition atomique, l'interférence entre ces réflexions peut conduire à une forte réflexion de Bragg. Dans notre cas, 2000 atomes seulement permettent d'obtenir une réflexion R proche de 75%. Le tracé donne les spectres de réflexion et de transmission en fonction du désaccord à la résonance du champ sonde.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Laurat et T. Chanelière, “La mémoire, pilier du réseau quantique,” in *La Recherche*, Les Révolutions quantiques, juillet 2015.
- [2] A. Nicolas et al., “A quantum memory for orbital angular momentum photonic qubits,” *Nature Photon.* 8, 234 (2014).
- [3] V. Parigi et al., “Storage and retrieval of vector beams of light in a multiple-degree-of-freedom quantum memory,” *Nature Commun.* 6, 7706 (2015).
- [4] B. Gouraud, D. Maxein, A. Nicolas, O. Morin, J. Laurat “Demonstration of a memory for tightly guided light in an optical nanofiber,” *Phys. Rev. Lett* 115, 023602 (2015).
- [5] N.V. Corzo, B. Gouraud, A. Chandra, A. Goban, A.S. Sheremet, D.V. Kupriyanov, J. Laurat “Large Bragg reflection from one-dimensional chains of trapped atoms near a nanoscale waveguide,” arXiv :1604.03129.

ART ET ASTRONOMIE

Yaël Nazé¹

¹ *Groupe d'Astrophysique des Hautes Energies, Dept A.G.O. Université de Liège, B4000 Liège, Belgique*

naze@astro.ulg.ac.be

RÉSUMÉ

Cette conférence plénière abordera les multiples facettes entre Art et Astronomie, entre inspiration, outil, réflexion, ou encore hommage.

PRÉSENTATION

Imaginez une soirée d'été, au moment où l'étouffante chaleur laisse enfin la place à une température parfaite ; allongé, vous vous laissez prendre par le spectacle des étoiles filantes... Imaginez un matin d'hiver, sur le pas de votre porte ; bien emmitoufflé, vous ne pouvez résister et jetez un œil à ce ciel noir paré d'étoiles innombrables, dont la lueur cristalline marque déjà votre journée d'un sceau apaisant... Le ciel ne laisse pas indifférent : il peut provoquer une angoisse indicible, un bien-être mâtiné de rêverie, mais aussi une inspiration unique ou une curiosité inépuisable. Selon les époques et les caractères, cela conduit parfois à une vocation d'astronome... ou d'artiste !

En effet, on ne compte plus les œuvres dévoilant un bout de ciel... Bien sûr, celui-ci peut « juste » servir de décor d'arrière-plan, sans grand intérêt. Toutefois, il peut aussi imprégner les toiles d'une ambiance particulière, en ravivant les sentiments – tant positifs que négatifs – qui lui sont associés. La nuit, puisque qu'il faut la nommer, fait peur et sert de paravent à d'innombrables activités répréhensibles mais elle cache aussi le premier baiser des amoureux, apporte le repos, et est la complice de nos rêves. Parmi ces œuvres jouant sur l'ambiance, on peut citer en Orient la classique série des « 100 aspects de la Lune », et en Occident les toiles bleues de Chagall.

D'autres artistes décident de tirer le portrait, réaliste, de nos compagnons célestes – Soleil (Munch), Lune (Jin Nong), une étoile esseulée (Childe Hassam, Church), voire des nuits étoilées (Millet, Van Gogh ainsi que, plus récemment, l'hyperréaliste Celmins). Dans certains cas, ce ciel réaliste peut même offrir un éclairage inédit sur l'artiste, l'astronomie devenant alors un outil supplémentaire de l'archéométrie. Ainsi, les détails de la Nuit étoilée de Munch permettent d'affirmer où était le peintre à l'été 1893, la configuration céleste de Route avec Cyprès et ciel étoilé de van Gogh est identifiée comme la conjonction Lune-Vénus-Mercure du 19 avril 1890 tandis que la Comète de 1858 vue des abords de Dartmoor de Palmer montre la conjonction comète-Arcturus du 5 octobre 1858 !

À l'opposé, certains préfèrent l'allégorie pure. Il faut dire que les astres étaient des dieux importants, partout dans le monde : les portraits divins (Râ, Hélios, Hamateratsu, Bouddha Tejaprabha) sont donc aussi des portraits célestes ! Mais ce courant personnifiant ne s'est pas arrêté à l'Antiquité ni ne s'est circonscrit au divin. On le retrouve au Moyen-Âge sous les traits plus profanes d'Astronomia, l'allégorie de l'un des enseignements du quadrivium, remplacée ensuite par Uranie, la muse céleste, au retour du classicisme. La tradition s'étend ensuite à la Lune, le Soleil, la Nuit, et même des étoiles (parfois filantes)... Parmi ce courant, particulièrement vivace au 19^e siècle, se trouvent plusieurs œuvres célèbres, comme le Phaéon de Moreau, le « cycle de la Lune et des étoiles » de Mucha, ou Night with her train of stars de Hughes.

Il existe aussi la possibilité de viser la perfection céleste – sphère, cercle, ellipse restent en effet les bases de l'astronomie... Ce sont évidemment les peintres abstraits (comme Kandinsky, Kupka, Delaunay) qui ont le mieux joué avec ces formes pures dans des œuvres colorées, d'une pureté céleste évidente. Cela ne se restreint pas au sphérique : l'œil cubiste de Léger n'a pu résister à la beauté des isocontours cométaires... Dans ce cadre, si on pousse la chose à son paroxysme, on peut parfois se retrouver avec de « simples » archétypes : disque solaire, croissant lunaire, étoile à cinq branches, etc. Ces symboles

courants se retrouvent dans les œuvres d'artisans de par le monde, mais aussi sous les doigts d'artistes reconnus (comme Zorio et ses minimalistes Stelle).

Et puis, on peut aussi réfléchir à des concepts célestes, voire s'amuser un peu avec. Dans ce cadre, on retrouve de nombreux travaux sur les Constellations : Arp met en valeur leur côté de regroupement aléatoire, Radisic leur côté sensuel (souvenez-vous des histoires associées, emplies de demoiselles en détresse !), Miro leur côté foisonnant, Vasarely leur composante répétitive. Autre possibilité : le mouvement, associé au ciel par essence même car le Soleil et les étoiles se lèvent tous les jours – les humains, tout auréolés de leur sentiment de supériorité, ne peuvent en dire autant ! Depuis le 20^e siècle, le caractère mouvant du cosmos s'est d'ailleurs encore plus affirmé : migration de planètes, évasion stellaire, collisions de galaxies, expansion de l'Univers... Mais comment représenter ce mouvement ? Les réponses varient : Vasarely tente des effets d'optiques (Supernova, série Véga), Calder propose des sphères armillaires en mouvement, Balla et Pollock entremêlent les trajectoires. Enfin, il faut aussi représenter l'espace... De nombreuses expériences seront tentées : certains jouent avec la pesanteur, comme Takis et ses aimants ou Klein et son célèbre saut, d'autres avec la 3^e dimension d'une toile qui n'en possède pourtant que deux (Fontana et ses buchi), d'autres tentent même de représenter l'infini (Malevitch et ses carrés blancs ou noirs) ou notre lien direct avec le ciel (de nombreuses toiles de Remedios Varo).

Il est également possible de représenter, sinon le ciel, ceux qui l'étudient ! Les œuvres s'insèrent ici dans deux courants principaux. Tout d'abord, la représentation d'un astronome connu, paré de ce qui fait sa renommée (lunette pour Galilée¹). La ressemblance avec le modèle peut s'avérer assez lointaine, surtout si l'œuvre est produite bien après la mort du savant, comme pour l'Ecole d'Athènes de Raphaël. Ensuite, il existe aussi des portraits d'astronomes « génériques » - homme seul, rêveur et mélancolique, entouré des instruments de son art. Le cas le plus célèbre est celui de l'Astronome de Vermeer, mais il en existe bien d'autre, souvent de la même époque quoiqu'il existe quelques œuvres récentes (dont des toiles ironiques de Delvaux). Une œuvre défie cependant toute classification dans ce cadre : le livre Maximiliana ou l'exercice illégal de l'astronomie, par Max Ernst. En s'identifiant à l'astronome (son parcours, ses problèmes, ses conflits), Ernst propose une véritable démonstration du processus scientifique dans ce livre surréaliste.

Il ne faudrait pas oublier l'aide apportée aux astronomes. Si l'astronomie actuelle regorge d'images, les livres astronomiques proposaient au mieux quelques schémas (éclipses, modèle géocentrique, constellations peu réalistes) jusqu'au 17^e siècle. C'est alors que Galilée utilisa l'image dans son Sidereus Nuncius pour convaincre, et le procédé fut largement adopté en quelques décennies seulement, avec au final une volonté de réalisme très forte. On voit alors surgir des dessins précis de nébuleuses pour voir si elles varient ou de constellations pour repérer les choses convenablement. Hélas, tous les astronomes n'étaient pas doués pour le dessin : les observatoires engagèrent donc des artistes, pour les aider. Rassurez-vous, ils ne se retrouvèrent pas au chômage au moment de l'invention de la photographie, ils adaptèrent simplement le métier ! Ils produisirent désormais des vues d'artistes, qui sont aujourd'hui innombrables : elles illustrent les dernières découvertes, quand l'image n'existe pas – ainsi, les superbes vues exoplanétaires n'ont pas été enregistrées par un instrument, mais proviennent du pinceau et du cerveau des artistes astronomiques ! Signalons au passage que les artistes n'ont pas été que de simples « aides » : avant même la révolution scientifique du 17^e siècle, et durant celles-ci, ils participèrent à renverser les vues aristotéliennes. Van Eyck présente ainsi dans sa Crucifixion une Lune imparfaite, avec des taches et un terminateur rugueux ; da Vinci, Pacheco et Cigoli discutent, par toiles interposées, de la lumière cendrée et de la transparence de la Lune.

Pour terminer, signalons qu'il existe des œuvres... dans l'espace ! Embarquées sur des satellites, déposées sur la Lune ou Mars, elles constituent les avant-postes de notre conquête spatiale, une trace indubitablement humaine...

RÉFÉRENCES

- Nazé Y., 'Art et Astronomie - Impressions célestes', Omnisciences, Octobre 2015
- Nazé Y., Tribute to an astronomer: the work of Max Ernst on Wilhelm Tempel', Journal for the History of Astronomy, in press, preliminary version available as arxiv:1512.05540

¹ Même si Galilée n'a ni inventé la lunette, ni été le premier à la tourner vers le ciel.

GENERER ET MANIPULER DES PHOTONS UNIQUES AVEC DES ATOMES ARTIFICIELS

Pascale Senellart

*LPN-CNRS, Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Route de Nozay, 91460 Marcoussis,
France*

pascale.senellart@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Les boîtes quantiques semi-conductrices sont des pièges de taille nanométrique pour les électrons. Ce sont de véritables atomes artificiels qui ouvrent la voie à la fabrication de composants efficaces pour les technologies quantiques dans les matériaux de l'optoélectronique. Toutefois, la recherche s'est longtemps heurtée à la variabilité de ces nano-objets : constituée d'un faible nombre d'atomes, chaque boîte quantique est différente de sa voisine et présente une position aléatoire.

Notre équipe a inventée une technologie qui permet de s'affranchir de ces problèmes de variabilité: nous positionnons avec une précision nanométrique une boîte quantique dans une cavité optique. Nous réalisons des expériences d'électrodynamique quantique en cavité et contrôlons à volonté l'émission spontanée d'une boîte quantique. Nous utilisons cette possibilité pour développer des composants très efficaces pour le traitement de l'information quantique. Nous fabriquons des sources de photons uniques indiscernables d'une brillance dix fois supérieure aux sources usuelles. Ces sources permettent d'ores et déjà de réaliser des expériences de Boson Sampling cent fois plus rapidement. Nous démontrons également des non-linéarités optiques à l'échelle du photon unique, qui permettront de réaliser des portes logiques quantiques déterministes, un autre verrou pour le développement des technologies quantiques optiques à grande échelle.

DYNAMIQUES ULTRARAPIDES PARADOXALES DANS LES LASERS À FIBRE OPTIQUE

Ph. Grelu¹

¹ *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 CNRS, Université Bourgogne
Franche-Comté, BP 47870, F-21078 Dijon*

philippe.grelu@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Au cours de cette présentation, nous mettons en lumière la richesse des comportements dynamiques ultrarapides accessibles au sein de cavités laser à fibre optique, dont certains constituent des paradoxes par rapport à une compréhension conventionnelle du blocage de modes, et présentons un cadre élargi permettant d'appréhender ces phénomènes.

MOTS-CLEFS : *soliton dissipatif ; laser à fibre ; dynamique ultrarapide ; ondes scélérates*

1. INTRODUCTION

A l'instar d'un amplificateur optique à semi-conducteur, un amplificateur à fibre dopée aux terres rares préfigure un gain optique généralement important, apportant flexibilité au design de l'architecture de la cavité laser. L'analogie trouve cependant ses limites, compte tenu des ordres de grandeur qui séparent les dimensions et les temps caractéristiques des deux catégories de milieux laser. Cette différence, exacerbée en régime d'impulsions courtes ou ultracourtes, est également illustrée par la variété des approches fréquemment pratiquées en modélisation. Les descriptions modales ont la préférence pour traiter cavités courtes et micro-résonateurs, tandis que les cavités longues – lorsque le temps de parcours est grandement supérieur à la durée de l'impulsion générée – recourent presque exclusivement à une approche temporelle propagative qui fait généralement disparaître la notion de mode de cavité [1]. Pour obtenir ces régimes ultrarapides de manière passive, on peut mettre en oeuvre plusieurs techniques de blocage, ou verrouillage, de modes particulièrement efficaces. Les impulsions optiques, qui, en circulant incessamment dans la cavité, parcourent l'équivalent de milliards de kilomètres sans que leur profil en soit significativement affecté, entrent ainsi à juste titre dans la catégorie des ondes solitaires optiques. Leur stabilité résulte d'un équilibre entre gain et pertes, doublé d'une compensation entre effets dispersifs et non-linéaires. L'existence de cet équilibre complexe est inhérent à la définition du soliton dissipatif, qui forme un récent cadre conceptuel permettant d'appréhender la dynamique d'impulsions subissant des échanges d'énergie significatifs avec leur environnement [2].

Après deux décennies, le développement de lasers à fibre à impulsions courtes est toujours en plein essor, avec des enjeux applicatifs importants notamment pour l'industrie, le domaine médical, et la métrologie [3, 4]. De nouvelles architectures laser à fibre ont été proposées afin d'améliorer les performances, et en général la compacité de ces dispositifs, produisant des impulsions plus énergétiques, ou bien plus courtes, dans de nouvelles gammes spectrales, à plus haute cadence, etc. Avec certains designs de cavité laser, des régimes de propagation initialement contre-intuitifs sont apparus, comme par exemple au sein de cavités fonctionnant en régime de dispersion chromatique fortement normale [5], à l'encontre du sens commun pour lequel les solitons optiques brillants nécessitent une dispersion anormale. De tels régimes de propagation sont simplement interprétés au moyen du concept de soliton dissipatif. La proche parenté existant entre soliton dissipatif et dynamique non-linéaire permet aussi d'appréhender ce qui se produit aux frontières du blocage de modes conventionnel, lorsque de nombreuses bifurcations du système dynamique peuvent se manifester tandis que les paramètres de la cavité sont modifiés [2].

2. DES LIQUIDES DE SOLITONS AUX ONDES SCÉLÉRATES

La formation d'impulsions multiples en cavité laser suit un type de bifurcation étudié de longue date, qui peut cependant employer plusieurs mécanismes [6]. Les régimes multi-impulsionnels sont, parfois recherchés, par exemple pour obtenir un fonctionnement harmonique démultipliant le taux de répétition relativement faible des cavités laser à fibre [7, 8], mais souvent considérés indésirables, puisqu'ils impliquent une limitation de la puissance crête pour l'application visée et compliquent la modélisation. Du point de vue fondamental, l'auto-organisation des régimes multi-impulsionnels a été très étudiée durant ces dernières années, avec la possibilité de former des états analogues à ceux de la matière : molécules, cristaux, et liquides de solitons [9, 10]. Au delà des structures stationnaires dans le référentiel propre, des structures mouvantes et chaotiques peuvent ainsi se propager tout en restant globalement confinées à l'échelle sub-nanoseconde, représentant un paradoxe par rapport aux concepts de blocage de modes et de soliton. On peut ainsi produire des impulsions courtes ou ultracourtes complexes en cavité laser, toujours au moyen du mécanisme d'absorption saturable, mais qui ne correspondent plus précisément à des régimes "modes bloqués". L'exposé développera plus particulièrement ces solitons dissipatifs chaotiques, illustrant également la mise en évidence d'ondes scélérates optiques en cavité laser ultrarapide [11, 12, 13], et tentera d'unifier certaines descriptions et dénominations de dynamiques établies séparément.

RÉFÉRENCES

- [1] Ph. Grelu (Ed.), *Nonlinear optical cavity dynamics*, Wiley-VCH, 2016.
- [2] Ph. Grelu and N. Akhmediev, "Dissipative solitons for mode locked lasers", *Nat. Photonics*, vol. 6, 84-92, 2012.
- [3] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, "High power fiber lasers : current status and future perspectives," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, no. 11, B63 (2010).
- [4] J.M. Delavaux, Ph. Grelu, W. Pu, and F.O. Ilday (Eds.), "Special issue on short pulse fiber lasers," *Opt. Fib. Technol.*, vol. 20, 561, 2014.
- [5] A. Chong, W.H. Renninger, and F.W. Wise "All-normal dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20 nJ", *Opt. Lett.*, vol. 32, 2408-2410, 2007.
- [6] Voir en particulier les chapitres 4,9 et 10 de la Ref. [1].
- [7] A.B. Grudinin and S. Gray, "Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, no. 1, 144-154, 1997.
- [8] C. Lecaplain and Ph. Grelu, "Multi-gigahertz repetition-rate-selectable passive harmonic mode locking of a fiber laser", *Opt. Express*, vol. 21, 10897, 2013.
- [9] S. Chouli and Ph. Grelu, "Soliton rain in a fiber laser, an experimental study", *Phys. Rev. A*, vol. 81, 063829, 2010.
- [10] F. Sanchez et al. "Manipulating dissipative soliton ensembles in passively mode-locked fiber lasers", *Opt. Fib. Technol.*, vol. 20, 562-574, 2014.
- [11] C. Lecaplain, Ph. Grelu, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, "Dissipative rogue waves generated by a mode locked fiber laser", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 108, 233901, 2012.
- [12] C. Lecaplain and Ph. Grelu, "Rogue waves among noise-like-pulse laser emission : An experimental investigation," *Phys. Rev. A*, Vol. 90, 013805 (2014).
- [13] A. Runge, C. Agüergaray, N. G. R. Broderick and M. Erkintalo, "Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser", *Opt. Lett.*, vol. 39, 319 (2014).

GÉNÉRATION D'HARMONIQUES, MOLÉCULES CHIRALES ET DYNAMIQUES ULTRARAPIDES

Samuel Beaulieu^{1,4}, Antoine Comby¹, Romain Géneaux³, Valérie Blanchet¹, Dominique Descamps¹, Amélie Ferré¹, Gustavo A. Garcia², Yann Mairesse¹, Éric Mével¹, Laurent Nahon², Stéphane Petit¹, Bernard Pons¹, Thierry Ruchon³, Baptiste Fabre¹,

¹ Université de Bordeaux - CNRS - CEA, CELIA, UMR5107, F33405 Talence Cedex, France

² Synchrotron SOLEIL, l'Orme des Merisiers, Saint Aubin BP48, F91192, Gif-sur-Yvette, France

³ CEA, IRAMIS, LIDyL, CEA-Saclay, F91191, Gif-sur-Yvette, France

⁴ INRS, Centre ÉMT, Varennes, Québec, Canada

baptiste.fabre@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

L'un des objectifs de notre équipe est d'initier puis de suivre des dynamiques ultrarapides (femtosecondes et attosecondes) au sein de molécules chirales en phase gazeuse en utilisant le dichroïsme circulaire de photoélectrons. Nous nous intéresserons pour cela à la mesure de cette observable dans différents régimes d'ionisation afin de mettre en évidence l'intérêt et l'universalité du phénomène.

MOTS-CLEFS : *Génération d'harmoniques d'ordre élevé; chiralité; dichroïsme de photoélectrons*

1. INTRODUCTION

Depuis sa découverte en 1848 par Pasteur, de nombreuses études se sont intéressées à la chiralité du fait de son intérêt fondamental en physique, biologie, chimie et pharmacologie. En étudiant des sels d'acide tartrique, Pasteur émet l'hypothèse suivante : "certaines molécules peuvent exister sous deux formes, images l'un de l'autre dans un miroir, mais non superposables". Ces deux configurations, de même composition et partageant des propriétés physiques et chimiques identiques, sont appelées énantiomères et généralement notés R (rectus : droit) ou S (sinister : gauche). Ils ne peuvent donc être distingués à moins qu'ils n'interagissent avec un autre système chiral, tel qu'une molécule ou de la lumière polarisée circulairement. Ainsi, la plupart des réactions biologiques sont basées sur le fait qu'une molécule chirale va être ou non reconnue par la molécule du récepteur en fonction de sa configuration. Cette reconnaissance chirale contrôle la manière avec laquelle nous percevons les odeurs ou le goût ainsi que l'efficacité d'action des médicaments. De nombreuses techniques, basées sur cette énantiosélectivité, ont été développées afin de sélectionner l'un ou l'autre de ces énantiomères. Toutefois ces techniques possèdent une sensibilité réduite et ne peuvent par conséquent être utilisées pour mesurer des dynamiques attosecondes ou femtosecondes en phase gazeuse, c'est à dire dans un milieu peu dense où il n'y a pas d'effets de solvation.

2. DICHROÏSME CIRCULAIRE DE PHOTOÉLECTRONS

Dans un milieu gazeux, l'explosion Coulombienne initiée par un champ laser intense peut être utilisée pour accéder à la configuration absolue de la molécule cible en imageant directement la géométrie nucléaire. Il est ainsi possible de séparer deux énantiomères sans avoir recours à un support théorique. Toutefois, cette technique est limitée à des molécules chirales de petites tailles du fait de la dégradation du taux de détection en coïncidence avec l'augmentation du nombre de fragments. Ainsi, la mesure du dichroïsme circulaire de photoélectrons, noté PECD (Photoelectron Circular Dichroism) est l'alternative la plus communément utilisée en phase gazeuse. Elle consiste à ioniser un échantillon énantiomériquement pur de molécules chirales non alignées à l'aide d'une onde électromagnétique polarisée circulairement [1].

La distribution angulaire des photoélectrons émis présente alors une grande dissymétrie avant/arrière suivant l'axe de propagation du champ ionisant. Cet effet, initialement observé sur synchrotron, est un effet strictement dipolaire qui résultent des interférences entre les différentes ondes de diffusion ou, en d'autres termes, de la diffusion de l'électron par le potentiel chiral lors de la photoionisation [3]. Si l'on note R (respectivement L) la distribution angulaire de photoélectrons mesurée lors de l'interaction avec un champ polarisé circulairement droit (respectivement gauche), cette mesure différentielle peut être exprimée par :

$$PECD = 2 \frac{L - R}{L + R} \quad (1)$$

Le signal, traduisant l'asymétrie de la distribution angulaire des photoélectrons en fonction de l'hélicité du champ ionisant, est macroscopique, peut atteindre plusieurs dizaines de pourcents et change de signe lorsque l'on passe d'un énantiomère à l'autre ou que l'on inverse le sens de rotation du champ. De plus, ce signal est très sensible à la configuration électronique (orbitales) de la molécule, aux substitutions chimiques ainsi qu'à la conformation ou à l'excitation vibrationnelle [1]. Dans ces conditions, le PECD apparaît comme l'observable la plus adaptée à l'étude de dynamiques de systèmes chiraux en phase gazeuse.

3. GÉNÉRATION D'HARMONIQUES QUASI-CIRCULAIRES

Afin de se placer dans ce régime d'ionisation à un photon tout en conservant une résolution temporelle femtoseconde, nous utilisons le processus de génération d'harmoniques d'ordre élevé pour produire des photons dans l'ultraviolet du vide (VUV) avec une polarisation circulaire.

Les harmoniques d'ordre élevé, de part leur mécanisme de génération basé sur la recombinaison d'un paquet d'onde électronique initialement éjecté dans le continuum avec la partie de la fonction d'onde non ionisée, sont généralement obtenues à partir d'un champ polarisé linéairement. Dans ces conditions, les harmoniques obtenues sont elles-mêmes polarisées linéairement. Si l'on augmente l'ellipticité du champ générateur afin d'obtenir des harmoniques polarisées elliptiquement, le flux de ces dernières diminue très rapidement, tandis que leur ellipticité reste toujours inférieure à celle du fondamental. Avec cette technique, il n'est alors pas possible d'obtenir un degré d'ellipticité supérieur à 0.4 [2].

Or, notre équipe a récemment découvert qu'il était possible d'obtenir un très fort degré d'ellipticité des harmoniques tout en conservant un champ fondamental peu elliptique, assurant ainsi un excellent rendement de génération, lorsque ce processus était influencé par la présence de résonances électroniques [6]. Grâce à ce nouveau mécanisme nous avons été en mesure de générer des harmoniques quasiment circulaires dans la molécule de SF₆ qui présente autour de l'harmonique 15 du fondamental (800 nm) une résonance de forme [7].

A l'aide de cette nouvelle source de photons VUV quasi-circulaires, nous avons alors mesuré le signal de PECD après ionisation de la fenchone. Cette mesure, comparable qualitativement à celle obtenue sur synchrotron, va nous servir de référence lors de notre étude du PECD pour les différents régimes d'ionisation.

4. UNIVERSALITÉ DU PECD

En augmentant la longueur d'onde des photons ionisants, et donc le nombre de photons absorbés (harmonique 3 du 400 nm obtenue via la génération d'harmoniques résonnante dans SF₆, 3 photons à 400 nm, 6 photons à 800 nm ou 14 photons à 1850 nm), il est possible de modifier le régime d'ionisation tout en s'assurant que l'énergie cinétique des photoélectrons reste constante. Ainsi, plus le nombre de photons initiaux augmente, plus on s'approche du régime d'ionisation tunnel. Quelque soit le régime considéré, nous mesurons un fort PECD dont les structures reflètent la dynamique d'ionisation, indépendamment de la présence ou non d'une résonance. Cette étude permet donc de mettre en évidence l'intérêt des lasers femtosecondes pour l'étude de dynamiques au sein de systèmes chiraux en phase gazeuse via la mesure du PECD.

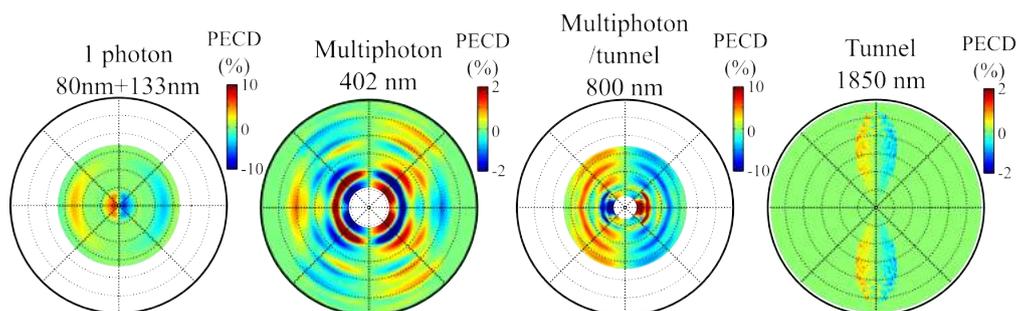


FIGURE 1 : PECD obtenus lors de l'ionisation de la fenchone par des impulsions femtosecondes dans différents régimes d'ionisation : ionisation à 1 photon VUV obtenu par la technique de génération d'harmoniques résonnantes dans SF₆ par des impulsions à 400 nm, ionisation multiphotonique à 400 nm, ionisation dans un régime intermédiaire à 800 nm et ionisation tunnel à 1850 nm. Dans chacun de ces cas, un signal de PECD conséquent est mesuré reflétant dans ses structures la dynamique d'ionisation. L'échelle radiale est comprise entre 0 et 12 eV.

5. DYNAMIQUE DE RELAXATION

En guise de première étude dynamique, nous nous sommes intéressés à la relaxation des états de Rydberg de la molécule de fenchone excitées via l'absorption d'un photon linéaire à 200 nm. Ces molécules excitées sont ensuite ionisées par un photon circulaire à 400 nm après un certain délai. En décomposant le signal de PECD obtenu sur la base des polynômes de Legendre, il est possible de suivre l'évolution des structures angulaires de la distribution de photoélectrons au cours du temps. Nous constatons ainsi que le signal de PECD encode une information plus riche et plus détaillée sur la dynamique que celle contenue dans le seul spectre de photoélectrons. Nous avons dès lors exploité cette sensibilité du PECD pour étudier les dynamiques initiées par différents schémas d'excitation que nous présenterons au cours de la conférence.

RÉFÉRENCES

- [1] L. Nahon, G. A. Garcia, and I. Powis, "Valence shell one-photon photoelectron circular dichroism in chiral systems", *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, **204**, 322–334 (2015).
- [2] Ph. Antoine, B Carré, A L'Huillier, and M Lewenstein. "Polarization of high-order harmonics", *Phys. Rev. A*, **55**, 131–24 (1997)
- [3] B. Ritchie, "Theory of the angular distribution of photoelectrons ejected from optically active molecules and molecular negative ions", *Phys. Rev. A*, **13**, 1411–1415 (1976).
- [4] C. Lux, M. Wollenhaupt, T. Bolze, Q. Liang, J. Köhler, C. Sarpe, and T. Baumert, "Circular dichroism in the photoelectron angular distributions of camphor and fenchone from multiphoton ionization with femtosecond laser pulses", *Chem. Int. Ed.*, **51**, 5001–5005 (2012).
- [5] K. S. Budil, P. Salières, A. L'Huillier, T. Ditmire, and M. D. Perry, "Influence of ellipticity on harmonic generation", *Phys. Rev. A*, **48**, 3437(R) (1993).
- [6] A. Ferré, A. E. Boguslavskiy, M. Dagan, V. Blanchet, B. Brumer, F. Burgy, A. Camper, D. Descamps, B. Fabre, N. Fedorov, J. Gaudin, G. Geoffroy, J. Mikosch, S. Patchkovskii, S. Petit, T. Ruchon, H. Soifer, D. Staedter, I. Wilkinson, A. Stolow, N. Dudovich, and Y. Mairesse "Multi-Channel Electronic and Vibrational Dynamics in Polyatomic Resonant High-Order Harmonic Generation", *Nature Photonics*, **6**, 5952 (2015).
- [7] A. Ferré, C. Handschin, M. Dumergue, F. Burgy, A. Comby, D. Descamps, B. Fabre, G. A. Garcia, R. Généaux, L. Merceron, E. Mével, L. Nahon, S. Petit, D. Staedter, S. Weber, T. Ruchon, V. Blanchet and Y. Mairesse, "A table-top ultrashort light source in the extreme-ultraviolet for time-resolved circular dichroism experiments", *Nature Photonics*, **9**, 93 (2015).

2015, ANNEE DE LA LUMIERE EN FRANCE EST UN IMMENSE SUCCES !

Costel Subran¹

¹ « 2015, Année de la Lumière en France » Comité National d'Optique et de Photonique, 13, Rue Moreau, 75012 Paris, France

Ouverte le 8 janvier, lors d'une prestigieuse manifestation de lancement dans le grand amphithéâtre de la Sorbonne, « 2015, Année de la Lumière en France » a été un grand succès populaire. Nos commissions ont labellisé plus de 1.200 événements. Des événements dans tous les domaines : arts, culture, éducation, jeunesse, astronomie, éclairage, vision, recherche, industrie, santé.

La Cérémonie de clôture de « 2015, Année de la Lumière en France », à Paris, ville lumière, a eu lieu le 23 février 2016 dans les Salons de l'Hôtel de Ville. Devant le nombre important de demandes d'organisation d'événements au-delà du 31 décembre 2015, et ce dans tous les domaines, le Comité national de l'Année de la Lumière en France a prolongé cette année exceptionnelle jusqu'au 30 juin 2016.

L'ensemble des régions se sont impliquées dans ces manifestations centrées sur la lumière, de Paris à toutes les métropoles régionales, de petites villes jusqu'aux villages, des salles de spectacles et amphithéâtres aux collèges, lycées et MJC, des festivals aux grandes conférences. On estime les montants investis par tous les acteurs pour assurer les succès de cette année - lumière à plus de 2M€ pour atteindre un public de plusieurs dizaines de milliers de participants.

Les manifestations sont et ont été majoritairement orientées vers les jeunes et le grand public. Enseigner librement la lumière aux jeunes à partir de 7 ans, faciliter la diffusion des connaissances dans les écoles à destination des élèves mais aussi des enseignants et des parents, est notre mission principale tout au long de cette année des lumières.

Une cérémonie de célébration sera organisée à Lyon au mois de novembre 2016. Cette cérémonie festive permettra aux acteurs régionaux et nationaux qui auront contribué au succès de l'« Année de la Lumière en France » de participer à un beau rassemblement à connotation artistique: spectacles de lumière, pièces de théâtre, animations visuelles.

QUELQUES OPTICIENNES (PAS ASSEZ) CÉLÈBRES

Caroline Champenois¹

¹ Aix Marseille Université, CNRS, PIIM UMR 7345, 13397, Marseille, France

caroline.champenois@univ-amu.fr

RÉSUMÉ

Je présente ici les découvertes liées à l'optique de quelques femmes oubliées des livres de cours.

MOTS-CLEFS : *Femmes et Physique, modèles féminins, optique*

1. OBJECTIFS

La désaffection des filles pour les sciences dites "dures" a plusieurs causes que de nombreuses études récentes tentent d'explicitier. Une des causes avancées est le manque de modèles féminins que les élèves puis les étudiant.e.s croisent au cours de leurs études¹. Dans mon exposé, je présenterai les portraits, travaux, et contributions majeures de quelques opticiennes (pas assez célèbres mais qui le mériteraient !) pour que vous puissiez à votre tour vous en emparer et briser ainsi un peu plus l'image d'une science faite uniquement par des hommes.

1. voir par exemple le programme Européen GenPORT <http://www.genderportal.eu/projects/pan-european-women-ambassadors-programme-bringing-role-models-schools-and-universities>

LE MOOC « PHYSIQUE DES OBJETS DU QUOTIDIEN »

Ulysse Delabre¹

¹ Univ. Bordeaux, LOMA, UMR 5798, F-33400 Talence, France.

² Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine, CNRS, UMR 5798, F-33400 Talence, France.

ulyссе.delabre@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

En 2016, un cours en ligne gratuit, ouvert à tous sur le thème de la « Physique des Objets du Quotidien » a été diffusé par l'Université de Bordeaux via la plateforme nationale France Université Numérique. Un des objectifs de ce cours était de présenter la physique associée à 5 objets de notre quotidien et proposer des expériences simples à refaire chez soi autour de ces objets. Cet exposé est l'occasion de revenir sur le déroulement de ce cours et sur les retours des apprenants.

MOTS-CLEFS : *cours en ligne ; expériences ; MOOC*

1. INTRODUCTION

En 2016, un cours en ligne gratuit, ouvert à tous sur le thème de la « Physique des Objets du Quotidien » a été diffusé par l'Université de Bordeaux via la plateforme nationale France Université Numérique. Un des objectifs de ce cours était de présenter la physique associée à 5 objets de notre quotidien et proposer des expériences simples à refaire chez soi autour de ces objets. Ce cours était divisé en 5 semaines de cours, chacune de ces semaines portant sur un objet de notre quotidien en particulier. La semaine 1 présentait le four à micro-ondes, la semaine 2 discutait du fonctionnement du liquide vaisselle, la semaine 3 s'intéressait aux écrans et afficheurs, la semaine 4 décrivait le fonctionnement des CD, DVD et Blu-ray et enfin la semaine 5 présentait les smartphones et l'utilisation des smartphones en science. A la fin de chaque semaine, des vidéos d'immersion en laboratoire présentaient également comment les mêmes concepts physiques étaient utilisés en recherche fondamentale. Les cours se basaient sur plusieurs vidéos de cours relativement courtes (10 minutes) durant lesquelles les enseignants du MOOC (équipe de 8 enseignants) commentaient et décrivaient les phénomènes physiques d'un point de vue théorique et expérimental.

Pour ce cours, plusieurs vidéos d'expériences ont été filmées pour décrire la physique à partir d'expériences simples. Une des singularités de ce cours était de demander aux apprenants de refaire certaines expériences chez eux pour valider ce MOOC ce qui a été très apprécié par les apprenants. Cet exposé est l'occasion de revenir sur les expériences demandées notamment en optique et de faire un bilan de cette expérience très enrichissante de cours en ligne à distance.



Fig. 1 : Gauche : Affiche du MOOC Physique des Objets du Quotidien. Droite : Carte des apprenants du MOOC. Plus la couleur est foncée plus il y a d'inscrits dans le pays.

<https://www.fun-mooc.fr/courses/ubordeaux/28003/session01/about>

UNE APPROCHE EXPERIMENTALE DE L'OPTIQUE EN LICENCE**Gaël Latour¹, Marie Godard², Vincent Guillet³**

¹ *Laboratoire Imagerie et Modélisation en Neurobiologie et Cancérologie, Université Paris-Sud, CNRS, Université Paris-Saclay, Orsay, France*

² *Centre de Sciences Nucléaire et de Sciences de la Matière, Université Paris-Sud, CNRS, Université Paris-Saclay, Orsay, France*

³ *Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris-Sud, CNRS, Université Paris-Saclay, Orsay, France*

gael.latour@u-psud.fr

RÉSUMÉ

L'enseignement de l'optique (géométrique et ondulatoire) se fait sous forme de modules expérimentaux durant les deux premières années de licence à l'Université Paris-Sud.

MOTS-CLEFS : *enseignement en licence, optique géométrique, optique ondulatoire, travaux pratiques*

L'enseignement de l'optique en licence se fait sous forme de modules expérimentaux à l'université Paris-Sud. L'enseignement de l'optique géométrique en L1 (450 étudiants) est un module de 30h avec un alternance de cours-TP et de TD. Celui d'optique physique en L2 (100 étudiants) est un module de 25h qui se décline de la façon suivante : 5h de cours, 6h de TD et 4 TP de 3h30.

L'objectif est d'identifier des compétences expérimentales que les étudiants doivent acquérir et que nous évaluons en fin de module à travers des examens de TP individuels. Nous souhaitons également rendre les étudiants plus autonomes et participatifs dans leur apprentissage avec des séances de TP qui s'apparentent à des projets expérimentaux et avec l'utilisation des clickers.

LE PLATEAU PEDAGOGIQUE LASER DE L'UNIVERSITE DE BORDEAUX AU SERVICE DE LA FORMATION INITIALE ET CONTINUE

Inka Manek-Hönninger

CELIA UMR 5107, Université de Bordeaux, 351 Cours de la Libération, 33405 Talence, France, et

UF de Physique, Collège Sciences et Technologies, Université de Bordeaux

inka.manek-honninger@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

Le plateau pédagogique laser de l'université de Bordeaux permet de concentrer un maximum d'équipements laser et optique en un lieu unique afin de former à une diversité de matériels, en général inaccessibles pour la formation, et cela de manière très approfondie.

MOTS-CLEFS : *laser; formation initiale ; formation continue ; photonique*

Le plateau pédagogique, plateforme mutualisée entre le CRPhy (Centre de Ressource en Physique de l'UF de Physique, Collège ST, Université de Bordeaux) et PYLA (Centre de formation continue du pôle de compétitivité « Route des Lasers ») est un support pour les formations en optique, photonique et laser. Il a pour mission de rechercher l'innovation pédagogique dans ces domaines ; assurant ainsi le lien entre les laboratoires de recherche et les acteurs socio-économiques. Le plateau pédagogique est un lieu de transfert de compétences entre les experts scientifiques.

Cet outil d'excellence technologique et scientifique à caractère collaboratif permet de faire émerger de nouveaux modèles de formation pour accompagner l'évolution des métiers de la filière photonique et ainsi maintenir la formation des étudiants au niveau des attentes du marché présentes et futures. Par ailleurs, la capacité à proposer une formation toujours renouvelée, innovante, unique en France renforce l'attractivité auprès des étudiants de la formation initiale.

Le plateau pédagogique est également une ressource destinée aux industriels pour l'innovation en ingénierie pédagogique : optimiser les échanges entre la formation, la recherche et les industriels, diffuser les bonnes pratiques et proposer des formations adaptées aux situations de travail. Le plateau pédagogique, modulable s'adapte aux besoins spécifiques des industriels. Ainsi la modularité d'exploitation du plateau pédagogique permet de faire profiter aux apprentis et étudiants les échanges constants avec les industriels.

Le plateau pédagogique est installé dans le bâtiment Institut d'Optique d'Aquitaine sur une surface de 500m² entièrement dédiés à la formation en optique laser. Le plateau pédagogique est sous la responsabilité du Centre de Ressources de Physique de l'Université de Bordeaux. Un enseignant chercheur en assure la responsabilité. Il est épaulé par un technicien spécialisé en optique laser de l'équipe PYLA dont la mission est entièrement dédiée au maintien en condition opérationnelle des outils pédagogiques.

Du point de vue de la définition de l'offre de formation continue, un enseignant chercheur assure la responsabilité pédagogique.

MALLETTE PEDAGOGIQUE POUR L'HOLOGRAPHIE : COMMENT FAIRE DES EXPERIENCES POUR L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR EN S'AFFRANCISSANT SIMPLEMENT DES VIBRATIONS PARASITES

A. Escarguel¹, R. Baude¹

¹ Laboratoire PIIM, UMR 7345 CNRS, case 322, Université d'Aix-Marseille, av. escadrille Normandie-Niemen, 13397 Marseille Cedex 20, France

alexandre.escarguel@univ-amu.fr

RÉSUMÉ

L'holographie fait partie des expériences de base indispensables à toutes les filières d'optique. Elle a beaucoup d'applications et permet d'illustrer de nombreuses propriétés physiques des rayonnements cohérents. D'autre part, il est très valorisant pour un étudiant de réussir un hologramme, objet de curiosité qui garde toujours une petite part de « magie ». Cependant, il est d'habitude nécessaire d'utiliser un dispositif anti-vibratoire très couteux pour réussir ce type d'expériences. Afin de pallier à ce problème, nous avons réalisé un outil pédagogique pour l'holographie monochrome en 2010 [1, 2, 3]. Très compact, tout le matériel nécessaire est contenu dans une petite mallette. Des expériences d'interférométrie double exposition, de réalisation de filtres « notch » ou de réseaux de diffraction peuvent être réalisés sur une simple table. Cet outil est actuellement utilisé dans plusieurs Masters/Licence de l'Université d'Aix-Marseille et est régulièrement prêté à des établissements du secondaire dans le cadre de leurs projets pédagogiques.

En 2015, nous avons développé une nouvelle version de cet outil, permettant de réaliser des hologrammes couleur plus grands et offrant la possibilité de faire plus d'expériences pour les enseignements en Licence ou Master et dans les écoles d'ingénieurs. L'outil permet aussi chaque année de réaliser des journées de formation continue des enseignants du secondaire et est très fréquemment utilisée pour des actions de diffusion de la culture scientifique.

Le stand permettra de réaliser des expériences d'holographie afin d'illustrer les possibilités de l'outil : multiplexage fréquentiel/angular, double hologramme par réflexion/transmission, filtre « notch », réseau de diffraction.

MOTS-CLEFS : *holographie ; interférence ; pédagogie ; travaux-pratiques*

RÉFÉRENCES

- [1] T. Voslion, A. Escarguel, « *An easy teaching tool for holography* », Eur. J. Phys. 33 1803–1811 (2012)
- [2] Th. Voslion, A. Escarguel, " *An easy physics outreach and teaching tool for holography* ", International Symposium on Display Holography, MIT Media Lab, Cambridge Massachusetts USA, J. Phys.: Conf. Ser. 415 012001 (2012).
- [3] A. Escarguel, « *Upgrade of the pedagogic/popular science tool for holography: color holography* », 10 International Symposium on Display Holography, St Pétersbourg (2015)

PHOTONIQUE MONDIALE, STRATEGIE ET PERSPECTIVES**Costel Subran¹***¹ Société Française d'Optique, 2 Avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex*

La photonique mondiale enregistre, selon les dernières évaluations de l'OSA un chiffre d'affaires d'environ 4Md USD dont environ 10Md USD dans l'industrie du laser. Les principaux secteurs d'intégration verticale sont : énergie, éclairage, sciences de la vie, machine- outils, communications, sécurité. Le marché de la photonique est un marché global entre les ressources en matériaux, la fabrication, l'intégration en produits capacitants. Avec un leadership indéniable dans les écrans, le photovoltaïque et les LED's, l'Asie prends environ 64% du marché mondial, l'Europe arrive avec 17% du marché loin derrière. La photonique mondiale crée des continuellement des emplois chiffrés fin 2015 à plus de 125.000, dans plus de 900 sociétés.

CNOP - PHOTONIQUE FRANÇAISE, ACTIONS ET PERSPECTIVES

Philippe BREGI¹

¹*CNOP, 13 rue Moreau, 75012 Paris*

pbregi@egide.fr

RÉSUMÉ

Le Comité National d'Optique - Photonique a pour mission de fédérer et coordonner au niveau national les actions en faveur de la photonique tant en France qu'à l'international. Son président fera un point des actions menées depuis le dernier congrès de la SFO (juillet 2015) et des perspectives pour les années suivantes.

CREATION D'ENTREPRISES AUTOUR DES LASERS A FIBRES: ENJEU DE L'INTEGRATION

Benoît Apper-Collin¹

¹ *Alphanov, Institut d'Optique d'Aquitaine, Rie François Mitterand , 33400 Talence, France*

benoit.appert-collin@alphanov.com

RÉSUMÉ

Les lasers à fibres représentent un marché mondial de plus de 1,5 milliards de dollars en croissance annuelle de l'ordre de 15%. L'enjeu économique est donc très important pour notre filière d'autant que le socle de recherche académique français est au meilleur niveau dans ce domaine. Les initiatives des chercheurs dans les laboratoires publics ou leur association avec des entrepreneurs sont d'ailleurs à l'origine de nombreux succès industriels et plusieurs leaders internationaux ont ainsi émergés sur les 15 dernières années. Illustration avec le centre technologique ALPhANOV de l'aide concrète à ces créations d'entreprises ainsi qu'à leur développement vers les marchés applicatifs : instrumentation, procédés lasers, médical...

MOTS-CLEFS : *laser à fibre ; création d'entreprise ; entrepreneuriat ; session industrielle*

POIETIS, LA START-UP À L'INTERFACE PHOTONIQUE - BIOIMPRESSION TISSULAIRE

Bertrand VIELLEROBE¹

¹ *Biparc Bordeaux Métropole, 27 allée Charles Darwin, 33600 Pessac, France*

bertrand.viellerobe@poietis.com

RÉSUMÉ

La bioimpression par laser est considérée aujourd'hui comme la technologie de rupture nécessaire pour atteindre le niveau de complexité et de précision requis pour imprimer des tissus biologiques similaires aux tissus natifs. POIETIS, première start-up au monde dans ce domaine, a pour ambition de développer cette technologie et ses applications pour de nombreux domaines biomédicaux. La genèse du projet, la structuration de l'entreprise et ses perspectives de développement technologique comme applicatif seront présentées lors de cette conférence.

MOTS-CLEFS : *start-up ; bio-impression ; tissu biologique ; session industrie*

RÉSUMÉ

ACCELERATEURS INNOVANTS DE PARTICULES ET DE RAYONNEMENT PAR LASER
ULTRA-INTENSEFrançois Sylla¹¹SourceLAB SAS, 86 rue de Paris, 91400 Orsaysylla@sourcelab-plasma.com

RÉSUMÉ

SourceLAB ambitionne de proposer au marché du Contrôle Non Destructif industriel une solution alternative complète de génération de source X, basée sur l'interaction d'un laser intense avec un plasma.

CETTE TECHNIQUE DE RUPTURE EST ABSOLUMENT INEDITE

- i. **en termes de résolution** : La génération de la source X induit des tailles de sources de 50µm, augmentant significativement la résolution de la mesure radiographique.
- ii. **en termes de débit de dose** : les valeurs sont de l'ordre de la dizaine de Gy/min à 1 m . Ces performances sont très intéressantes laissent envisager une augmentation de la productivité avec un laser haute-cadence (centaine de Hz à kHz).
- iii. **en termes d'énergie** : la technologie SourceLAB permet d'atteindre des énergies de rayons X très élevées, jusqu'à plusieurs centaines de MeV, pour l'analyse de pièces très épaisses et denses.
- iv. **en termes d'accordabilité** : cette technique de génération laser-plasma laisse présager la possibilité de choisir l'énergie du spectre X pour améliorer l'interprétation des images radiographique.
- v. **en termes de radioprotection** : la source envisagée est « ON-OFF », c'est-à-dire que le rayonnement n'est pas émis sans l'action de l'utilisateur.

FIBRES OPTIQUES HYBRIDES MULTI-MATÉRIAUX

F. Sorin*, Y. Qu, T. Das Gupta, DangTung Nguyen, W. Yan, A. Page, M. Volpi

Institute of Materials, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, MXG Station 12, 1015

fabien.sorin@epfl.ch

RÉSUMÉ

Nous présenterons un nouveau type de fibres optiques hybrides dans lesquelles sont intégrés des matériaux électriques et optoélectroniques. Leur fabrication et applications seront discutées.

MOTS-CLEFS : *Matériaux photoniques ; fibres optiques hybrides ; fibres multi-matériaux ; photo-détecteurs ; composants optoélectroniques.*

DESCRIPTION DU SÉMINAIRE

Le domaine des fibres optiques hybrides multi-matériaux a connu un développement significatif ces dernières années aussi bien au niveau académique qu'industriel¹⁻⁴. Le principe consiste à intégrer des matériaux autres que la silice ou les polymères comme des métaux, des semi-conducteurs ou des ferroélectriques dans des fibres optiques afin d'y intégrer de nouvelles fonctionnalités. Au cœur du développement de ce domaine scientifique et technologique récent, est l'idée de proposer des composants optiques, électriques et optoélectronique souples et de grande surface au prix, coût et échelle de fabrication associés aux fibres optiques conventionnelles. Il y a plusieurs champs d'applications pour des fibres fonctionnelles selon le type de matériaux et d'intégration réalisée :

- *Intégration locale* : des fibres optiques avec des électrodes intégrées, ou des photo-détecteurs sur leur section efficace, peuvent mener à une nouvelle génération de sondes avancées capables de prendre des images de tissus biologiques de meilleures qualités dans des structures bien plus compactes et souples⁵. Elles pourraient aussi permettre d'étudier les tissus et les neurones par des excitations ou des mesures optiques et électroniques simultanées.
- *Intégration distribuée* : pouvoir générer à grande échelle des fibres souples qui intègrent des métaux, des semi-conducteurs ou autres matériaux fonctionnels le long de leur axe (soit sur des kilomètres de fibres) est une approche innovante et potentiellement très grande échelle ainsi qu'à fort potentiel pour l'électronique et l'optoélectronique flexible. Il a déjà été démontré des fibres photodétectrices, piézoélectriques, capacitives, capables de détecter de la chaleur ou des éléments chimiques⁶⁻¹⁵. Des fibres multi-matériaux capables de capter l'énergie solaire, l'énergie mécanique, de stocker de l'énergie, de mesurer différents paramètres de l'environnement ou physiologiques sont en développement.
- *Intégration d'ensemble de fibres fonctionnelles* : Enfin, les fibres polymères fines et souples peuvent être intégrées dans différentes configurations : des textiles, des tissus, des voiles, etc... pour fonctionnaliser différents types de surface. Elles pourraient notamment constituer une nouvelle génération de textiles intelligents où la fonctionnalité ne vient pas de petits détecteurs rigides intégrés dans la fabrique, mais directement de fibres multi-matériaux du tissu.

Pour fabriquer ce type de fibres, on peut distinguer deux approches : (1) l'une consiste à fabriquer une fibre traditionnelle à base de Silice ou de polymère et d'y déposer, soit sur sa surface, soit à l'intérieure de cavité pour les fibres microstructurées, des matériaux fonctionnelles. Cette stratégie permet l'intégration d'une variété de matériaux et de composants à hauts rendements, mais reste

complexe et plutôt adaptée pour les fonctionnalisations locales. Une autre approche récemment développée consiste à adapter le procédé de fabrication des fibres optiques traditionnelles en intégrant les matériaux au niveau de la préforme, avant le fibrage¹. Un arrangement précis et très simple est alors possible de matériaux au niveau macroscopique (une préforme dans le laboratoire est typiquement un cylindre de 3 cm de diamètre et 20 cm de long). Pour un choix judicieux des matériaux que nous discuterons au cours de cette présentation, on peut alors tirer à chaud cet ensemble macroscopique pour obtenir une fibre de plusieurs kilomètres qui intègrent tous les matériaux à leur place initiale. Les éléments dans la section de la fibre ont maintenant des dimensions micro- voir nanométriques, ce qui confère à la fibre de nouvelles fonctionnalités électriques et optoélectroniques. Par conservation de la masse cependant, la préforme s'étire en une fibre de plusieurs centaines de mètres voir kilomètres, pouvant couvrir également de très grandes surfaces.

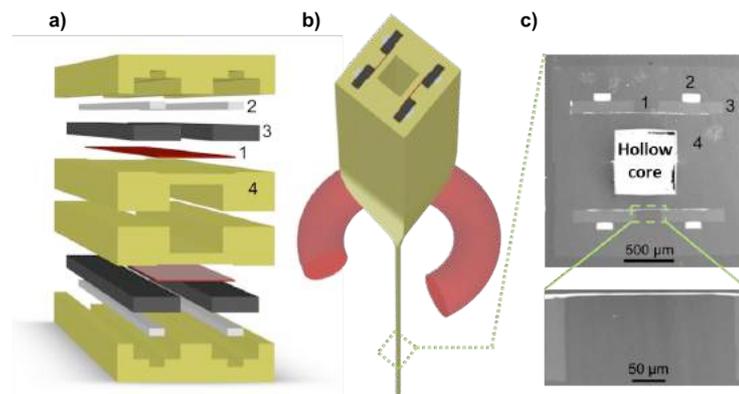


Figure 1: Procédé de fabrication: (a) Schéma de la fabrication de la préforme tirée de la Ref. 6. (1) Couche mince de polyethersulfone PSU (75 microns) avec un verre de chalcogénure évaporé (thermique, Se_{97}S_3 , 35 microns). (2) Électrodes de $\text{Sn}_{63}\text{Pb}_{37}$ et (3) Polycarbonate dopé avec du Carbon Balck (CPC) et donc conducteur de l'électricité incorporé entre (4) des plaques de PSU, tout ceci étant préparé pour bien encapsuler les différents composants. (b) Schéma du principe du fibrage à chaud : l'ensemble construit en (a) est tiré dans une tour de fibrage qui contient un four chauffant les matériaux amorphes au-dessus de leur température de transition vitreuse (ring rouge). (c) Photo au microscope électronique d'une section efficace de cette fibre : (1) Se_{97}S_3 layer, (2) $\text{Sn}_{63}\text{Pb}_{37}$ electrodes, (3) CPC pads, (4) PSU matrix.

Sur la Figure 1, nous résumons ce procédé avec un exemple d'une fibre réelle utilisée pour de la détection d'explosifs⁶. Nous montrerons après avoir discuté ce procédé différents exemples de fibres électroniques et optoélectroniques réalisées par cette méthode. Les fibres photoconductrices seront discutées de façon approfondie, et nous verrons notamment l'évolution de la complexité et des performances de ces fibres capables aujourd'hui de mesurer un flux de photons mais aussi de localiser sa position et sa provenance. Sur la Figure 2, nous montrons un exemple d'une préforme étirée en une fibre multi-matériaux de plusieurs dizaines de mètres. On voit une couche sombre de verre de chalcogénure en contact avec des rectangles gris métalliques. Une telle fibre a la section efficace montrée sur la Figure 2b. Cette fibre intègre huit électrodes délimitant huit photodétecteurs intégrés permettant des opérations optiques complexes comme la prise d'image sans lentille⁸. La Figure 2c montre le principe de détection de tels composants optoélectroniques unidimensionnels. Nous discuterons aussi de fibres capables de détecter de la chaleur, des éléments chimiques (voir Figure 4d), mais aussi comment on peut jouer avec la microstructure et les matériaux pour former des jonctions et ainsi tendre vers le développement de fibres photovoltaïques¹⁰.

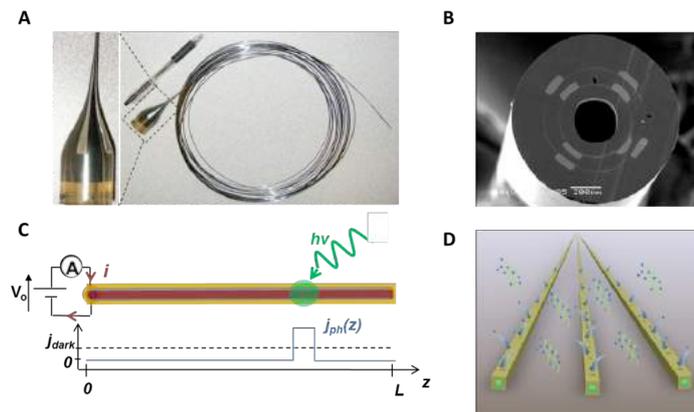


Figure 2: (a) Photo d'une préforme étirée en une fibre multi-matériaux de plusieurs dizaines de mètres. On voit une couche sombre de verre de chalcogénure en contact avec des rectangles gris métalliques. (b) Photo MEB d'une section efficace d'une fibre intégrant plusieurs composant photo-détecteurs. (c) Schéma montrant le principe de la détection d'une fibre photo-conductrice distribuée. (d) Représentation graphique de la détection d'éléments chimiques

Nous discuterons enfin les perspectives futures de ce domaine, en montrant notamment des résultats récents sur la fabrication de fibres nano-structurées, ou encore sur la croissance de nano-fils monocristallins semi-conducteurs permettant des performances comparables aux photoconducteurs conventionnels plans. Nous concluons enfin sur leurs potentiels dans les domaines variés comme le secteur de l'ingénierie médicale, de l'énergie, des capteurs et des textiles intelligents.

RÉFÉRENCES

- [1.] M. A. Schmidt, A. Argyros, F. Sorin, *Advanced Optical Materials*, 4, 13 (2016).
- [2.] M. Bayindir, F. Sorin, et al., *Nature*, 431 826 (2004).
- [3.] A. F. Abouraddy, ..., F. Sorin, et al., *Nature Materials*. 6 336 (2007).
- [4.] G. Tao, et al., *International Journal of Applied Glass Science*, 3 349 (2012)
- [5.] Canales, A. et al., *Nature Biotechnology*, 2, 1 (2015).
- [6.] A. Gumennik, ..., F. Sorin, et al., and Y. Fink, *Advanced Materials*. 24 6005 (2012).
- [7.] F. Sorin, et al., *Advanced Materials* 19, 3872 (2007).
- [8.] F. Sorin, et al., *Nano Letters*. 9 2630 (2009).
- [9.] F. Sorin, G. Lestoquoy, S. Danto, J. D. Joannopoulos, Y. Fink, *Opt. Express*, 18 24264 (2010).
- [10.] N. D. Orf, O. Shapira, F. Sorin, et al., *PNAS* 108 (12) 4743 (2011).
- [11.] A. F. Abouraddy, ..., F. Sorin, et al., *Nature Materials*. 5 532 (2006).
- [12.] M. Bayindir, et al., *Nature Materials*. 4 820 (2005).
- [13.] A. M. Stolyarov, et al., *Optics Express*. 20 (11) 12407 (2012).
- [14.] S. Egusa, Z. Wang, N. Chocat, Z.M. Ruff, A. M. Stolyarov, D. Shemuly, F. Sorin, P. T. Rakich, J. D. Joannopoulos and Y. Fink. *Nature Materials*. 9 643 (2010).
- [15.] N. Chocat, et al., *Advanced Materials*. 24 5327 (2012).
- [16.] S. Danto, F. Sorin, et al., *Advanced Materials*. 22 4162 (2010).

RESEAUX METALLIQUES POUR LE COUPLAGE DANS DES GUIDES EN DIOXYDE DE TITANE

Manon Lamy, Kamal Hammani, Juan Arocas, Christophe Finot et Jean-Claude Weeber

¹ Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne UMR CNRS 6303, Université Bourgogne Franche-Comté, 21078 Dijon Cedex, France

kamal.hammani@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous montrons la fabrication de réseaux métalliques enterrés entre deux couches de dioxyde de titane. En utilisant un supercontinuum, nous démontrons expérimentalement une efficacité de couplage supérieure à - 8 dB pour une bande passante à 3 dB supérieure à 80 nm.

MOTS-CLEFS : TiO_2 ; couplage par réseaux;

1. INTRODUCTION

Le couplage efficace de la lumière se propageant dans une fibre optique vers un guide nanophotonique reste un besoin essentiel pour le développement futur des solutions optiques intégrées. Les deux principales techniques de couplage sont le couplage direct par la tranche (dit *end-fire* ou *butt-coupling*) ainsi que le couplage par réseaux. Le large désaccord entre la taille du mode en sortie de fibre optique et celui en entrée de guide photonique rend le couplage direct inefficace. Des méthodes complexes ont toutefois été développées pour atteindre de bons niveaux de couplage [1]. Mais la méthode basée sur les réseaux de diffraction est souvent préférée car permettant d'atteindre de très bonnes efficacités sans la forte précision d'alignement requise par le couplage direct [2]. Plus récemment, des réseaux métalliques ont été proposés à la place des réseaux gravés pour des raisons de simplicité de fabrication. Des efficacités de couplage supérieures à 50% et 34% ont été démontrées numériquement et expérimentalement, respectivement, par dépôts en surface d'un guide d'onde en silicium, à une longueur d'onde de 1550 nm [3].

Si la plupart des études se concentrent sur le silicium, le déploiement de solutions intégrées devra se faire aussi bien à 1550 nm pour être compatibles avec la bande C des télécommunications mais aussi avec les autres bandes d'intérêt dont les bandes à 1310 nm ou encore celle à 800 nm pour les communications courtes distances. Dans ce cas, le silicium en tant que guide devient inopérant et une plateforme alternative devient essentielle. Nous portons notre choix sur le dioxyde de titane. L'avantage du TiO_2 réside dans sa bande de transparence en longueur d'onde plus large que celle du silicium. Elle s'étend notamment vers les longueurs d'onde visibles du spectre. Un autre atout pour les applications non-linéaires est l'absence d'absorption à deux photons. Ici, nous proposons une approche faisant appel à des réseaux métalliques mais dans une configuration jusqu'à maintenant inexplorée. En effet, les réseaux sont enterrés dans un guide en dioxyde de titane.

2. DESIGN

Comme la Ref. [3], nous utilisons un réseau composé de traits rectilignes en or à la différence qu'il est enterré entre deux couches de TiO_2 . Cet oxyde est le matériau constituant le guide d'onde et a un indice de réfraction de 2.45 à 1550 nm. Le tout repose sur un substrat de verre SiO_2 . La structure est représentée schématiquement en Fig. 1(a). Notons que la présence d'un réseau métallique enterré, se traduit en surface, par un réseau en surface en dioxyde de titane.

Le logiciel commercial COMSOL Multiphysics a été exploité pour optimiser les paramètres du réseau et du guide pour une longueur d'onde λ de 1550 nm en tenant compte de nos contraintes expérimentales qui sont un angle d'incidence θ de 30°. Les paramètres suivants ont ainsi été obtenus pour le mode TM : une période de réseau P de 1400 nm, une largeur de trait w_1 de 666 nm, une couche d'or d'une hauteur h_{Au} de 56 nm et les couches supérieure et inférieure de hauteurs h_{inf}

et h_{sup} de 65 nm et 190 nm respectivement. En prévision d'un élargissement possible des structures (des traits du réseau notamment) qui peut survenir lors de l'étape de lithographie par faisceau d'électrons, une largeur de trait w_1 plus petite (500 nm) a finalement été retenue. La figure 1b montre l'efficacité de couplage simulée pour les paramètres optimaux en fonction de la longueur d'onde.

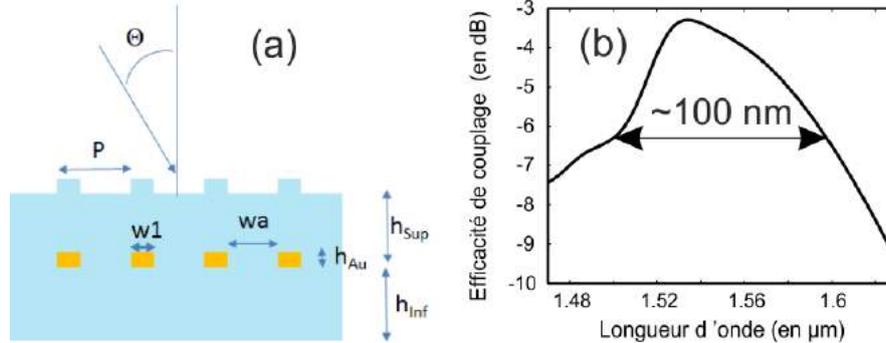


Fig. 1 : (a) Design des réseaux métalliques (b) Efficacité théorique de couplage en fonction de la longueur d'onde pour les paramètres de réseaux optimaux.

3. FABRICATION

Nous déposons les couches minces de dioxyde de titane sur des substrats de verre en utilisant une pulvérisation cathodique magnétron avec cible métallique en Titane couplée à un générateur en courant continu. Le dépôt se fait sous atmosphère contrôlée en ajustant le taux d'oxygène et d'argon. La Table 1 résume les paramètres utilisés.

Tab. 1 : Paramètres utilisés pour les dépôts de TiO_2

Pression (mTorr)	O2 (sccm)	Ar (sccm)	Puissance	Temps (min)	Épaisseur (nm)
2.5	10	1.1	135	30	69
2.5	10	1.1	135	80	193

La première couche de TiO_2 a été déposée sur une durée de 30 minutes. Puis une première lithographie par faisceau d'électrons a été menée sur une couche de résine de PMMA. Cela a permis de déposer 56 nm d'or par évaporateur thermique avec une couche d'accroche en chrome de 3nm. Après le lift-off et le second dépôt de TiO_2 , une seconde lithographie a été menée pour générer les guides. Un dépôt de chrome et de nickel vient ensuite masquer les guides pour permettre l'étape de gravure sèche (RIE). Enfin, une gravure humide supprime le masque métallique et les guides sont prêts à être caractérisés. Les épaisseurs des deux couches de TiO_2 ont été mesurées par un profilomètre : h_{inf} = 69 nm et h_{sup} = 193 nm.

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La Figure 2a schématise le montage expérimental utilisé. L'injection et la collection du signal en entrée et en sortie du guide se fait à l'aide de *focusers* placés à 30° de la verticale. Deux caméras, visible et infrarouge, sont placées à la verticale au dessus du guide pour contrôler l'alignement. En entrée, nous utilisons une diode continue ajustable pour estimer l'efficacité de couplage en mesurant la puissance de sortie à l'aide d'un puissance-mètre. Étant donnée la plage limitée de la diode ajustable, nous générons également un supercontinuum dans une fibre hautement non-linéaire afin de contrôler les limites réelles du réseau. Dans ce cas, nous utilisons plutôt un analyseur de spectre pour estimer l'efficacité de couplage.

Plusieurs guides associés à des réseaux dont la période va de 1300 nm à 1500 nm, par pas de 25 nm, ont été fabriqués. Il s'avère que le réseau de période $P=1375$ nm apporte expérimentalement la meilleure efficacité de couplage pour une longueur d'onde de 1550 nm.

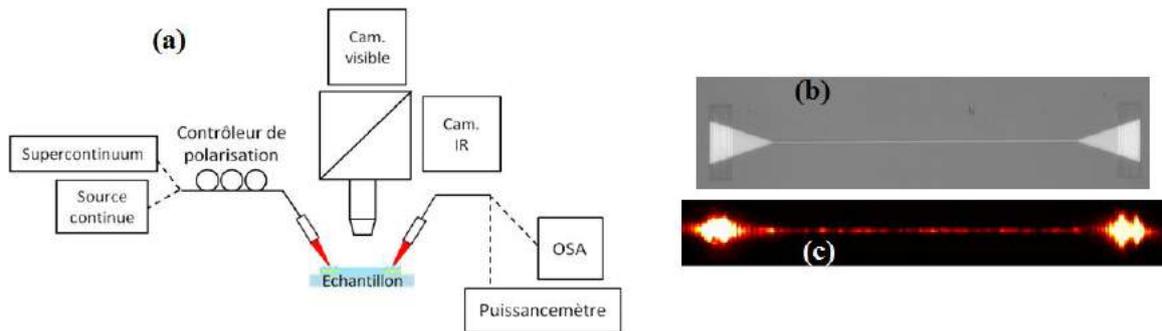


Fig. 2 : (a) Montage expérimental (b) Observation au microscope optique d'un guide avec tapers et réseaux aux extrémités. (c) Propagation de lumière infrarouge vue du dessus par une caméra IR

Nous observons Figure 3 que l'efficacité de couplage atteint -8 dB pour une bande passante de 86 nm à -3 dB. Il y a un accord qualitatif avec les simulations. Le désaccord de 4 dB sur l'efficacité maximale découle de plusieurs facteurs : les épaisseurs des couches et des réseaux, présence d'une couche d'accroche, pertes dues aux *focusers* (estimées à environ 1.5 dB par facette), défauts de fabrication...

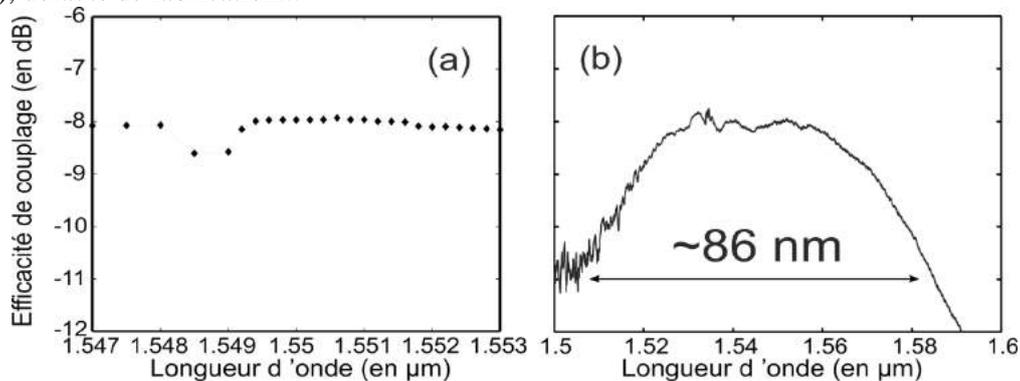


Fig. 3 : Courbe d'efficacité de couplage en fonction de la longueur d'onde (a) avec une source continue ajustable et (b) avec un supercontinuum généré dans une fibre optique

CONCLUSION

Nous avons montré, pour la première fois, la fabrication de réseaux métalliques en or enterrés dans un guide en dioxyde de titane. Cela nous a permis de démontrer des pertes totales de couplage de 16 dB soit 8 dB en entrée et de même en sortie pour un signal dans la bande C des télécommunications et en polarisation TM. Les réseaux ont une bande passante de 50 nm et 86 nm à 1dB et à 3dB respectivement. Des voies restent à explorer pour augmenter encore les performances dont la possibilité de placer une couche métallique au fond du taper d'entrée servant de miroir [4] ou encore de considérer des réseaux paraboliques.

REFERENCES

- [1] L. Chen, C. R. Doerr, Y. K. Chen, and T. Y. Liow, "Low-Loss and Broadband Cantilever Couplers Between Standard Cleaved Fibers and High-Index-Contrast Si₃N₄ or Si Waveguides," *IEEE Photonic Tech. L.* 22, 1744-1746 (2010).
- [2] D. Taillaert, P. Bienstman, and R. Baets, "Compact efficient broadband grating coupler for silicon-on-insulator waveguides," *Opt. Lett.* 29, 2749-2751 (2004).
- [3] S. Scheerlinck, J. Schrauwen, F. Van Laere, D. Taillaert, D. Van Thourhout, and R. Baets, "Efficient, broadband and compact metal grating couplers for silicon-on-insulator waveguides," *Opt. Express* 15, 9625-9630 (2007).
- [4] W. S. Zaoui, M. F. Rosa, W. Vogel, M. Berroth, J. Butschke, and F. Letzkus, "Cost-effective CMOS-compatible grating couplers with backside metal mirror and 69% coupling efficiency," *Opt. Express* 20, B238-B243 (2012).

PHOTO-NOIRCISSEMENT DES FIBRES ALUMINO-SILICATES DOPÉES THULIUM POMPÉES À 1,07 μm : EFFET QUANTITATIF DU LANTHANE, CÉRIUM ET THULIUM.

Jean-François Lupi¹, Manuel Vermillac¹, Wilfried Blanc¹, Franck Mady¹, Mourad Benabdesselam¹, Bernard Dussardier¹, Daniel R. Neuville²

¹ Université Nice Sophia Antipolis, CNRS, Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, UMR 7336, Parc Valrose 06108 Nice, France

² Equipe des géomatériaux, IPGP, COMUE Sorbonne Paris-Cité, CNRS UMR 7154, 1 rue Jussieu, 75005 Paris, France

jean-francois.lupi@unice.fr

RÉSUMÉ

En pompant à 1,07 μm des fibres optiques en silice dopée thulium (Tm), jusqu'à six transitions laser allant de 0,45 à 1,47 μm pourraient être exploitées. Cependant, cette longueur d'onde de pompe entraîne l'apparition rapide d'une atténuation photo-induite (API) rédhibitoire pour une amplification dans le visible. Dans cette communication, nous discutons de la dépendance de l'API en fonction de la concentration en Tm , lanthane (La) et cérium (Ce). Nous montrons que les transferts d'énergie $Tm-Tm$ sont la source du photo-noircissement et La et Ce sont des co-dopants efficaces contre l'API.

MOTS-CLEFS : Fibre optique ; photo-noircissement ; thulium ; silice

1. INTRODUCTION

Les propriétés remarquables de la silice (haut seuil aux dommages optiques, faible perte, faible coût, etc) font de ce verre le matériau privilégié pour le développement des lasers et amplificateurs à fibres dopées d'ions de terres rares [1]. Jusqu'à présent, les études se sont principalement consacrées à l'amplification des émissions à 1, 1,5 et 2 μm . Cependant, des nouvelles applications nécessitent des longueurs d'onde plus courtes ($< 0,85 \mu\text{m}$). Dans ce contexte, l'ion thulium Tm^{3+} est particulièrement intéressant car il possède plusieurs transitions optiques dans ce domaine. Ces transitions pourraient être exploitées à partir d'un schéma de pompage basé sur une seule longueur d'onde de pompe (1,07 μm). La potentialité de ce schéma de pompage mettant en œuvre des mécanismes d'"up-conversion" a été montrée dans une fibre en verre fluoré (ZBLAN) pour six transitions laser (allant de 0,45 à 1,47 μm) [2]. Cependant, deux phénomènes limitent l'efficacité de ces transitions : les désexcitations non-radiatives et le photo-noircissement [3]. Dans cette communication nous nous intéressons à ce dernier effet. Nous montrerons que les échanges d'énergie $Tm-Tm$ sont la source du photo-noircissement et que le co-dopage avec du cérium (Ce) ou du lanthane (La) permet de réduire l'absorption photo-induite (API).

2. ÉCHANTILLONS

Les échantillons de fibres optiques sont obtenus par étirage à chaud de préformes préparées par le procédé MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition). Les concentrations en Al , Tm , La et Ce sont mesurées par *Electron Probe Microscopy* (EPMA). Trois séries d'échantillons sont fabriquées, chaque série correspondant à une composition variable en un élément. Dans la série ' Tm ', la concentration en Tm varie de 0 à 600 ppm.at . Dans la série ' La ', la concentration en La varie de 0 à 7000 ppm.at , la concentration en Tm étant quasiment constante ($190 \pm 30 \text{ ppm.at}$). Dans la série ' Ce ', la concentration en Ce varie de 0 à 1300 ppm.at , la concentration en Tm étant quasiment constante ($260 \pm 40 \text{ ppm.at}$). Tous les échantillons sont co-dopés avec une concentration de 8000 ppm.at d'aluminium.

3. EXPÉRIENCE

La figure 1 décrit le dispositif expérimental utilisé pour mesurer l'API. Un laser de pompe à $1,07 \mu\text{m}$ est couplé dans une fibre passive (Corning, HI-1060) à travers un miroir dichroïque qui sépare la pompe à $1,07 \mu\text{m}$ et la sonde à $0,55 \mu\text{m}$. Une source super-continuum (SCS), utilisée comme sonde, est couplée à une autre fibre passive (Corning, HI-1060). La fibre analysée (longueur typique 2 cm) est soudée entre les deux fibres passives. La sonde est filtrée par un filtre passe-bande à $0,55 \mu\text{m}$ d'une largeur de 2 nm . Un deuxième miroir dichroïque est utilisé pour rejeter la pompe. La sonde passe à travers la fibre à analyser, puis un second filtre passe-bande avant d'être collectée par une fibre multi-mode et détectée par un puissance mètre.

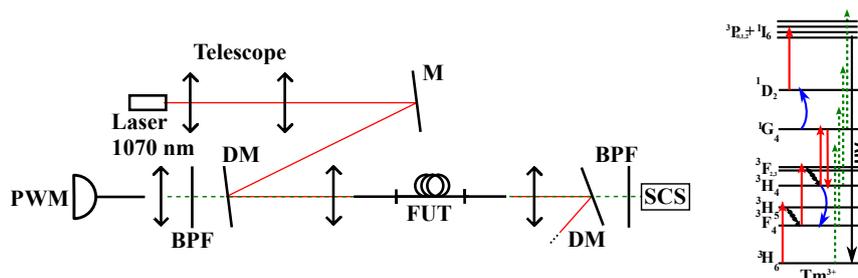


FIGURE 1: (Gauche) : Montage expérimental pour la mesure de l'API. M : miroir, FUT : fibre en test, BPF : filtre passe-bande, DM : miroir dichroïque, SCS : source super-continuum, PWM : puissance mètre. (Droite) : Diagramme d'énergie de l'ion Tm^{3+} : rouge : pompe, bleu : transfert d'énergie, vert : sonde à $0,55 \mu\text{m}$.

4. RÉSULTATS

Le photo-noircissement est caractérisé par la mesure de l'API à $0,55 \mu\text{m}$. La variation temporelle de l'API est représentée dans l'encart de la figure 2a. L'API converge vers un état d'équilibre (APIst) imposé par la puissance de pompe [4]. La figure 2a représente l'APIst en fonction de la concentration en Tm . Pour la série 'Tm', l'APIst augmente de 0 à 1300 dB/m quand la concentration en thulium augmente de 0 à 600 ppm.at . Cette variation est ajustée avec une loi de puissance telle que $APIst = [Tm]^{1/2}$ (Figure 2a). La même tendance a été observée pour des fibres dopées Yb [5].

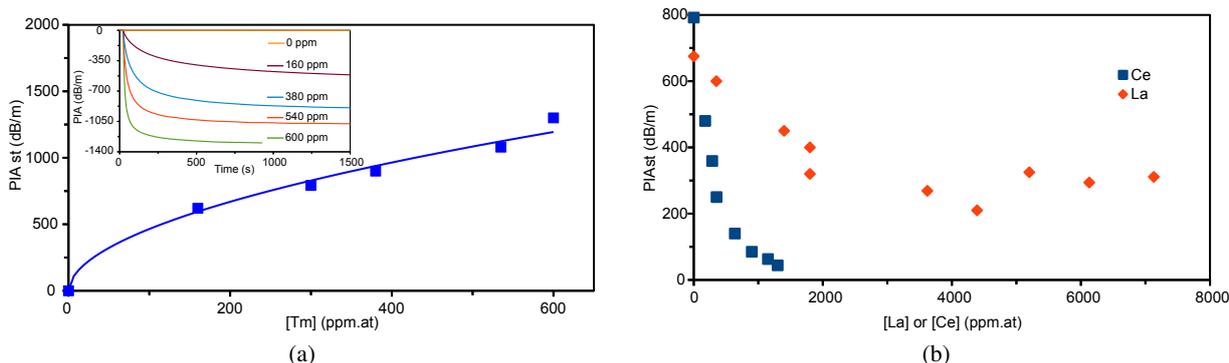


FIGURE 2: API stationnaire (APIst) mesurée à $0,55 \mu\text{m}$ (a) en fonction de la concentration en Tm (Encart : variation temporelle de l'API) et (b) en fonction de la concentration en La (rouge) et Ce (bleu), puissance de pompe : 1 W .

Les mesures de l'APIst pour les séries 'La' et 'Ce' sont représentées sur la figure 2b. Le point à 0 ppm.at La est extrait de la figure 2a. Dans la série 'La' (losanges rouges dans la figure 2b), l'APIst

diminue de 675 dB/m à moins de 300 dB/m , valeur atteinte pour une concentration en La de 4000 $ppm.at$ et au-delà de laquelle l'APIst reste constante. Dans la série 'Ce', l'APIst (carrés bleus de la figure 2b) diminue de 795 à 44 dB/m quand la concentration en Ce varie de 0 à 1300 $ppm.at$.

5. DISCUSSION

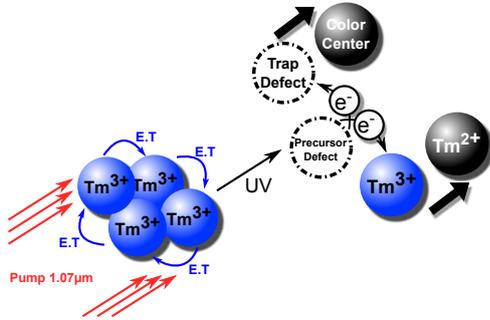


FIGURE 3: Représentation schématique du photo-noircissement.

Nous proposons l'interprétation suivante des résultats. Les ions Tm^{3+} émettent des UV par l'effet combiné de la pompe et des transferts d'énergie [6]. Ces UV peuvent alors ioniser des défauts précurseurs, libérant des électrons dans la bande de conduction [7]. Ces électrons se recombinent sur des pièges ou sur des ions Tm^{3+} [3] (figure 3). Les centres colorés ou les ions Tm^{2+} peuvent à leur tour être ionisés par la pompe, donnant la possibilité aux électrons de retourner sur les centres précurseurs ou Tm^{3+} . Un état d'équilibre est atteint lorsque les taux de génération et de guérison des centres colorés sont égaux.

La et Ce sont des ions de terres rares et peuvent se placer entre les ions Tm^{3+} , limitant leur agrégation et donc les transferts d'énergie. De plus, contrairement au lanthane, le cérium peut absorber les UV quelle que soit sa valence (4+ et 3+) et sa forme tétravalente peut capturer les électrons.

CONCLUSION

Trois séries de fibres optiques, contenant des concentrations variables en Tm , La ou Ce , ont été fabriquées par MCVD. L'absorption photo-induite a été étudiée pour un pompage à 1,07 μm . L'APIst augmente avec la concentration en Tm . Le co-dopage avec du Ce ou du La réduit l'APIst respectivement de 95 et 70 %. Cette étude quantitative est une première étape vers le développement de lasers et amplificateurs à fibre optique efficaces à des longueurs d'onde inférieures à 1 μm .

Nous remercions Michèle Ude et Stansilaw Trzesien pour la préparation des échantillons ainsi que Michel Fialin (IPGP Camparis) pour les mesures EPMA. Travaux financés en partie par le projet Nice-DREAM (ANR-14-CE07-0016-01).

RÉFÉRENCES

- [1] D. Richardson, J. Nilsson, and W. Clarkson, "High power fiber lasers : current status and future perspectives [invited]," *JOSA B*, vol. 27, no. 11, pp. B63–B92, 2010.
- [2] X. Zhu and N. Peyghambarian, "High-power ZBLAN glass fiber lasers : review and prospect," *Advances in OptoElectronics*, vol. 2010, 2010.
- [3] M. Broer, D. Krol, and D. DiGiovanni, "Highly nonlinear near-resonant photodarkening in a thulium-doped aluminosilicate glass fiber," *Optics letters*, vol. 18, no. 10, pp. 799–801, 1993.
- [4] S. Jetschke, S. Unger, U. Röpke, and J. Kirchhof, "Photodarkening in Yb doped fibers : experimental evidence of equilibrium states depending on the pump power," *Optics express*, vol. 15, no. 22, pp. 14 838–14 843, 2007.
- [5] S. Jetschke, S. Unger, A. Schwuchow, M. Leich, J. Fiebrandt, M. Jäger, and J. Kirchhof, "Evidence of Tm impact in low-photodarkening Yb-doped fibers," *Optics express*, vol. 21, no. 6, pp. 7590–7598, 2013.
- [6] R. Paschotta, P. Barber, A. Tropper, and D. Hanna, "Characterization and modeling of thulium : ZBLAN blue upconversion fiber lasers," *JOSA B*, vol. 14, no. 5, pp. 1213–1218, 1997.
- [7] M. Engholm and L. Norin, "Preventing photodarkening in ytterbium-doped high power fiber lasers ; correlation to the uv-transparency of the core glass," *Optics express*, vol. 16, no. 2, pp. 1260–1268, 2008.

MICRODISQUE DE CARBURE DE SILICIUM SUR PILIER DE SILICIUM SONDÉ PAR COUPLAGE ÉVANESCENT

David Allieux¹, Ali Belarouci², Darren Hudson³, Neetesh Singh³, Eric Mägi³, Guillaume Beaudin², Adrien Michon⁴, Régis Orobitchouk¹, Christian Grillet¹

¹ Université de Lyon, Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL), 69131, Ecully, France

² Nanotechnology & Nanosystems Laboratory LN2, CNRS UMI 3463, Université de Sherbrooke, Sherbrooke Canada

³ CUDOS, School of Physics, University of Sydney, NSW 2006, Australia

⁴ CRHEA Centre de Recherche sur l'Hétéroépitaxie et ses Applications, CNRS, Valbonne 06560, France

david.allieux@insa-lyon.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la fabrication, simulation et caractérisation de microdisques de SiC sur piliers de silicium pour des applications non-linéaires du proche au moyen infrarouge.

MOTS-CLEFS : *Optique intégrée ; Optique non-linéaire ; Carbure de Silicium*

1. INTRODUCTION

Le carbure de silicium (SiC) est un matériau bien connu dans le domaine de l'électronique haute puissance et de l'astrophysique. Pourtant, en raison de procédés de fabrications complexes, il a longtemps été négligé dans les applications d'optique intégrée, et ce, malgré des propriétés optiques prometteuses. Ce matériaux dispose d'un fort indice de réfraction ($n = 2.6$) et une large fenêtre de transparence (de l'UV jusqu'à $12 \mu m$) permettant un bon confinement optique tout en offrant des possibilités d'applications jusque dans le moyen infrarouge (Mid-IR). Dans le Mid-IR en particulier, le carbure de silicium possède de bonnes propriétés non-linéaires supérieures par exemple à celles du silicium [1, 2] : un fort χ^3 (de l'ordre de celui du Si) et surtout une très faible absorption multi-photon [3] résultant en un facteur de mérite non-linéaire important. En particulier, les pertes non linéaires associées à l'absorption à deux photons qui limitent souvent l'efficacité non linéaire disparaissent au delà de $1.1 \mu m$ grâce au large gap du SiC. Pour ces raisons, le SiC est un candidat idéal pour les applications non linéaires dans le proche et le moyen infrarouge [4, 5, 6] et pourrait amener à la réalisation de source large bande à base d'effet Kerr telles que des peigne de fréquence ou des supercontinuum. L'amélioration des techniques de fabrication a récemment permis un regain d'intérêt pour le carbure de silicium en photonique grâce à la démonstration de la faisabilité de structures phares comme des cristaux photoniques [3], des guides d'onde [7], ou encore des microdisques [8].

Dans cet article, nous présentons des structures réalisées pour des procédés d'optique non linéaires du proche au moyen infrarouge et conçues pour offrir des modes de galeries à fort facteur de qualité et faible ordre radial à $\lambda = 4 \mu m$. Nous reportons les résultats d'expériences préliminaires en régime linéaire autour de $1.55 \mu m$ par technique de couplage évanescent utilisant des fibres de silice effilées. Les facteurs de qualité mesurés sont de l'ordre de $Q \sim 1800$ et corroborés par des calculs théoriques.

2. CONCEPTION ET FABRICATION

Le procédé utilisé pour la fabrication est décrit à la figure 1.a. Les microdisques de SiC ont été fabriqués en utilisant de la photolithographie et de la gravure sèche. Le substrat se compose d'une couche de 500 nm d'épaisseur de 3C-SiC épitaxié sur silicium par dépôt chimique standard en phase vapeur [9]. Une couche de 160 nm de chrome (Cr) a été déposée par évaporation sur le substrat de 3C-SiC/Si pour réaliser un masque dur. Les motifs des microdisques ont été transférés dans la résine en utilisant une étape de photolithographie par contact. Les motifs circulaires sont ensuite transférés au masque de Cr grâce à une gravure plasma à couplage inductif (ICP) utilisant une chimie chlorée, à la suite de quoi le masque a

été transféré dans la couche de SiC grâce à une gravure ICP utilisant une chimie fluorée. Le masque de Cr a été retiré grâce à une solution de gravure de Cr. Pour terminer, les disques de SiC ont été isolés du substrat de silicium grâce à une gravure ICP isotropique à base de SF_6 laissant les résonateurs suspendus par un pilier circulaire comme indiqué sur la figure 1.b

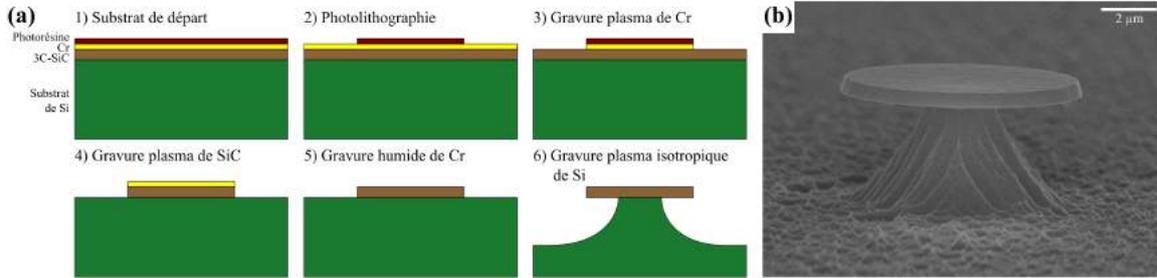


FIGURE 1: (a) Etapes technologiques de fabrication des microdisques de 3C-SiC et (b) image MEB d'un microdisque de SiC.

3. RESULTS

Afin de coupler la lumière dans les microdisques dont le diamètre varie de $10\ \mu m$ à $100\ \mu m$, une technique de couplage évanescent à partir de fibres de silice effilées est utilisée. Sur la figure 2a un microdisque de SiC de diamètre $10\ \mu m$ est sondé grâce à une fibre effilée de taille $1.2\ \mu m$ placée en contact direct avec le disque. La lumière est injectée au travers d'une fibre monomode en utilisant une source à amplificateur à émission spontanée (ASE) émettant entre $1520\ nm$ et $1575\ nm$. En sortie de fibre, la lumière transmise est captée via un OSA de résolution spectrale $0.050\ nm$. La courbe bleu figure 2b représente le spectre de transmission normalisé obtenu pour un disque de $10\ \mu m$. Les creux de transmission sont associés à la présence de modes TE et TM de résonance à l'intérieur du disque. Un facteur de qualité de $Q \sim 1800$ est mesuré à $1561\ nm$.

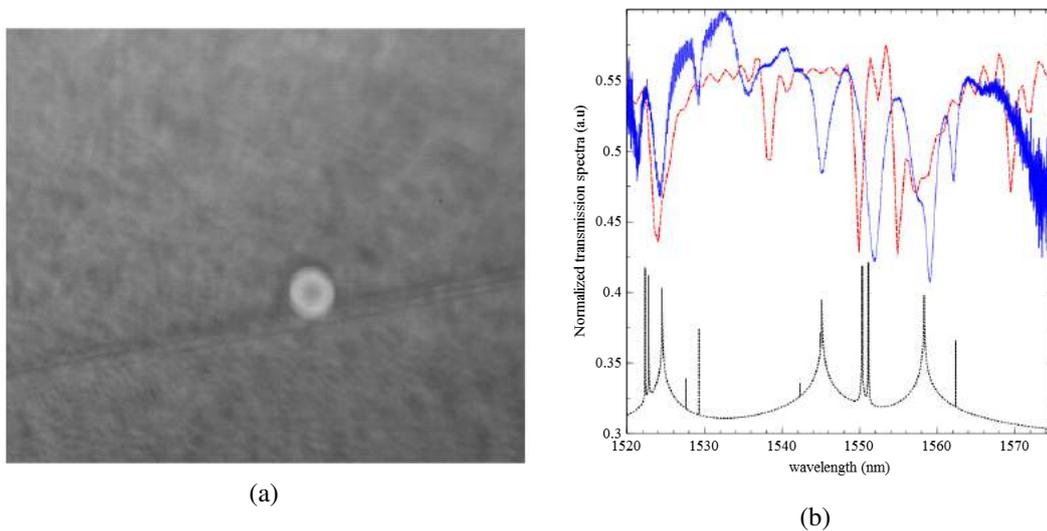


FIGURE 2: (a) Expérience de couplage évanescent sur un disque de $10\ \mu m$ de diamètre (b) Mesure expérimentale de transmission sur un disque de $10\ \mu m$ de diamètre (traits bleus) comparé avec les simulations FDTD (tirets rouges) et le solveur de mode (points noirs).

Afin de faire correspondre nos résultats à la théorie, deux méthodes de simulation ont été utilisées. D'abord un logiciel commercial de FDTD 3D (Rsoft Fullwave) nous a permis de simuler l'ensemble de la géométrie comprenant la fibre taperisée couplée au disque. Le spectre obtenu (courbe rouge 2b) est en bon

accord avec les résultats expérimentaux. La légère différence entre la théorie et l'expérience est attribuée à l'incertitude sur l'indice de réfraction du SiC. A partir du logiciel Harminv [10], nous pouvons extraire des facteurs de qualité théoriques de $Q_{th} \sim 25000$ pour le mode correspondant à la mesure expérimentale à 1561 nm . En plus de cela, les indices effectifs associés aux différents modes de galeries sont obtenus à partir d'un solveur de modes réalisé au laboratoire utilisant la méthode des différences finies vectorielle (FVFD) [11] qui nous permet de prédire les longueurs d'onde de résonance. La courbe noir de la figure 2b montre une bonne correspondance entre les positions prédites et l'expérience.

4. CONCLUSION

Nous avons montré la fabrication et la caractérisation de microdisques de carbure de silicium conçus pour opérer du proche au moyen infrarouge. Nous rapportons les résultats d'expériences préliminaires en régime linéaire aux longueurs d'onde télécom démontrant des facteurs de qualité d'environ $Q \sim 1800$ à $\lambda = 1.561 \mu\text{m}$ par couplage évanescent. Nos résultats ouvrent la perspective d'utiliser des structures en SiC comme des plateformes viables pour des applications photoniques des longueurs d'ondes télécoms jusqu'au moyen infrarouge.

5. REMERCIEMENT

Les auteurs tiennent à remercier Les actions Marie Sklodowska-Curie du septième programme-cadre l'Union FP7/2007-2013 au travers des bourses REA n°PCI- GA-2013-631543 et n° PCIG10-GA-2011-304005, l'Agence Nationale de la Recherche (ANR projet MOREMIR) et le Laboratoire International Associé LIA ALPhFA.

RÉFÉRENCES

- [1] C. Monat & al., "Slow light enhancement of nonlinear effects in silicon engineered photonic crystal waveguides", *Optics Express*, 17(4), 2944, (2009).
- [2] C. Monat & al., "Integrated optical auto-correlator based on third-harmonic generation in a silicon photonic crystal waveguide", *Nature Communications*, 5, 3246, (2014).
- [3] S. Yamada & al., "Suppression of multiple photon absorption in a SiC photonic crystal nanocavity operating at $1.55 \mu\text{m}$ ", *Opt. Express* 20, 14789-14796 (2012).
- [4] Richard Soref, "Mid-infrared photonics in silicon and germanium", *Nature Photonics* 4, 495 - 497 (2010).
- [5] L. Carletti & al., "Mid-infrared nonlinear optical response of Si-Ge waveguides with ultra-short optical pulses", *Opt. Express* 23, 32202-32214 (2015).
- [6] L. Carletti & al., "Nonlinear optical response of low loss silicon germanium waveguides in the mid-infrared", *Optics Express*, 23(7), 8261, (2015).
- [7] J. Cardenas & al., "Optical Nonlinearities in High Confinement SiC Waveguides", in *CLEO : 2014, OSA Technical Digest*, paper SW3I.4.
- [8] X. Lu, J.Y. Lee, P. X. Feng, and Q. Lin, "Silicon carbide microdisk resonator", *Opt. Lett.* 38, 1304-1306 (2013).
- [9] G. Ferro & al., "Strain tailoring in 3C-SiC heteroepitaxial layers grown on Si(100)", *Chem. Vapor Depos.*, 12, 483-488 (2006).
- [10] V. A. Mandelsham & al., "Harmonic inversion of time signals", *J. Chem. Phys.* 107 (17), 6756-6769 (1997). Erratum, *ibid.* 109 (10), 4128 (1998).
- [11] M. Masi & al., "Towards a Realistic Modelling of Ultra-Compact Racetrack Resonators", *Journ. of Light. Techn.*, 28, 3233-3242, (2010).

DEVELOPPEMENT D'UNE PLATEFORME EN OPTIQUE INTEGREE EN VERRES DE CHALCOGENURES POUR LE MOYEN INFRAROUGE

Aldo Gutiérrez-Arroyo¹, Loïc Bodiou¹, Jonathan Lemaitre¹, Isabelle Hardy¹, Joël Charrier¹
Emeline Baudet², Florent Starecki², Catherine Boussard², Bruno Bureau², Virginie Nazabal²,
Jean-Louis Doualan³, Alain Braud³, Patrice Camy³

¹UMR FOTON, CNRS, Université de Rennes 1, INSA Rennes, Enssat, Lannion F22305, France

²ISCR UMR-CNRS 6226, Université de Rennes 1, 35042 Rennes, Franc

³Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), UMR CEA-CNRS-ENSICAen, Université de Caen, Caen 14050, France

joel.charrier@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente les résultats expérimentaux de caractérisations optiques dans le moyen infrarouge d'une plateforme intégrée en verres de chalcogénures dans la perspective d'une intégration monolithique d'une source de lumière réalisée à partir de ces verres dopés par des ions terres rares et du transducteur.

MOTS-CLEFS : plateforme en optique intégrée ; moyen infrarouge ; verres de chalcogénures ; transducteurs optiques ; terres rares

1. INTRODUCTION

La région spectrale du Moyen Infra-Rouge (MIR) est idéale pour la détection de substances chimiques par spectroscopie en raison de la présence des bandes d'absorption vibrationnelles de nombreuses molécules liquides et gazeuses dans cette gamme de longueurs d'onde (de 2 à 20 μm). Le développement de plateformes optiques présentant de faibles pertes de propagation et de sources émettant dans le MIR offrent la possibilité de fabriquer des capteurs intégrés afin de détecter des substances variées avec une sensibilité élevée et une résolution faible. Ces capteurs en optique intégrée sont actuellement utilisés dans divers domaines sociétaux tels que de la santé, l'environnement et la défense [1].

Dans cet article, nous proposons d'exploiter les propriétés de transparence des verres de chalcogénures (ChGs pour Chalcogenide Glasses) dans le MIR pour développer une plateforme intégrant de façon monolithique une source de lumière réalisée à partir de ces verres dopés par des ions terres rares et un transducteur afin de fabriquer un capteur spectroscopique à onde évanescente fonctionnant dans le MIR.

2. CONDITIONS EXPERIMENTALES ET RESULTATS

La plateforme en optique intégrée a été réalisée à base de verres de ChGs déposés sur un substrat de silicium par pulvérisation RF magnétron. Elle est composée d'un guide de type ruban constitué de deux couches de verres de ChGs. Pour le transducteur, les compositions nominales utilisées sont $\text{Ge}_{28.1}\text{Sb}_{6.3}\text{Se}_{65.6}$ (Se2) et $\text{Ge}_{12.5}\text{Sb}_{25}\text{Se}_{62.5}$ (Se6). Elles correspondent respectivement, à la couche guidante et à celle de confinement. Pour obtenir les couches actives, un verre de $\text{Ge}_{20}\text{Ga}_5\text{Sb}_{10}\text{Se}_{65}$ a été dopé à 5000 ppm. Les guides ont ensuite été fabriqués par photolithographie et gravure sèche (Reactive Ion Etching) avec un plasma de CHF_3 (Fig. 1).

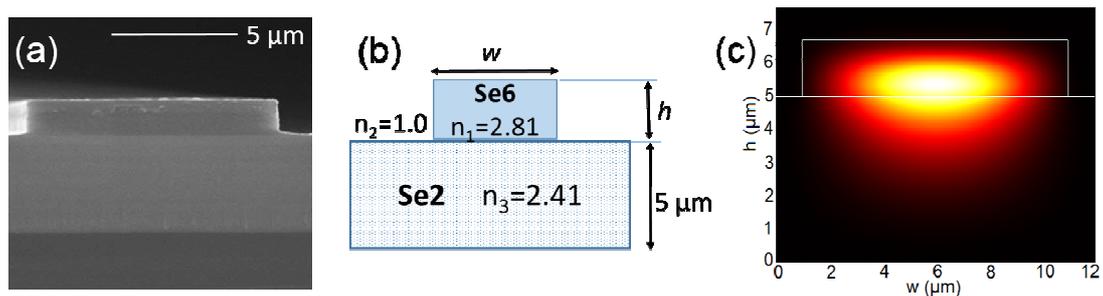


FIG. 1. (a) Coupe transversale d'un guide ruban (image SEM) en verres de chalcogénures, (b) Schéma du guide ruban indiquant les tailles et les indices de réfraction, (c) Simulation du mode fondamental TM dans un guide d'onde en verres de chalcogénures ($h = 1,7 \mu\text{m}$, $w = 10 \mu\text{m}$).

En utilisant un logiciel commercial (FIMMWAVE, Photon Design), les dimensions géométriques du guide (largeur w , hauteur h) ont été déterminées afin d'obtenir un transducteur optique à onde évanescente présentant simultanément une propagation monomodale à $7,7 \mu\text{m}$, de faibles pertes radiatives vers le substrat et un taux de recouvrement importante de l'onde évanescente avec le superstrat. Une couche de confinement Se2 de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur est suffisante pour éviter les pertes par rayonnement à travers le substrat. Pour une épaisseur de couche de guidage Se6 située entre $1,5$ et $2 \mu\text{m}$, la propagation monomode à une longueur d'onde de $7,7 \mu\text{m}$ a été montrée pour des largeurs du guide d'onde comprises entre 8 et $15 \mu\text{m}$. Un facteur de puissance évanescente optimal de 8% est obtenu pour un guide d'onde $10 \times 1,7 \mu\text{m}^2$ ($w \times h$).

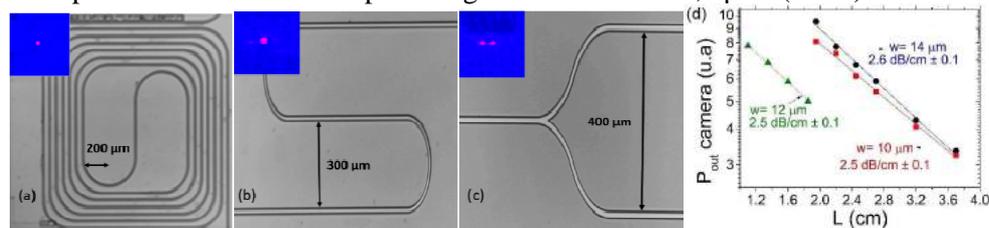


FIG. 2. Champ proche de la lumière propagée à $\lambda = 7,7 \mu\text{m}$ et images microscopiques de guides ruban en verre de chalcogénure (a) en forme de spirale, (b) en forme de S et (c) d'une jonction Y, (d) Mesure de la puissance optique à la sortie du guide de type ruban en fonction de la longueur du guide pour différentes largeurs $w = 10, 12$ et $14 \mu\text{m}$.

Des guides en forme de spirale, en jonction Y et en forme de S ont également été fabriqués (Fig. a, b, c) et optiquement caractérisés pour évaluer les pertes optiques à $7,7 \mu\text{m}$ (1290 cm^{-1}) en utilisant un QCL émettant à cette longueur d'onde.

Des pertes optiques égales à $2,5 \pm 0,1 \text{ dB/cm}$ pour les guides en ChG ont été mesurées en utilisant la méthode de « cut-back » à partir des guides en forme de S pour des largeurs de structure de $10, 12$ et $14 \mu\text{m}$ (Fig. 2) [2].

A partir de cette plateforme, une étude théorique du transducteur optique à onde évanescente pour la détection de gaz dans le MIR montre que la sensibilité la plus élevée peut être obtenue pour une configuration avec une longueur optimale du guide d'onde autour de 2 cm . Un calcul générique des concentrations minimales détectables en fonction de l'absorption molaire des molécules à détecter pour une large gamme de longueurs d'onde dans le MIR montre que de faibles limites de détection peuvent être atteintes en raison des forts coefficients d'absorption des gaz et des espèces chimiques dans le domaine spectral du MIR : $0,52 \text{ ppb}$ dans le cas du dioxyde de carbone à $\lambda = 4,3 \mu\text{m}$, $1,32 \text{ ppb}$ et $0,56 \text{ ppb}$ dans le cas du méthane à $\lambda = 3,31 \mu\text{m}$ et à $\lambda = 7,66 \mu\text{m}$ respectivement (Fig. 3) [3].

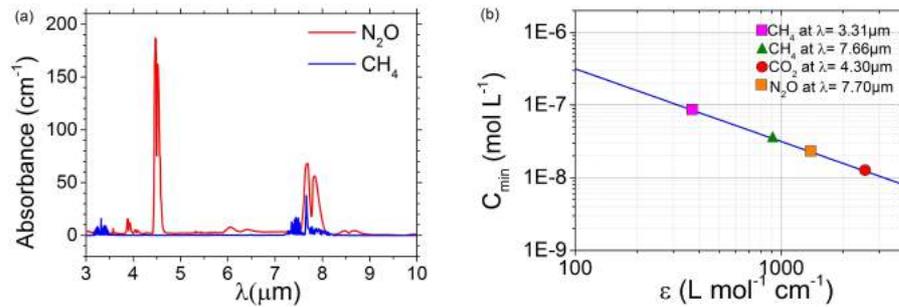


FIG. 3. (a) Spectres d'absorption dans le MIR du méthane (CH₄), du protoxyde d'azote (N₂O) dans des conditions normales de pression et de température (1 atm, T = 276 K), (b) concentration minimum détectée dans le MIR en fonction du coefficient d'absorption molaire détectée par le transducteur optique à onde évanescente.

Ces minima de concentration qui pourraient être détectés par le transducteur optique sont inférieurs aux valeurs limites recommandées par les normes internationales environnementales et sanitaires. Ces résultats prometteurs permettront d'utiliser ces transducteurs optiques comme outil de surveillance de molécules cibles dans les domaines de l'environnement et la santé. Des expériences sont en cours pour la détection, à partir de cette plateforme, de CH₄ et de N₂O.

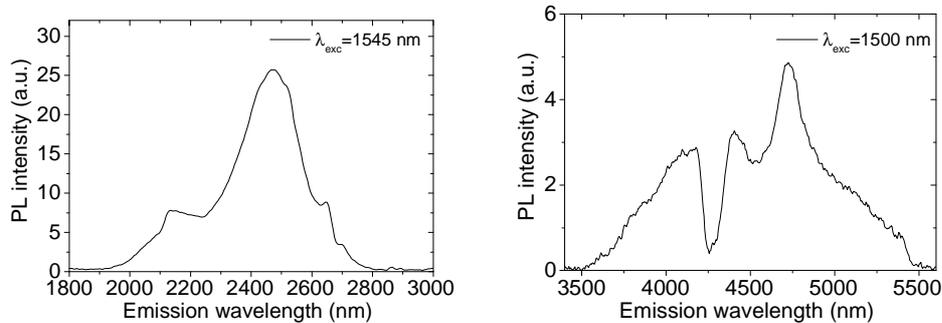


FIG. 4. Spectres de photoluminescence guidée en utilisant un pompage co-propagatif autour de 1,55 μm des guides de verres de chalcogénures dopés par des ions Pr³⁺ avec des pics à 2,5 μm et 4,3 et 4,7 μm correspondant aux transitions radiatives des ions Pr³⁺.

Enfin, cette plateforme peut également être utilisée pour y intégrer des sources lasers à partir de verres de chalcogénures dopés par des ions terres rares tels que les ions praséodyme (Pr³⁺) qui présentent des transitions radiatives caractéristiques dans le MIR. Des guides ruban ont été fabriqués à partir de couches dopées et la photoluminescence guidée en utilisant un pompage co-propagatif autour de 1,55 μm a été démontrée correspondant aux transitions des ions Pr³⁺ (Fig. 4) [4].

CONCLUSION

L'ensemble de ces résultats sera présenté et représente une première étape prometteuse vers le développement d'un capteur spectroscopique par onde évanescente intégré à partir d'une plateforme en verres de chalcogénures fonctionnant dans le MIR.

RÉFÉRENCES

- [1] <http://www.daylightsolutions.com/>
- [2] A. Gutierrez-Arroyo et al. "Theoretical study of an evanescent optical sensor for multipurpose detection of gases and liquids in the Mid-Infrared", submitted at Sensors and Actuators
- [3] A. Gutierrez-Arroyo et al. "Optical Characterization of Mid-Infrared Integrated Platform based on Chalcogenide Waveguides at 7.7 μm ", submitted at Optics Letters
- [4] L. Bodiou et al. "Mid-infrared optical properties of integrated Pr³⁺-doped chalcogenides ridge waveguides", E-MRS 2016 2-6 May, Lille - France

FIBRES RUBAN DE ZINC-PHOSPHATE-ARGENT PHOTO-INSCRIPTIBLES

Sylvain Danto¹, Frédéric Désévéday², Yannick Petit¹, Jean-Charles Desmoulin¹, Alain Abou Khalil³, Clément Strutynski², Marc Dussauze⁴, Frédéric Smektala², Thierry Cardinal¹,
Lionel Canioni³

¹ *Institute of Chemistry of the Condensed Matter of Bordeaux (ICMCB)
University of Bordeaux, 33608 Pessac, France*

² *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 CNR,
University of Bourgogne Franche-Comté, 21078 Dijon, France*

³ *Center for Intense Lasers and Applications (CELIA)
University of Bordeaux, 33405 Talence, France*

⁴ *Institute of Molecular Science, University of Bordeaux, 33405 Talence – France*

sylvain.danto@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons le fibrage homothétique d'une préforme de verre zinc-phosphate-argent rectangulaire en une fibre ruban. Nous montrons l'intérêt de ces fibres pour la structuration Laser.

MOTS-CLEFS : *fibre ; phosphate-argent ; photo-inscription*

1. INTRODUCTION

L'essor actuel de la photonique, avec des applications dans les secteurs de la santé, de l'énergie, de la sécurité ou des télécommunications, génère de nouveaux défis technologiques en terme de structuration et de mise en forme des matériaux. Ainsi, nous avons initié le fibrage de matériaux photoniques afin de permettre leur structuration multi-échelle. Pour cette étude nous avons sélectionné les verres de phosphate dopés à l'argent en raison de leur bonne stabilité thermo-mécanique et chimique, et de leurs excellentes propriétés optiques (transmission dans l'infrarouge, fluorescence, non-linéarité). Ces verres s'avèrent également être d'excellents candidats pour l'inscription laser de propriétés locales de luminescence ou d'optique non-linéaire par Laser femto-seconde [1, 2]. Nous montrons ainsi que l'étirage de ces matériaux sous forme de fibres cylindriques mais aussi ruban permet l'inscription de clusters d'argent luminescents localisés de façon contrôlée dans la matrice vitreuse [3].

2. RESULTATS

Nous présentons tout d'abord un procédé de fabrication des préformes de verre et de leur fibrage. Pour cette étape nous avons sélectionné deux verres de la matrice P_2O_5 -ZnO-Ga₂O₃-Na₂O, l'un sans argent (noté PZG-4N, $T_g = 385$ °C) et l'autre dopé Ag₂O (noté PZG-2N2A, $T_g = 382$ °C). Le verre est préparé par trempe rapide du bain fondu, la mise en forme définitive des préformes consistant à couler le verre dans un moule de laiton recuit pendant 12 heures (Fig. 1a). Nous démontrons ensuite la capacité de ces verres de phosphate à supporter les conditions thermiques du fibrage. La Figure 1b présente un exemple de fibre photosensible PZG-2N2A préparée dans ces conditions sous exposition UV à $\lambda = 405$ nm (la photo montre également le cône de fibrage et deux capillaires). Les fibres ont un diamètre moyen de ~ 150 μ m, pour une longueur de plusieurs dizaines de mètres. Une coupe de fibre est également présentée.

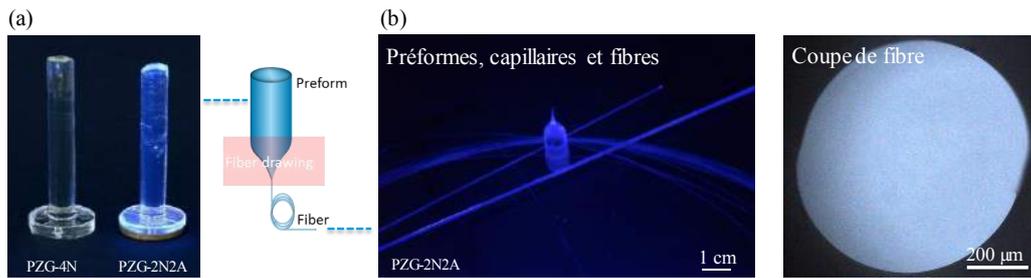


Fig. 1 (a) Préformes de verre phosphate-argent photosensible et (b) fibrage de ces préformes

Nous établissons ensuite la conservation des propriétés du verre natif au cours son étirage thermique. La spectroscopie Raman montre un excellent recouvrement des positions des bandes de vibration du matériau avant et après fibrage (Fig. 2a), ce qui prouve la conservation structurale du verre au cours du processus de mise en forme. Conjointement, nous mesurons la spectroscopie de fluorescence du verre PZG-2N2A avant et après fibrage. Sous excitation à 260 nm, les ions Ag^+ répartis de façon homogène dans la matrice provoquent une émission intrinsèque de fluorescence centrée essentiellement autour de 365 nm. Nous observons que cette émission de fluorescence du verre est préservée après fibrage. Ce résultat démontre l'aptitude des verres de phosphate d'argent à supporter les conditions de fibrage sans dégradation de leurs propriétés structurales ou optiques, dégradation pouvant être liée à une éventuelle cristallisation du verre, à la clusterisation des ions Ag^+ ou à la formation de centres colorés.

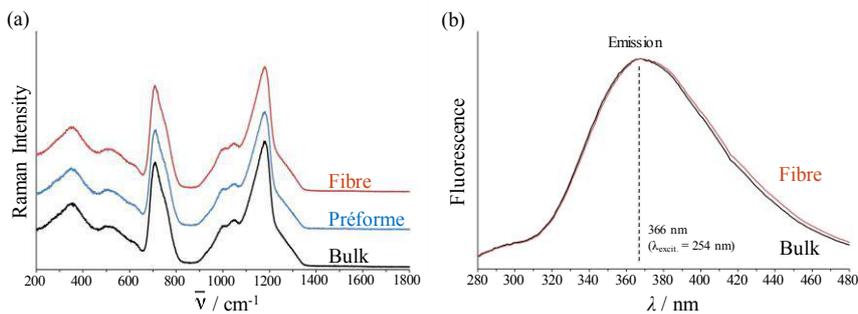


Fig. 2 Caractérisation de verre phosphate-argent photosensible avant/après fibrage (a) Spectroscopie Raman (b) Spectroscopie de luminescence

Les verres PZN dopés argent forment une excellente matrice pour l'inscription Laser de motifs luminescents complexes par clusterisation locale des ions argent. Ce procédé cependant requière l'obtention de surfaces parfaitement planes, optiquement polies. Nous démontrons donc tout d'abord l'étirage homothétique de préformes rectangulaires de verres PZG-2N2A sous forme de fibres ruban. Ce résultat nécessite le contrôle précis de la viscosité du verre lors de son étirage afin de minimum les effets de l'énergie de surface (Fig. 3a). Nous montrons ensuite que les fibres ruban nous permettent de tirer profit des effets photo-induits sous irradiation femtoseconde des verres pour inscrire des clusters d'argent luminescents (Fig. 3b). A titre d'illustration, nous inscrivons des structures complexes telles qu'un résonateur optique, un interféromètre Mach-Zehnder ou un réseau de Bragg. Ce résultat ouvre la voie à des applications polyvalentes en optique non-linéaire, filtrage ou intégration de circuits optiques dans des verres à l'échelle sub-micrométrique.

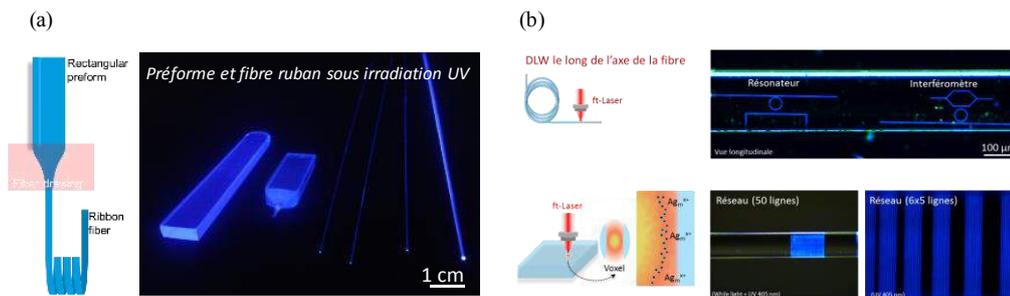


Fig. 3 (a) Fibres ruban phosphate-argent photosensible (b) Inscription Laser sur fibre

CONCLUSION

Ici nous démontrons l'aptitude au fibrage des matériaux de phosphate-argent fluorescents. Nous établissons la conservation des propriétés du verre natif lors de son étirage. Jusqu'alors réalisée sur verre massif, nous montrons ensuite que le procédé de structuration Laser 3D est entièrement transférable sur fibre. Associé à la gravure Laser, nous pensons que ces fibres nouvellement développées permettront la production de dispositifs sophistiqués avec des fonctionnalités innovantes, couvrant la dosimétrie, les capteurs ou la photonique.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Royon, K. Bourhis, M. Bellec, G. Papon, B. Bousquet, Y. Deshayes, T. Cardinal and L. Canioni, "Silver Clusters Embedded in Glass as a Perennial High Capacity Optical Recording Medium" *Adv. Mater.*, vol. 22, pp. 5282, 2010.
- [2] A. Royon, Y. Petit, G. Papon, M. Richardson, and L. Canioni "Femtosecond laser induced photochemistry in materials tailored with photosensitive agents" *Opt. Express Mat.*, vol. 1, pp. 866, 2011.
- [3] S. Danto, F. Désévéday, Y. Petit, J.-C. Desmoulin, A. Abou Khalil, C. Strutynski, M. Dussauze, F. Smektala, T. Cardinal, and L. Canioni "Photo-writable Silver-containing Phosphate Glass Ribbon Fibers" *Adv. Opt. Mat.*, vol. 4, pp. 162, 2016.

SYNTHESE COHERENTE DE FAISCEAUX BRILLANTS ET D'IMPULSIONS BREVES A PARTIR DE SOURCES LASER A FIBRE

V. Kermene, A. Desfarges-Berthelemot, R. Florentin, D. Kabeya, P. Rigaud and A. Barthélémy

XLIM Axe Photonique UMR 7252, CNRS-Université de Limoges, 123 Avenue Albert Thomas, 87060 Limoges, France

Vincent.kermene@xlim.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons des concepts de combinaison cohérente de puissance, de synthèse d'impulsions brèves et de maîtrise modale dans les fibres amplificatrices multimodales.

MOTS-CLEFS : combinaison cohérente, fibre optique amplificatrice

1. INTRODUCTION

Ces dernières années, de grands programmes scientifiques, civils et militaires nécessitant des faisceaux lasers aux caractéristiques énergétiques extrêmes, ont dynamisé la recherche sur la combinaison cohérente de rayonnements issus de multiples amplificateurs. Un haut rendement énergétique et une bonne qualité spatiale des faisceaux combinés sont requises, ce qui privilégie les amplificateurs à fibre dopée comme brique élémentaire de ces systèmes. De nombreuses techniques de mise en phase ont vu le jour tout d'abord pour le régime de fonctionnement continu et plus récemment, pour le régime impulsionnel court.

2. COMBINAISON COHERENTE DE FAISCEAUX LASERS

Nous avons conçu une nouvelle technique de cophasage qui ne nécessite ni une mesure directe des différences de phase entre faisceaux combinés (interférométrie à décalage), ni l'utilisation d'une phase de référence (détection hétérodyne), ni de perturbations de phase additionnelles (LOCSET, SPGD) [1]. Cette méthode est basée sur l'utilisation conjointe d'un dispositif optique de codage phase-intensité (CPI) et d'un algorithme d'optimisation par projection [2]. Ce concept permet la synchronisation d'une matrice de faisceaux lasers juxtaposés. Numériquement on a montré que ce concept était parfaitement adapté à la mise en phase d'un très grand nombre de rayonnements. Un banc modèle à 16 faisceaux lasers a démontré expérimentalement l'efficacité du principe et sa résilience aux bruits d'amplitude du système. Cette technique a été mise en œuvre par la suite dans une configuration expérimentale à 7 amplificateurs à fibre dopée ytterbium en régime de fonctionnement continu.

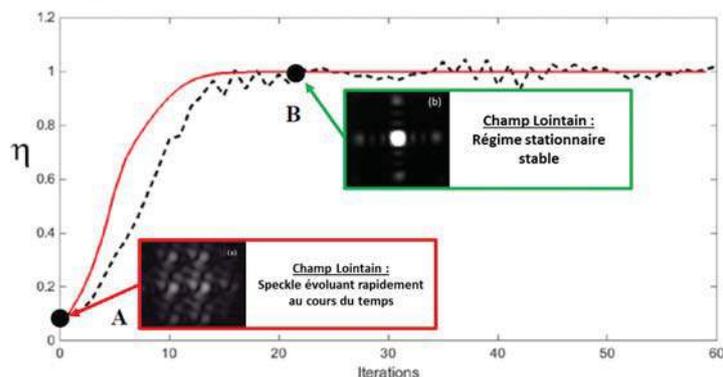


Fig. 1 : Evolution de l'efficacité de combinaison de 16 faisceaux en fonction du nombre d'itérations de l'algorithme d'optimisation

3. AMPLIFICATION PAR DECOMPOSITION SPECTRALE ET SYNTHÈSE D'IMPULSIONS BREVES

Mais c'est probablement dans le domaine de l'amplification d'impulsions brèves par fibre optique que le concept de combinaison cohérente de rayonnement peut avoir le plus d'impact. Très rapidement, y compris avec de faibles puissances moyennes, le fort confinement du champ dans le cœur de la fibre optique peut rapidement conduire à des effets indésirables sur les impulsions propagées (instabilités, élargissement temporel) ou sur la fibre amplificatrice (fracture). La problématique de cophasage est plus contraignante qu'en régime de fonctionnement continu. Aussi, avons-nous proposé un dispositif d'amplification parallélisé spécifiquement adapté au régime impulsionnel bref à large spectre. Il consiste à démultiplexer spectralement l'impulsion initiale, à amplifier indépendamment chacune des composantes spectrales et à recomposer de façon cohérente l'impulsion en sortie des amplificateurs [3]. Ainsi, des impulsions de 40nm de bande ont pu être amplifiées dans une fibre à multiples cœurs dopés ytterbium et recombinaées avec une durée proche de 100fs. C'est un concept qui peut également éviter l'utilisation d'un étireur si le nombre de voies amplificatrices mises en œuvre est suffisant : la puissance crête injectée par voie amplificatrice est divisée par le carré du nombre de ces voies si l'impulsion initiale n'est pas préalablement étirée. Il est aussi possible de contrôler l'amplitude, le profil et le signe de la dispersion de vitesse de groupe dans ce système et donc maîtriser la dérive de fréquence de l'impulsion recombinaée. Cette architecture permet ainsi le façonnage des impulsions amplifiées par la maîtrise des amplitudes et des phases relatives des composantes spectrales. De cette façon des impulsions de profil carré et des impulsions doubles ont été expérimentalement synthétisées. Enfin, le concept a été étendu à la réalisation d'un oscillateur à modes verrouillés en phase générant des impulsions synchrones dans 2 bandes spectrales distinctes [4].

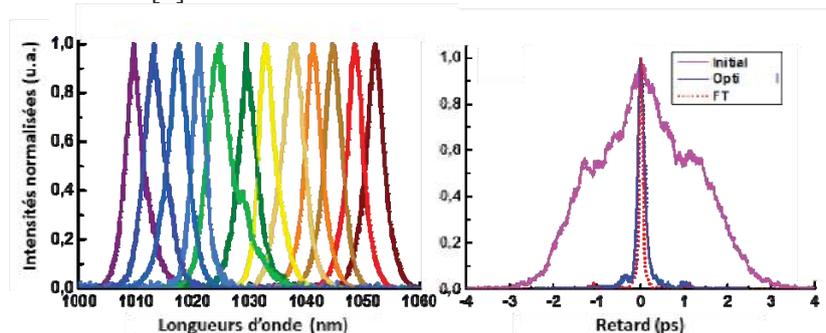


Fig. 2 : Synthèse d'une impulsion (à droite) large bande amplifiée à travers 12 canaux spectraux (à gauche)

4. SYNTHÈSE DE FAISCEAU QUASI-MONOMODE A LA SORTIE D'UN AMPLIFICATEUR A FIBRE MULTIMODE

Au-delà du cadre des lasers, on retrouve dans de nombreux domaines la nécessité de maîtriser des rayonnements cohérents, de structure spatialement complexe, comme par exemple pour l'imagerie à travers les milieux diffusants ou les milieux aberrants [5]. Il est un autre domaine pour lequel le contrôle de faisceaux à front d'onde complexe peut avoir un réel apport, c'est celui des amplificateurs multimodaux. Ces derniers peuvent produire de fortes puissances mais en détruisant la qualité spatiale des faisceaux. C'est le cas des fibres optiques multimodales amplificatrices qui sont donc très peu employées. Ces fibres optiques ont pourtant l'avantage d'avoir un cœur de très grande aire modale, et d'être simples à fabriquer. La stratégie principalement développée ces dernières années a plutôt consisté à rechercher à la fois une grande aire modale et un guidage quasi-unimodal en concevant des fibres aux caractéristiques opto-géométriques exigeantes et délicates à réaliser. Nous avons choisi une approche radicalement opposée, en visant à maîtriser les caractéristiques spatiales du rayonnement optique amplifié dans une fibre fortement multimodale par structuration du front d'onde du champ d'entrée. Cette

approche pratiquée avec des fibres multimodales passives pour faire de l'imagerie endoscopique [6], n'avait pas été mise en œuvre avec des fibres amplificatrices.

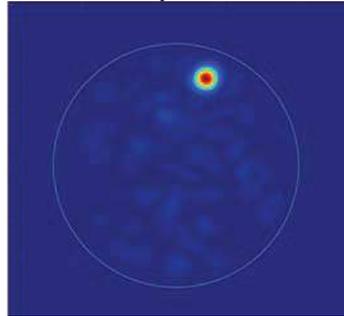


Fig. 3 : « Focalisation » d'une centaine de modes vers un unique faisceau en sortie de fibre amplificatrice

Nous avons montré que des techniques de pré-structuration de front d'onde utilisant une optimisation adaptative permettent de profiler le champ amplifié en un faisceau unique quasi gaussien. Le dispositif fonctionne y compris en présence de couplage de modes et même en régime de saturation du gain. Le concept a été validé sur des fibres double gaine dopées ytterbium avec 12 puis 127 modes LP.

CONCLUSION

La maîtrise des rayonnements optiques cohérents de profils complexes est un des enjeux de la photonique moderne. Elle est un axe important de recherche dans la course à la puissance à travers la combinaison cohérente de puissance, la synthèse d'impulsions brèves ou la maîtrise modale dans les fibres amplificatrices. Nous présentons ici des concepts innovants sur ces trois volets.

Les auteurs remercient l'ANR pour son soutien dans le cadre des projets POMAD (ANR-14-CE26-0035-01) et MULTIFEMTO (ANR-11-BS09-0028).

RÉFÉRENCES

- [1] A. Brignon, *Coherent Laser Beam Combining* (Wiley-VCH, 2013)
- [2] D. Kabeya, V. Kermène, M. Fabert, J. Benoist, A. Desfarges-Berthelemot, and A. Barthélémy, Active coherent combining of laser beam arrays by means of phase-intensity mapping in an optimization loop, *Opt.Express* 23(24), 31059-31068 (2015)
- [3] Brevet # WO 2012042141 (A1) FR 2964503 (A1) - Procédé et dispositif d'amplification d'un signal optique
- [4] Ph. Rigaud, V. Kermene, Ch. Simos, A. Desfarges-Berthelemot, G. Bouwmans, L. Bigot, A. Hideur and A. Barthélémy, Dual-wavelength synchronous ultrashort pulses from a mode-locked Yb-doped multicore fiber laser with spatially dispersed gain, *Optics Express*, Vol. 23, Iss. 19, pp. 25308-25315, (2015)
- [5] S. Popoff, G. Lerosey, M. Fink, A. Boccarda, S. Gigan, Image transmission through an opaque material, *Nature Communication* 1, 81 (2010)
- [6] Čižmár T. and Dholakia K. Exploiting multimode waveguides for pure fibre-based imaging. *Nature Commun.* 2012; 3:1027.

COMBINAISON COHERENTE DANS UNE FIBRE MULTICOEURS DOPEE ER³⁺

Florian Prevost¹, Marc Hanna², Lourdes Patricia Ramirez², Géraud Bouwmans³, Laurent Bigot³, Laurent Lombard¹

¹ ONERA, the French Aerospace Lab, BP80100, 91120 Palaiseau, France

² Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS Université Paris-Saclay 91127 Palaiseau, France

³ Physique des Laser Atomes et Molécules, IRCICA, CNRS, UMR 8523, F-59000 Lille, France

florian.prevost@onera.fr

RÉSUMÉ

La combinaison cohérente des 7 cœurs dopés erbium d'un amplificateur à fibre multicoeurs a été démontrée. La recombinaison spatiale des 7 voies est effectuée par le biais d'un élément optique de diffraction (DOE). Une efficacité de combinaison de 62% a été réalisée en utilisant un algorithme SPGD (Stochastic Parallel Gradient Descent) pour assurer la mise en phase.

MOTS-CLEFS : *Combinaison Cohérente ; Fibre multicoeurs ; Diffraction ; Amplificateur à fibre*

1. INTRODUCTION

Les applications de LIDAR cohérents nécessitent des sources laser cohérentes spectralement, à sécurité oculaire et délivrant des impulsions de l'ordre de la centaine de nanosecondes. Les sources fibrées de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) sont d'excellentes candidates pour les applications LIDAR du fait de leurs compacités et de leurs qualités de faisceaux en sortie de guide d'onde. Cependant, le confinement d'un intense champ électromagnétique dans un cœur de fibre peut générer des effets non-linéaires comme la diffusion Brillouin stimulée, ce qui a pour conséquence de rétrodiffuser une partie du champ électromagnétique. Cette effet limite la puissance en sortie d'amplificateur et peut créer des dommages aux optiques situées en amont de l'amplificateur. Pour dépasser cette limite, il suffit d'accroître l'aire d'interaction entre le champ électromagnétique et le cœur dopé de la fibre en utilisant des fibres à larges aires modales (LMA) qui présentent des plus grandes surfaces d'échanges, tout en conservant le caractère monomode du faisceau en sortie [1,2]. Une autre solution consiste à effectuer la combinaison cohérente de plusieurs amplificateurs [4]. Pour cela le signal en sortie d'oscillateur est séparé, amplifié dans chacune des voies et recombinaison à la sortie.

L'utilisation d'une fibre multicoeurs (MCF) peut être une alternative à l'amplification en parallèle de fibres individuelles [3]. Les cœurs de la MCF partagent la même structure de silice, ils subissent donc les mêmes contraintes extérieures (température, vibrations), ce qui réduit fortement les variations des phases entre les cœurs. De plus l'amplification dans la MCF nécessite un seul laser de pompe ainsi qu'un seul modulateur de phase pour l'ensemble des cœurs. Nous décrivons la combinaison cohérente par un contrôle actif des phases dans les 7 cœurs monomodes, à maintien de polarisation et dopés erbium.

2. LA FIBRE MULTICOEURS DOPÉE ER³⁺

La fibre multicoeurs dont la face est visible sur la figure 1-(a) a été conçue et réalisée par le laboratoire IRCICA, en utilisant la technique d'assemblage étirage. Plusieurs cannes (composées de bores, de silice pure, ou dopées Al³⁺/Er³⁺) sont empilées pour former une préforme de structure hexagonale, qui est ensuite fibrée. Les cœurs dopés Er³⁺ sont monomodes à la longueur d'onde de la

source (1545nm). La différence d'indice entre le cœur et la gaine est de 0,0038, et correspond à une ouverture numérique de 0,1. Le diamètre de mode de chaque cœur est de $15,5\mu\text{m}$ ce qui conduit à une aire effective totale de $1320\mu\text{m}^2$. L'état de polarisation est maintenu tout au long de la fibre, grâce aux barreaux de bores qui créent une biréfringence autour de chaque cœur. La distance entre le cœur central et les cœurs périphériques est de $85\mu\text{m} \pm 1\mu\text{m}$, ce qui est suffisant pour supprimer le couplage entre les cœurs : chaque cœur fonctionne comme un amplificateur indépendant. Une mesure du spectre d'absorption nous révèle que la MCF absorbe 6dB.m^{-1} à la longueur d'onde de pompe (1480nm), et 15dB.m^{-1} au pic (1530nm). Pour cette première réalisation de la fibre multicoeurs dopée erbium, il n'y a pas de gaine de pompe commune à l'ensemble des cœurs, donc la pompe doit être injectée dans les cœurs de la fibre pour exciter les ions erbium.

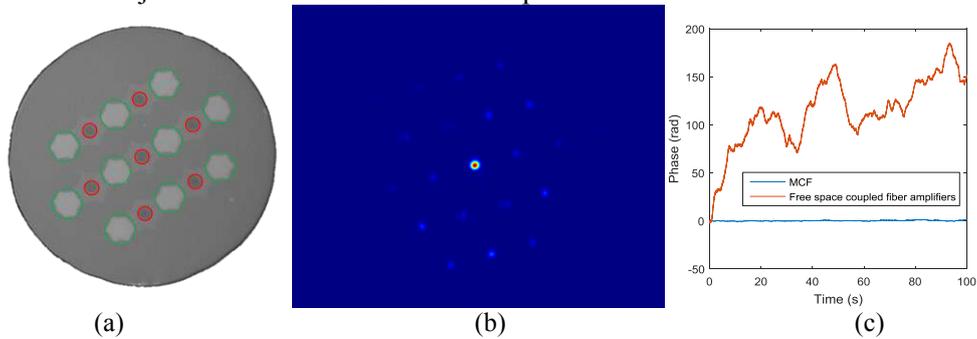


Fig. 1 (a) Photo de la face de la fibre, en rouge les cœurs dopés erbium, en vert les barreaux de bore pour le maintien de l'état de polarisation. (b) Intensité du champ derrière le DOE en boucle fermée. (c) Mesure de phase expérimentale, en bleu la MCF, en rouge 2 amplificateurs distincts

3. COMBINAISON COHERENTE DE FAISCEAUX EN UTILISANT UN MODULATEUR SPATIAL DE LUMIERE (SLM)

Le principe de fonctionnement de la combinaison cohérente des faisceaux en sortie de MCF est visible sur la figure 2. Le modulateur spatial est composé d'une matrice de cristaux liquide qui agit uniquement sur la phase de l'onde optique. Il sert à diffracter le faisceau gaussien monomode en 7 faisceaux secondaires, en utilisant une carte de phase appropriée. Les 7 faisceaux sont ensuite couplés dans la fibre multicoeurs.

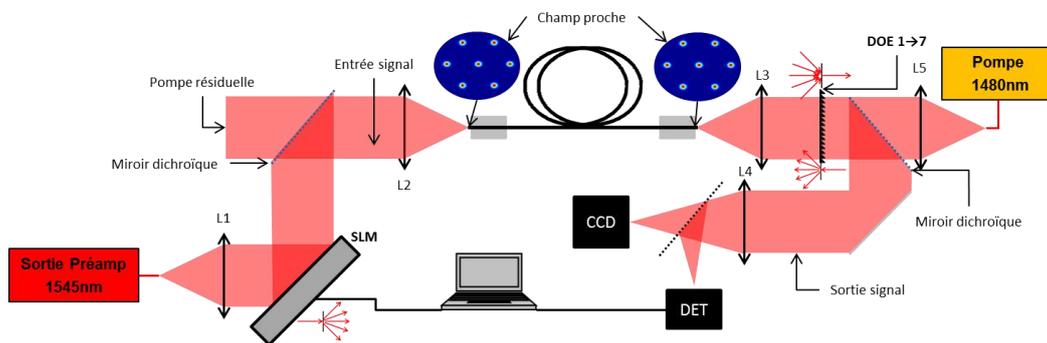


Fig. 2 : Schéma de la configuration expérimentale de l'amplificateur à fibre multicoeurs. La mise en forme du faisceau et la modulation de phase sont effectuées par le SLM. L'injection de la pompe se fait par le biais du DOE. La mise en phase est assurée par le système SPGD.

A la sortie de la fibre, un composant optique diffractif (DOE) permet la recombinaison spatiale des 7 faisceaux secondaires en un unique faisceau gaussien. Pour obtenir cette recombinaison, il est nécessaire que l'ensemble des voies amplificatrices arrivent en phase sur le DOE afin de créer des interférences constructives et d'optimiser la puissance dans l'ordre zéro du DOE (ordre utile) [4]. Pour assurer la mise en phase des 7 voies amplificatrices, on utilise un algorithme stochastique, le SPGD. Le principe est d'accroître la puissance issue de l'ordre zéro du DOE en appliquant des légères perturbations aléatoires de phases aux 7 faisceaux en entrée de fibre.

Le contrôle de la phase optique de chacune des 7 voies est indépendant et effectué par le SLM. L'injection de la pompe doit se faire dans les cœurs de la fibre, il est donc nécessaire de diffracter le faisceau gaussien issu du laser de pompe en 7 spots répartis de manière hexagonale. Ceci est réalisé en utilisant le même DOE qui sert à combiner le signal, mais en séparation 1 vers 7.

4. CONFIGURATION EXPERIMENTALE ET RESULTATS

L'amplificateur à fibre multicœurs compose le troisième étage d'un système MOPA. Le signal est généré par une diode laser mono fréquence à la longueur d'onde de 1545 nm, un modulateur acousto-optique qui découpe des impulsions de 178 ns à mi-hauteur à une cadence de 20 kHz, et un préamplificateur à 2 étages (Er/Er-Yb) qui les amplifie. Le faisceau collimaté en sortie de préamplificateur est envoyé sur la matrice du SLM comme on peut le voir sur la figure 2. Ce dernier permet l'injection du signal et le contrôle des phases de chaque voie. A la sortie de la MCF, la recombinaison du signal et l'injection de la pompe sont effectuées par le DOE. Ce dernier est un élément de phase pure de type Damman (2 niveaux de phases), possédant une efficacité de diffraction de 75% et une bonne uniformité entre les ordres utiles.

Dans un premier temps, on met en place un montage IQ pour effectuer la mesure du bruit de phase de l'amplificateur MCF. A l'aide du SLM, on injecte le signal dans 2 cœurs de la fibre, on place le miroir dichroïque devant le DOE (voir figure 2), pour créer des franges d'interférences en champ lointain. On place 2 photodiodes, l'une en phase (placée au centre d'une frange brillante) et l'autre en quadrature (décalée de 90°). On mesure une variation de phase de 6 radians pour une durée de 30 minutes en boucle ouverte. Comme on peut le voir sur la figure 1-(c), les fluctuations du déphasage entre 2 voies sont bien plus faibles que dans le cas de 2 amplificateurs distincts, les basses fréquences sont fortement atténuées.

Le montage présenté figure 2 sert également à la combinaison cohérente des 7 cœurs de la fibre. En boucle fermée, on combine 63% de la puissance dans l'ordre zéro du DOE (voir figure 1-b), cette valeur est à comparer avec l'efficacité de combinaison théorique de 75% limitée par le DOE. La perte principale est due à l'excentricité ou la mauvaise position des faisceaux. En effet, le DOE diffracte la pompe à 1480 nm et le signal à 1545 nm avec des angles légèrement différents, il y a donc un compromis entre l'injection de la pompe et la recombinaison du signal. Les optiques en sortie de MCF (L3 sur la figure 2) ont été optimisées pour l'injection de la pompe dans les cœurs, afin d'amplifier uniformément l'ensemble des cœurs. Ainsi on peut calculer l'écart entre les spots périphériques et le central, et déterminer les pertes à la recombinaison (~12%) [5].

La mise en phase est effectuée avec une précision de $\lambda/27$, la puissance extraite des 3,7m de la MCF est de 105W crête avec une puissance signal moyenne en entrée par cœur de 5mW, et une puissance de pompe de 5W continu en sortie de laser soit 375mW en entrée par cœur. Pour caractériser la qualité spatiale du faisceau recombinaison, on a effectué une mesure de M^2 en boucle fermée derrière le DOE, on mesure $M^2_{Ox}=1,1$ et $M^2_{Oy}=1,06$. Malgré l'excentricité entre les spots, le faisceau Gaussien recombinaison conserve une bonne qualité spatiale en boucle fermée.

La démonstration expérimentale a été validée, une nouvelle fibre est en cours de fabrication pour améliorer les performances de sortie et atteindre le kilowatt crête.

REFERENCES

- [1] J. P. Yehouessi, O. Vanvincq, and L. Bigot, "Extreme large mode area in single-mode pixelated Bragg fiber", *Opt. Express* 24(05), 4761-4770 (2016)
- [2] J. Limpert, F. Stutzki, and A. Tünnermann, "Yb-doped large-pitch fibres: effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation", *Light: Sci. Appl.* 1(4), e8 (2012)
- [3] L. P. Ramirez, M. Hanna, and P. Georges, "Coherent beam combining with an ultrafast multicore Yb-doped fiber amplifier", *Opt. Express* 23(5), 5406-5416 (2015)
- [4] S. M. Redmond, D. J. Ripin, and G. D. Goodno, "Diffractive coherent combining of a 2.5kW fiber laser array into a 1.9kW Gaussian beam", *Opt. Letters/Vol.* 37, No. 14 (2012)
- [5] G. D Goodno, C.-C. Shih, and J. E. Rothenberg, "Perturbative Analysis of coherent combining efficiency with mismatched laser", *Opt. Express* 18(24), 24503-25414 (2010)

**SYSTEME LASER ENTIEREMENT FIBRE DELIVRANT DES IMPULSIONS
NANOSECONDES SUPERIEURES A 100 μ J ET UN FAISCEAU COHERENT DE PROFIL
D'INTENSITE APLATI**

**Florent Scol^{1,2*}, Pierre Gouriou^{1,2}, Arnaud Perrin¹, Jean-François Gleyze¹, Laurent Bigot²,
Andy Casset², Constance Valentin², Géraud Bouwmans², Emmanuel Hugonnot¹**

¹ *Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternative, Centre d'études Scientifiques et
Techniques d'Aquitaine, 15 Avenue des Sablières, CS 60001 33116 Le Barp Cedex*

² *Laboratoire PhLAM/IRCICA, UNR 8523 CNRS-Université de Lille 1, F-59655 Villeneuve d'Ascq,
France*

[*florent.scol@cea.fr](mailto:florent.scol@cea.fr)

RÉSUMÉ

Nous présentons un système laser entièrement fibré de type MOPA dimensionné pour satisfaire les contraintes très fortes des pilotes d'une grande installation laser type LMJ. Fonctionnant à 1053nm, celui-ci délivre des impulsions de 10ns à une cadence de 10kHz. Les énergies atteintes dans ce régime sont supérieures à 100 μ J. Un faisceau cohérent présentant un profil d'intensité aplati est obtenu grâce à l'utilisation d'une fibre optique monomode spécialement dimensionnée.

MOTS-CLEFS : *Système laser fibré ; Fibre microstructurée ; Mise en forme spatiale*

1. INTRODUCTION

Grâce aux nombreux avantages qu'ils possèdent sur les lasers solides tels que la compacité, la facilité d'utilisation et la fiabilité, une forte croissance des développements des technologies fibrées a été reporté ces dernières années [1]. Au sein des grandes installations lasers pour la fusion, l'aspect clef en main et les faibles opérations de maintenance que nécessitent de tels systèmes sont d'ores et déjà mis à profit. Les sources de ces grandes installations sont basées sur les technologies fibrées et permettent la génération et l'amplification de faisceaux dont les caractéristiques temporelles, spectrales et spatiales sont parfaitement maîtrisées [2]. Aujourd'hui, l'augmentation de la part des fibres optiques dans l'architecture des pilotes du LMJ est une voie séduisante en termes d'exploitabilité de l'installation mais se heurte aux performances requises. On parle en effet d'énergies de l'ordre du millijoule associées à un rapport signal à bruit (OSNR) supérieur à 50dB, d'impulsions sculptées temporellement de quelques nanosecondes ainsi que de profils d'intensité uniforme possédant une grande cohérence. Nous présentons donc ici une étape préliminaire consistant en un prototype de système laser entièrement fibré fonctionnant à 1053nm (spectre \sim 120pm) et délivrant des impulsions nanosecondes de plus de 100 μ J. La forme temporelle des impulsions est contrôlée de manière active et la mise en forme spatiale du faisceau est assurée par une fibre LMA monomode, à maintien de polarisation dont le mode fondamental présente un profil d'intensité uniforme. Celle-ci représente aujourd'hui l'unique réalisation expérimentale de ce type de fibre [3].

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le schéma du dispositif expérimental est présenté Fig. 1. Il s'agit d'un système laser entièrement fibré composé d'une source dans la gamme nanojoule suivie d'un préamplificateur permettant d'obtenir un gain de l'ordre de 30dB et d'un amplificateur de puissance permettant d'atteindre une énergie de 100 μ J. Dans cette architecture, un oscillateur fibré de type DFB (*Distributed Feedback Laser*) délivre un signal continu possédant un spectre fin ($<$ 10kHz) centré à

1053nm. Ce signal est ensuite amplifié par deux amplificateurs à fibre dopée ytterbium (YDFA). Afin de repousser le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée dans les grandes optiques du LMJ, une modulation de phase sinusoïdale à 2GHz est appliquée au signal grâce à un modulateur de phase (PM). La largeur du spectre de raie obtenu après cette modulation est alors de 120 pm. La mise en forme temporelle est assurée en cascade d'un modulateur acousto-optique (AOM) et un modulateur électro-optique (EOM) d'intensité piloté par un générateur de forme arbitraire (AWG) permettant de sculpter des formes temporelles avec un pas temporel de 100ps. L'étage de pré-amplification se compose d'une fibre dopée ytterbium de 5.5m, à maintien de polarisation, monomode et double gaine possédant un cœur de $10\mu\text{m}$ et une gaine optique de $125\mu\text{m}$ (Nufern PLMA-YDF-10/125M). Un combineur de pompe multimode permet de réaliser un pompage co-propagatif grâce à une diode de pompe continue à 976nm. Enfin, un isolateur haute puissance permet de protéger cet étage d'amplification d'éventuels retours et un coupleur quatre ports 99:1 permet d'obtenir des diagnostics sur le signal de sortie et sur les retours issus de l'amplificateur de puissance. En entrée de ce dernier, un filtre spectral permet de supprimer l'émission spontanée amplifiée (ASE) générée dans les étages précédents. L'amplification est réalisée au sein de 3.6m de fibre dopée ytterbium, à maintien de polarisation, monomode et double gaine possédant un cœur de $14\mu\text{m}$ et une gaine optique de $135\mu\text{m}$ (NKT DC-14/135-PM-Yb). Le pompage est réalisé dans un schéma co-propagatif au moyen d'un combineur de pompe multimode. Enfin, la mise en forme spatiale du faisceau est réalisée au sein de la fibre de transport. Celle-ci, présentée Fig. 1, constitue le dernier élément du système. Cette fibre possède une structure particulière permettant d'aplatir son mode fondamental [3]. L'élément clé de ce mécanisme d'aplatissement du mode est un anneau de silice dopé germanium déposé autour du cœur. Un contrôle fin de l'épaisseur de cet anneau permet d'obtenir un mode fondamental aplati autour de 1053nm. La gaine microstructurée de la fibre permet d'obtenir un comportement monomode malgré un cœur de $14\mu\text{m}$ de diamètre. Les barreaux de contraintes permettent d'obtenir le caractère maintien de polarisation. Le diamètre de mode ainsi obtenu pour cette fibre est de $18.8\mu\text{m}$ et permet de la souder directement sur la fibre amplificatrice sans avoir recours à un adaptateur de mode fibré délicat à réaliser.

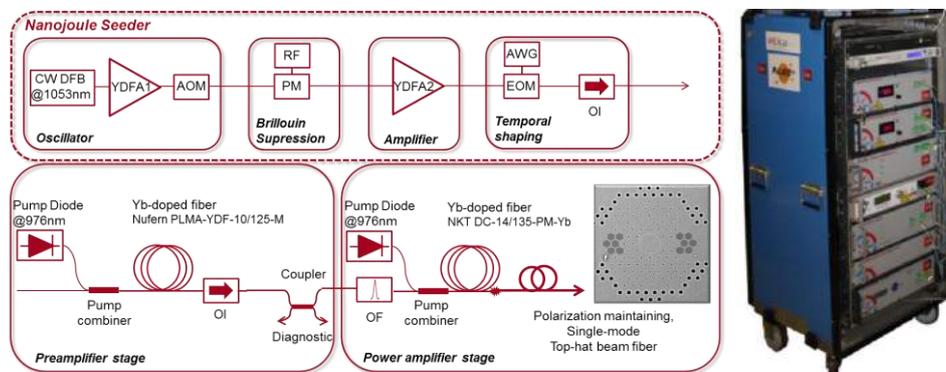


Fig. 1 : Schéma du dispositif expérimental (gauche) et photo du prototype réalisé (droite). Le système réalisé est basé sur le design des sources du LMJ à savoir une fonction par rack.

3. RESULTATS

Pour les caractérisations, la commande envoyée par l'AWG à l'EOM est définie pour obtenir en sortie du prototype des impulsions de 10ns avec un profil temporel carré. On peut ainsi voir Fig. 2(a) les profils temporels enregistrés grâce à une photodiode rapide et un oscilloscope de 3.5GHz de bande passante. On constate alors que la saturation du gain de tout le système est bien pré-compensée. Dans cette configuration, la puissance de pompe du préamplificateur est ajustée pour obtenir $3.5\mu\text{J}$ à l'entrée du dernier étage. La mesure d'énergie est effectuée à la sortie du système avec un joule mètre pyroélectrique insensible au continu. À 10kHz, une énergie de $110\mu\text{J}$ par impulsion est ainsi obtenue grâce à 6 watts de pompe donnant lieu à la propagation

d'impulsions de 11 kW crête dans une fibre de 14 μm de diamètre de cœur. L'énergie pouvant être délivrée par le système est alors limitée par l'apparition de retours parasites dus à la diffusion Brillouin stimulée et, comme nous pouvons voir Fig. 2(b), par l'apparition d'un signal Raman dégradant fortement le rapport signal à bruit.

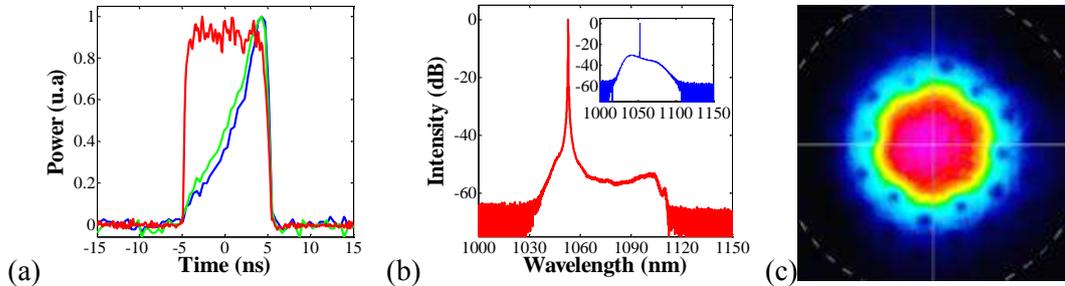


Fig. 2 : (a) Profils temporels des impulsions : En sortie de l'EOM (bleu), du préamplificateur (vert) et pour 110 μJ en sortie du système (rouge). (b) Spectre normalisé (échelle logarithmique) obtenu en sortie du système pour 110 μJ . Encart : Spectre normalisé (échelle logarithmique) obtenu en sortie de l'EOM. (c) Image en champs proche du profil spatial obtenu en sortie du système pour 110 μJ .

Le spectre normalisé du signal en sortie du système, présenté Fig. 2(b), montre le spectre étroit du signal amplifié à 1053nm, l'ASE générée dans le dernier étage d'amplification et l'apparition de signal Raman généré aux alentours de 1100nm. L'analyseur de spectre optique (OSA) intégrant à la fois l'ASE (continue) et le signal qui possède un très faible cycle utile (1.10^{-4}), le spectre obtenu montre clairement que l'ASE générée est négligeable et permettrait de conserver un bon OSNR. Toutefois, les fréquences Raman générées à 1100nm possèdent le même rapport cyclique que le signal et dégrade très fortement le contraste temporel. Finalement, à 10kHz et pour 110 μJ , le spectre présenté Fig. 2(b) permet de calculer un OSNR de 33dB. L'effet Raman représente donc la principale limite à la montée en énergie du système et une optimisation des longueurs de fibre est actuellement en cours pour repousser son seuil d'apparition. Enfin, on peut voir Fig. 2(c) le profil en champs proche obtenu en sortie du système pour 110 μJ . Il s'agit d'un faisceau cohérent (fibre monomode) à profil d'intensité uniforme possédant un diamètre de mode de 18.8 μm .

CONCLUSION

Un prototype laser de type MOPA fonctionnant à 1053nm et dimensionné pour satisfaire les contraintes très fortes des grandes installations laser type LMJ a été présenté. L'utilisation de fibres commerciales dopées ytterbium a permis d'obtenir, dans un régime multi-kilohertz, des impulsions de 10 ns présentant un profil temporel carré et une énergie de 110 μJ . Une fibre optique monomode, à maintien de polarisation et optimisée pour délivrer un faisceau cohérent à profil d'intensité aplati à 1053nm fut utilisée pour mettre en forme le faisceau. Ce système permet ainsi d'obtenir un signal propre et énergétique dont le profil spatial est bien adapté pour l'extraction d'énergie au sein d'amplificateurs massifs et pour le couplage avec les modules préamplificateurs du LMJ.

REFERENCES

- [1] Oleg G. Okhotnikov. *Fiber Lasers*. Wiley-VCH, 2012.
- [2] J. F. Gleyze and *al.*, "Recent advances in the front-end sources of the LMJ fusion laser," in *High Power Lasers for Fusion Research*, (SPIE 7916), pp. 79160I1-79160I10 (2011).
- [3] P. Gouriou F. Scol, B. Seigny, C. Valentin, Y. Quiquempois, L. Bigot, R. Habert, A. Cassez, O. Vanvincq, E. Hugonnot and G. Bouwmans, "Polarization maintaining single-mode fiber delivering a flat top intensity profile," *Opt. Express*, vol. 23, pp. 32496–32503, 2015.

FOCALISATION DE L'ÉNERGIE PAR CONTRÔLE MODAL À LA SORTIE D'UNE FIBRE AMPLIFICATRICE À GRAND NOMBRE DE MODES

R. Florentin, V. Kermene, A. Desfarges-Berthelemot, D. Pagnoux and A. Barthélémy

XLIM Axe Photonique UMR 7252, CNRS-Université de Limoges, 123 Avenue Albert Thomas, 87 060 Limoges, France

raphael.florentin@xlim.fr

RÉSUMÉ

Le contrôle spatial de la sortie d'un amplificateur multimode fibré a été obtenu grâce à une approche itérative sur le profil du front d'onde incident.

MOTS-CLEFS : *amplificateur multimode ; profilage de front d'onde*

1. INTRODUCTION

Les lasers à fibre ont aujourd'hui largement démontré leur intérêt comme sources de rayonnement alliant forte puissance et directivité. Les performances en puissance ou en énergie ont été obtenues avec des fibres dites à grande aire modale. Celles-ci ont été conçues d'une part pour réduire le fort confinement du champ dans le cœur de la fibre et donc repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires et d'autre part pour avoir la possibilité d'exciter un grand nombre d'ions actifs (volume de gain significatif). Essentiellement, les stratégies développées tendent à réduire l'ouverture numérique de ces fibres (minimiser la différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine) et simultanément à évacuer les modes d'ordre élevé. On peut toutefois remarquer dans la littérature scientifique, qu'il est très compliqué de s'affranchir complètement d'un comportement multimodal, ou tout du moins d'une instabilité de pointé, à très forte puissance. Les différences d'indice étant très faibles entre le cœur de la fibre et sa gaine, la charge thermique dans la fibre amplificatrice qui induit des gradients d'indice vient modifier sensiblement les propriétés du guidage de cette fibre. La stratégie alternative que nous avons choisi d'explorer consiste à utiliser une fibre amplificatrice fortement multimodale, pour laquelle les contraintes de réalisation sont relâchées, et à en maîtriser le faisceau de sortie.

Ces approches de contrôle spatial avec profilage de la phase du rayonnement injecté dans une fibre multimodale par un modulateur spatial de lumière sont déjà à l'étude avec des fibres passives dédiées par exemple aux systèmes d'imagerie in vivo de tissus biologiques [1]. Le profil de phase à appliquer en entrée de fibre est obtenu de différentes façons, par exemple à partir de la connaissance de la matrice de transmission du guide multimodal [2], ou encore par une structuration adaptative de la phase, couplée à un algorithme d'optimisation [3]. Aucune réalisation n'a été faite à ce jour à notre connaissance avec des fibres amplificatrices pour lesquelles la présence du gain brise la linéarité de la transformation entre l'entrée et la sortie de la fibre. En effet, même en régime de gain petit signal, le gain différentiel entre modes peut modifier les résultats du contrôle modal par rapport au cas où la fibre est passive. L'objet des travaux rapportés dans cet article est donc d'explorer le profilage de l'intensité à la sortie d'une fibre multimodale présentant du gain. Les fibres multimodes étudiées sont de deux types : une fibre à 19 cœurs couplés dopés ytterbium, autorisant la propagation de 24 supermodes linéairement polarisés et une fibre à saut d'indice également dopée ytterbium transportant 254 modes. La technique de profilage mise en œuvre utilise une approche algorithmique itérative.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE CONTRÔLE MODAL PAR PROFILAGE DU FRONT D'ONDE

Le dispositif expérimental est représenté sur la Fig. 1. La fibre exploitée en premier lieu est une fibre à 19 cœurs couplés, dopés ytterbium, distribués selon un arrangement de type hexagonal

compact. Les cœurs ont un diamètre de $7\ \mu\text{m}$ et une ouverture numérique de 0.065. La distance entre deux cœurs adjacents est de $10.5\ \mu\text{m}$ pour une largeur totale de la matrice de cœurs de $49\ \mu\text{m}$. La matrice de cœurs est située au sein d'une gaine interne de $480\ \mu\text{m}$ de diamètre avec une ouverture numérique de 0.46 qui guide le rayonnement de la pompe. Cette fibre possède 24 supermodes linéairement polarisés dont l'éclairement est représenté Fig. 1c).

Le rayonnement d'un laser couplé dans une fibre optique monomode à $1064\ \text{nm}$ est élargi à l'aide d'un système afocal pour couvrir uniformément avec un front d'onde plan un miroir déformable (144 actuateurs 12×12). Le plan de ce miroir est ensuite imagé sur une extrémité de la fibre selon la représentation de la Fig 1. b). La fibre, de longueur $1.5\ \text{m}$, enroulée sur un tambour de diamètre $35\ \text{cm}$, est pompée de façon contra-propagative au signal par une diode à $980\ \text{nm}$ délivrant jusqu'à $50\ \text{W}$. En sortie de fibre, deux systèmes d'imagerie permettent de visualiser le champ proche (face de la fibre) et le champ lointain associé. Les caméras servant à l'analyse sont également reliées à un ordinateur qui pilote le miroir déformable. Selon le type de structuration recherchée, en champ proche ou en champ lointain, l'une ou l'autre des caméras est utilisée pour mesurer le paramètre d'optimisation. L'information envoyée au miroir est le résultat d'un calcul de phase à appliquer successivement à chaque pixel. Ce calcul s'appuie sur un algorithme à décalage de phase en $3 \times N$ mesures (N étant le nombre d'actuateurs du miroir) qui permet d'obtenir la valeur de la phase exacte à appliquer à chaque actuateur en un seul passage.

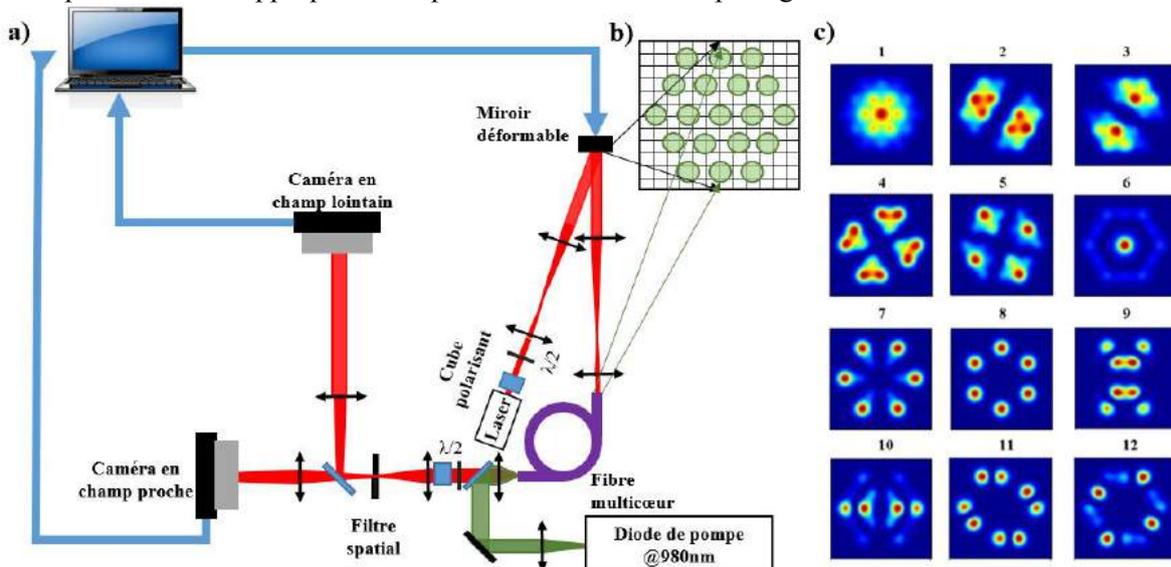


Fig. 1 : a) Schéma du montage, b) Schématisation de l'image du miroir déformable formée sur les 19 cœurs en entrée de fibre, c) Eclairements des 12 supermodes de la fibre à $1064\ \text{nm}$.

3. RESULTATS DE LA SELECTION MODALE

La figure 2a) donne un exemple d'éclairement en extrémité de la fibre multicœur lorsque le miroir n'est pas actionné. La figure observée résulte des interférences entre les supermodes de la fibre. Le cercle en pointillés noir représente la zone cible dans laquelle on souhaite maximiser l'énergie. Cette zone possède un diamètre de $5\ \mu\text{m}$ inférieur à celui d'un cœur. Les figures 2b) et 2c) obtenues sans et sous pompage illustrent la sélection modale opérée par le miroir déformable après optimisation. Comme souhaité, le rayonnement est focalisé sur un spot de diamètre proche de celui d'un mode de cœur isolé ($12\ \mu\text{m}$) avec une faible quantité d'énergie dans les cœurs voisins. Les enregistrements et les simulations numériques associées montrent que les résultats de la focalisation ne dépendent pas du régime de fonctionnement : linéaire (sans gain) ou régime d'amplification faible signal ou encore régime plus fortement non linéaire de saturation du gain. Dans chacun des cas, 40% environ de la puissance totale est contenue dans la zone cible. Le gain différentiel entre le mode fondamental et les modes d'ordres élevés (6 dB en régime non saturé) et la présence d'effets thermiques par rapport au cas sans pompage conduisent comme attendu à des structururations très

différentes du miroir déformable pour assurer la focalisation sur la cible. Cette focalisation a aussi été réalisée dans un cœur périphérique de la fibre ainsi qu'en champ lointain, avec des performances similaires. Dans ce dernier cas, les cœurs sur la face de sortie de la fibre sont illuminés quasi uniformément assurant ainsi la focalisation en champ lointain.

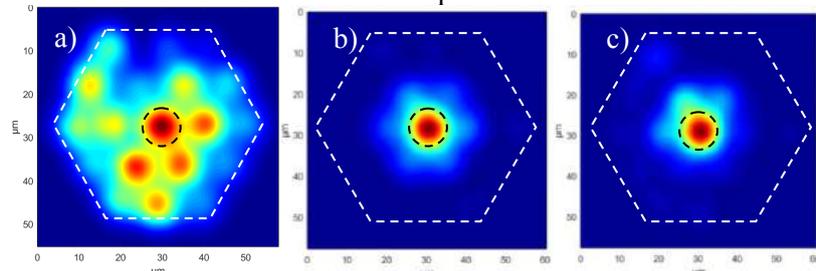


Fig. 2 : Focalisation sur la face de sortie de la fibre multicoeur : a) distribution multimodale avant optimisation, b) Eclairage après optimisation, sans pompage, c) Eclairage après optimisation en présence d'un gain de 17 dB. Le cercle en pointillés noir repère la zone cible.

Une étude du profilage spatial avec une fibre amplificatrice de large section de cœur est en cours de réalisation. La fibre considérée de 1,5 m de long propage 254 modes dans un cœur de diamètre 55 μm dopé activement. Les premiers résultats numériques de la Fig. 3 montrent l'efficacité du contrôle modal. 60% de l'énergie est contenue dans la zone cible de diamètre 14 fois inférieur à celui du cœur.

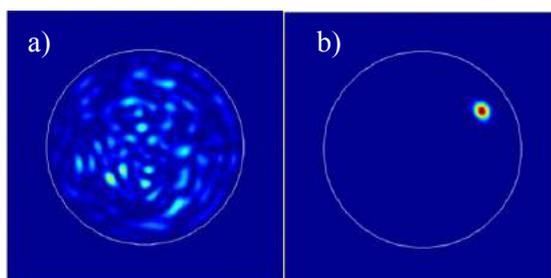


Fig. 3 : Focalisation en sortie de fibre multimodale : a) distribution multimodale avant optimisation, b) Eclairage après optimisation en présence d'un gain de 13 dB. Le cercle en pointillés délimite le cœur de la fibre.

CONCLUSION

Nous avons rapporté des expériences de profilage spatial du rayonnement propagé dans une fibre amplificatrice multimode. La technique d'optimisation employée couplée à l'utilisation du miroir déformable pour pré-structurer le rayonnement en amont de la fibre amplificatrice s'est montrée efficace en dépit du comportement non linéaire du guide amplificateur et des couplages modaux. Les premiers résultats à grand nombre de modes (plus de 200 modes) attestent du potentiel de la méthode à focaliser l'énergie sur une zone choisie.

Les auteurs remercient l'ANR pour son soutien dans le cadre du projet POMAD (ANR-14-CE26-0035-01).

RÉFÉRENCES

- [1] Choi Y, Yoon C, Kim M, Yang TD, Fang-Yen C, Dasari RR, Lee KJ and Choi W. Scanner-free and wide-field endoscopic imaging by using a single multimode optical fiber. *Phys. Rev. Lett.* 2012; **109**: 203901.
- [2] Čižmár T. and Dholakia K. Exploiting multimode waveguides for pure fibre-based imaging. *Nature Commun.* 2012; **3**:1027.
- [3] Mahalati RN, Askarov D, Wilde J P, and Kahn JM. Adaptive control of input field to achieve desired output intensity profile in multimode fiber with random mode coupling. *Opt. Express* 2012; **20**: 14321-14337.

COHERENT BEAM COMBINING OF 19 FIBERS IN FEMTOSECOND REGIME

J. Le Dortz¹, A. Heilmann³, M. Antier², J. Bourderionnet¹, C. Larat¹, I. Fsaifes³, L. Daniault³, S. Bellanger³, C. Simon Boisson², J.-C. Chanteloup³, E. Lallier¹ and A. Brignon¹

¹ *Thales Research & Technology, 1 avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France*

² *Thales Optronique SAS, 2 avenue Gay Lussac, 78995 Elancourt cedex, France*

³ *LULI, Ecole Polytechnique, CNRS, CEA, UPMC, Route de Saclay, 91128 Palaiseau, France*

jeremy.ledortz@thalesgroup.com

ABSTRACT

Coherent beam combining of a record number of 19 fibers is demonstrated with 300fs pulses. Using an interferometric measurement, phase and delay variations are controlled.

KEYWORDS: *Coherent beam combining, fibers, femtosecond regime*

1. INTRODUCTION

Ultrashort and high-peak-power laser pulses find applications in the fields of fundamental physics, metrology or industry. Until now, solid state lasers, such as Ti:sapphire, are the current solution to provide high-peak powers. However, their repetition rate is limited due to thermal loading management. On the contrary, fiber-based laser systems exhibit high average power capability thanks to a very large surface/volume ratio and concomitant good heat dissipation. However, they are limited in terms of peak power due to mode confinement in the core of the fiber. To overcome this limitation, Coherent Beam Combining (CBC) [1] of fiber amplifiers provides an attractive mean of reaching both high peak and high average powers by scaling up the available energy while keeping the intrinsic advantages of fibers like beam quality, reliability, robustness and compactness. Certain applications such as particle accelerations will require the coherent combining of up to 10,000 fibers in femtosecond regime [2]. CBC techniques with active phase locking involve phase detection, calculation of the correction and compensation of the phase of each amplifier by means of phase modulators [3]. Interferometric phase measurement has proven to be particularly well suited for CBC of a very large number of fiber amplifiers in continuous regime operation [4]. In this presentation, we report the successful transposition of the interferometric method to ultrashort pulses systems, with the demonstration of the coherent combination of 19 femtosecond pulses in a fiber architecture. This is, to our best knowledge, the highest reported number of fibers coherently combined in femtosecond regime.

2. EXPERIMENTAL SETUP

Figure 1 describes the experimental setup of the phase locking of 19 fibers in pulse regime. In the front end, a master oscillator generates ultrashort pulses of 300fs. Then, the pulses are chirped up to 200ps duration. The laser beam is then divided into 20 channels. One of them is used as a reference beam expanded to a plane wave. The 19 others are connected to passive polarization maintaining fibers arranged into a hexagonal fiber array with a pitch of 3mm, as shown in Figure 1. The 19 output beams are collimated with an antireflection coated microlens array. A small fraction of the 19 collimated beam average power is used for phase and delay measurement. The output facet of the microlens array is imaged onto a fast CMOS camera, together with the reference beam. The resulting 19 interferograms are acquired on a single image. For each beam, the relative positions of the interference fringes permit a direct measurement of the phase shift between each fiber and the reference plane wave. In addition, measurement of the fringe contrasts permits to measure time synchronization of the pulses. This is the illustration of the collective capability of the interferometric technique to measure simultaneously phase shifts and delay errors of a large number

of fibers in a determinist manner [4]. The phase corrections are then applied by means of 19 piezo-electric fiber-stretcher phase modulators. The phase modulators have an excursion of 63λ over 20V. Therefore, the correction can compensate for both phase shift (relative position of the interference fringes) and delay (contrast of the interference fringes). The sampling frequency of the control loop is set to 1 kHz.

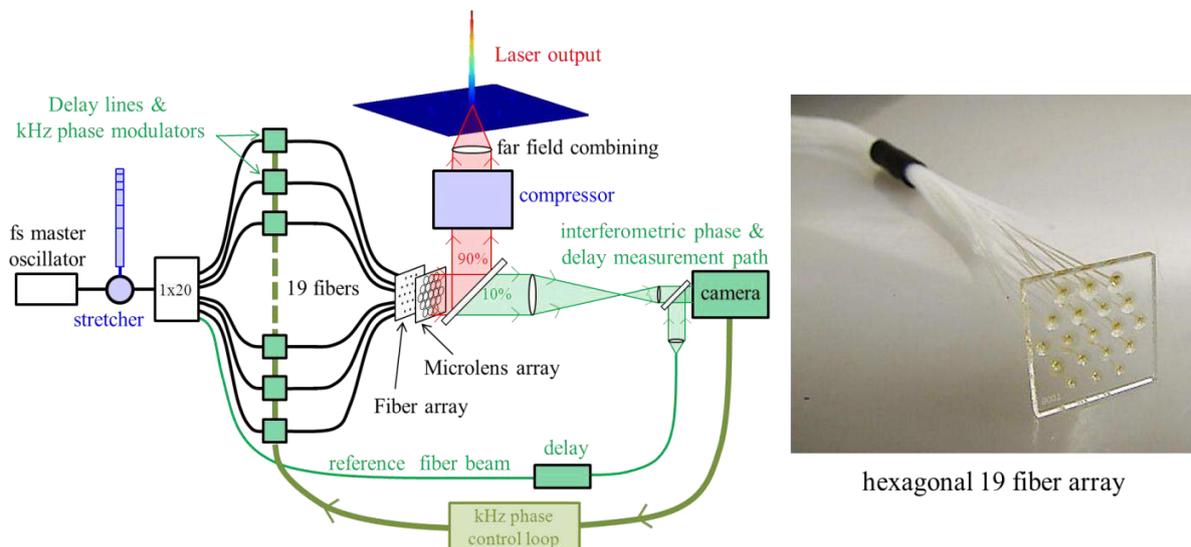


Fig. 1: Left: Experimental scheme of the coherent fiber beam combining of 19 fibers in an interferometric phase measurement. Right: Picture of the experimental 19 fiber array in a hexagonal arrangement.

3. RESULTS

The phase locking of the 19 fibers in pulse regime is shown in Figure 2. Prior to phase locking, the optical path differences are adjusted to ensure a maximum of contrast for the interferograms. The algorithm used to extract the phase variation of each fiber from the interferograms allows correcting the phase / delay variations during the experiment. More precisely, our algorithm accumulates the phase variations leading to the value of the actual delay variation since the phase locking process starts. The individual delay and phase shifts are thus calculated collectively from a single image. In closed loop, the measured residual phase shift errors are below $\lambda/60\text{rms}$.

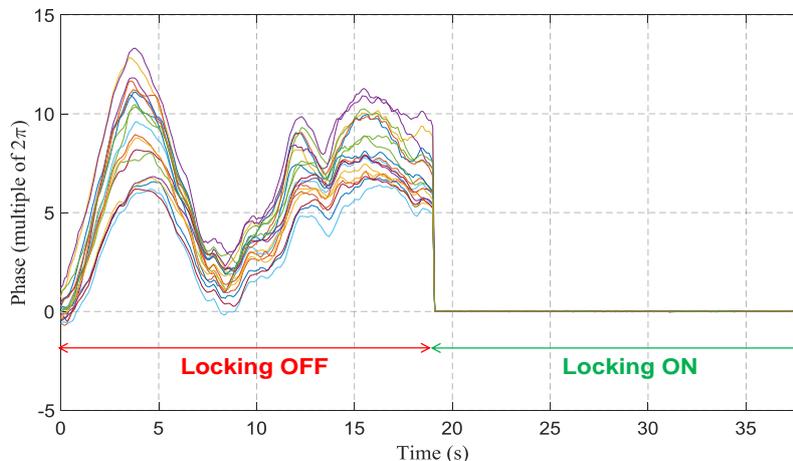


Fig. 2: 19 fiber phases as a function of time

Figure 3 shows the experimental and theoretical far field of 19 fibers arranged in a hexagonal array. On the left, the control loop is open. We observe a time-varying speckle pattern. The profile in the center of the figure shows the experimental far-field stable pattern when the control loop is activated. The high peak power central lobe and the six main satellite lobes are the signature of successful far-field combining with a hexagonal fiber array. The profile on the right-hand side of Figure 3 shows the theoretical far-field intensity pattern calculated by taking into account the actual tilt defaults that we measured on our fiber array. This calculation clearly corroborates our experimental closed-loop pattern. In a preliminary pulse compression experiment we obtain a FWHM pulse duration of 305fs for the 19 combined beams by fitting with a Gaussian pulse shape.

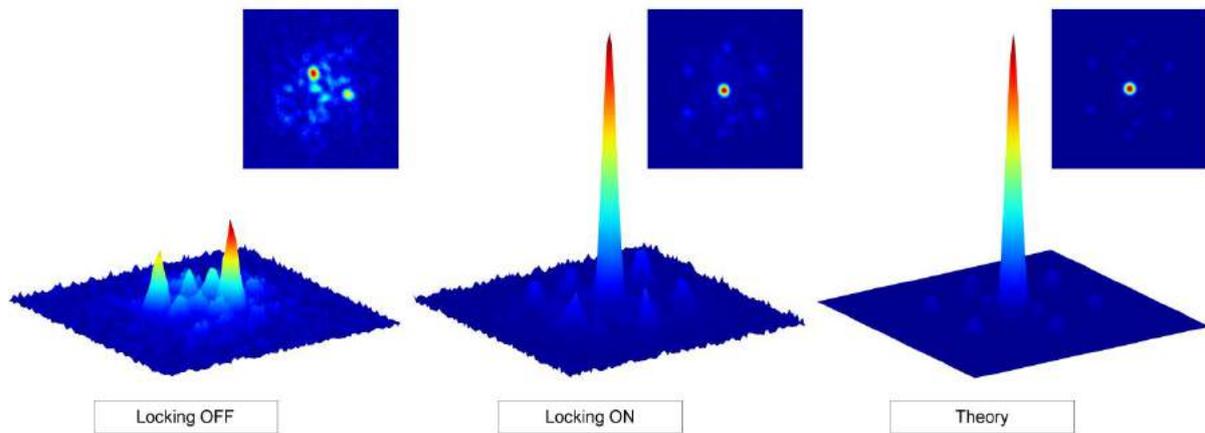


Fig. 3: Experimental and theoretical far-field patterns of the 19 combined beams in the femtosecond regime. Left: Time-evolving speckle in open loop. Center: Coherent beam combining of the 19 fibers in closed loop. Right: Theoretical far field pattern in closed loop.

4. CONCLUSION

Coherent phase combining of 19 passive fibers in femtosecond regime with an interferometric method is demonstrated. We will also present the phase noise power spectral density of an isolated amplifier line in open and closed loop configuration. Thus, we will assess the bandwidth and dynamic range of the control loop and the capability of our locking technique to perform CBC of fiber amplifiers operating in the short pulse regime. In future work, we will extend our architecture of CBC in femtosecond regime to tens of amplifying fibers. This work is performed in the framework of the XCAN project, a collaborative project between École Polytechnique and Thales.

REFERENCES

- [1] A. Brignon (ed.), Coherent Laser Beam Combining, Wiley-Vch (2013).
- [2] G. Mourou, B. Brocklesby, T. Tshiki and J. Limpert, “The future is fiber accelerators”, Nature Photonics, 7 (2013).
- [3] T. Y. Fan, “Laser beam combining for high-power, high radiance sources,” JSTQE, 3 (2005).
- [4] M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, J. Primot and A. Brignon, “kHz Closed Loop Interferometric Technique for Coherent Fiber Beam Combining”, JSTQE, 20 (2014).

FORTE REDUCTION DU BRUIT D'INTENSITE D'UN LASER PAR FILTRAGE D'UN LASER BRILLOUIN POUR LES ORDRES DE STOKES 1 ET 2

S. Fresnel^{1,2}, S. Trebaol¹, C. Pareige¹, P. Besnard¹, S. LaRoche²

¹CNRS FOTON UMR 6082, Université Rennes 1, ENSSAT, 22305 Lannion, France

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

schadrac.fresnel@enssat.fr

RÉSUMÉ

Ce papier discute de la réduction du bruit d'intensité d'un laser Brillouin fonctionnant sur les deux premiers ordres de Stokes. Il a été démontré que le signal résultant du laser Brillouin d'ordre 1 peut être plus cohérent (réduction du bruit de fréquence de 20 dB [1]) et moins bruité (réduction du bruit d'intensité de 40-60 dB maximum [2]) que le laser de pompe. Nous montrons que cette réduction du bruit d'intensité a lieu aussi pour le laser Brillouin de deuxième ordre. Un bruit d'intensité de 20 dB plus faible que celui de la pompe a été observé pour la première fois au voisinage du seuil du second ordre de Stokes Brillouin.

MOTS-CLEFS : *laser Brillouin ; bruit d'intensité.*

1. INTRODUCTION

Un laser Brillouin repose sur l'amplification Brillouin d'un signal de pompe à l'intérieur d'une cavité résonante. Le laser à fibre Brillouin est potentiellement cohérent [3] [4] et très peu bruité [5]. Grâce à ces caractéristiques, il devient essentiel dans le domaine des télécommunications optiques cohérentes, des capteurs, de la métrologie, de la photonique micro-onde [6]. Des études théoriques et expérimentales ont montré ses performances.

Quand la puissance de l'onde Stokes, préalablement générée par la pompe dans la fibre, est suffisante, une nouvelle onde Stokes circulant dans le même sens que la pompe est générée, c'est le deuxième ordre Stokes (S2). L'architecture de la cavité convenable choisie, en augmentant la puissance du laser de pompe, on réalise un laser à multiples ordres Stokes. Pour minimiser la puissance de pompe, on peut augmenter la longueur de la cavité. Cependant, on diminuerait l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité et plusieurs modes de cavité, susceptibles de laser, se formeraient sous la bande de gain Brillouin. Cette compétition a tendance à créer de l'instabilité et à dégrader les propriétés de bruit du laser Brillouin [7]. Pour assurer un fonctionnement mono-fréquence du laser Brillouin et réduire le bruit, son ISL doit être supérieur à la bande de gain Brillouin qui mesure une dizaine de MHz pour le régime stimulé dans la fibre de silice [8]. Dans ce papier, nous étudions le laser Brillouin d'ordre 2 et montrons qu'il est lui-même moins bruité que sa pompe, le Stokes d'ordre 1. Comme pour l'ordre 1, une réduction de 20 dB de son bruit d'intensité par rapport à celui du laser de pompe est observée, même près du seuil.

2. DESCRIPTION DU BANC EXPERIMENTAL

L'architecture étudiée consiste en une cavité en anneau de 16 m de fibre optique silice à maintien de polarisation, résonant à la fréquence de notre laser de pompe (Fig. 1a). La fibre est pompée optiquement par un laser d'une largeur de raie inférieure à 20 kHz, via le port n°2 d'un circulateur (Cir.1 #2) connecté sur le bras A d'un coupleur optique variable (CV). La cavité est obtenue en rebouclant les bras C et D du coupleur avec la fibre à étudier (Fibre PM). Le gain Brillouin créé par l'onde de pompe circulant plusieurs fois dans la cavité permet à une onde Stokes circulant en sens inverse d'atteindre le seuil laser moyennant la condition de résonance. Le seuil laser pour l'onde Stokes peut être drastiquement réduit lorsque le signal de pompe est couplé de

manière résonante dans la cavité. Pour y arriver, une partie du laser de pompe, injectée dans la cavité via le bras B du coupleur variable, est utilisée comme signal de référence pour asservir la longueur de la cavité satisfaisant une résonance à la fréquence de la pompe. Les ordres Stokes impairs, sortant du bras A du coupleur, sont récupérés via le port n°3 du circulateur (Cir.1 #3) et les ordres Stokes pairs, sortant du bras B du coupleur, sont récupérés via le port n°3 du circulateur de la référence (Cir.2 #3). Plus d'une douzaine d'ordres Stokes ont été observés avec un décalage Brillouin de 10,98 GHz (Fig. 1b) pour 500 mW de pompe. Des ordres anti-Stokes sont aussi observables liés soit au transfert incomplet des photons des modes anti-Stokes vers les modes Stokes ou liés à d'autres phénomènes de mélanges d'onde non-linéaires induits par la diffusion Rayleigh.

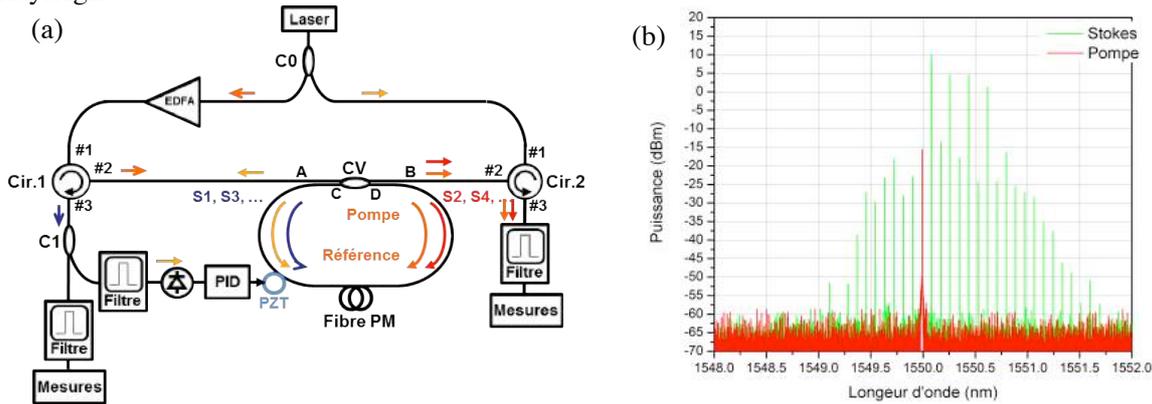


Fig. 1: Schéma et spectre du laser Brillouin multi-Stokes mesure au port n°3 du circulateur de la pompe (Cir.1 #3) où les ordres impairs sont plus intenses.

3. RESULTATS

La cohérence et la stabilité du laser Brillouin généré peuvent être étudiées au travers de mesures de bruits d'intensité et de fréquence) de chaque composante Stokes relativement aux caractéristiques du laser de pompe. Il s'agit d'étudier les fluctuations de la puissance du laser autour de sa puissance moyenne. On mesure la densité spectrale de puissance (DSP) du photo-courant générée par une photodiode quand on y injecte le laser. Cette DSP est ensuite normalisée par le photo-courant moyen. Le bruit du laser (son RIN pour Relative Intensity Noise) est obtenu en retranchant le bruit thermique et le bruit de grenaille du système de mesure [9].

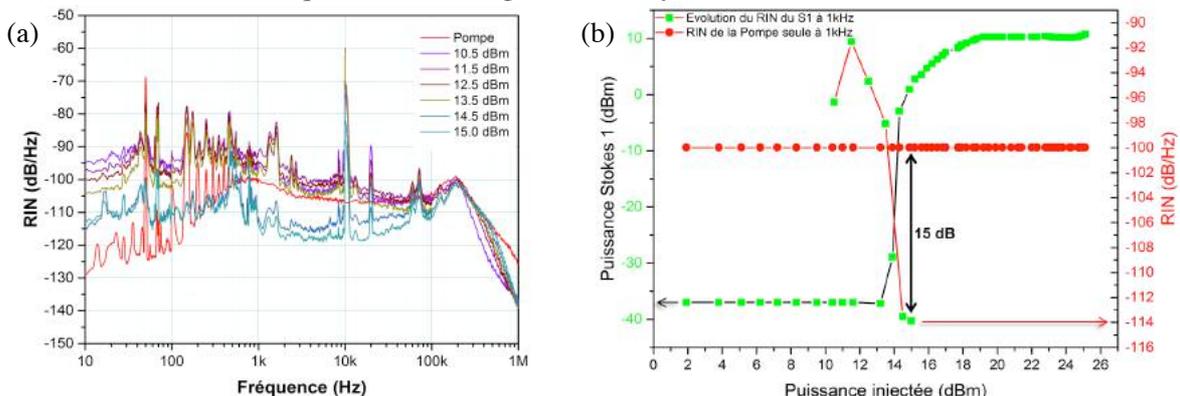


Fig. 2 : Réduction du bruit d'intensité du Stokes d'ordre 1 pour différents taux de pompage.

Nous traçons le RIN de l'onde Stokes générée en fonction de la fréquence pour différentes puissances de pompe (Fig. 2a). On observe que le RIN diminue quand on augmente la puissance. En dessous du seuil laser (14 dBm), le RIN mesuré présente un bruit supérieur à celui du laser de pompe (en rouge). Ce bruit en excès est le bruit d'émission spontanée prépondérant en dessous du seuil laser. Une fois le seuil laser atteint, le RIN mesuré devient plus faible que celui du laser de

pompe. Le bruit d'intensité du laser étant filtré au travers du processus Brillouin. Une réduction par rapport à la pompe allant jusqu'à 15 dB est observée à 15 dBm soit 1,25 fois le seuil laser Brillouin (Fig. 2b). Le pic à 10 kHz correspond à la fréquence de modulation de notre transducteur piézo-électrique utilisé pour l'asservissement de la cavité.

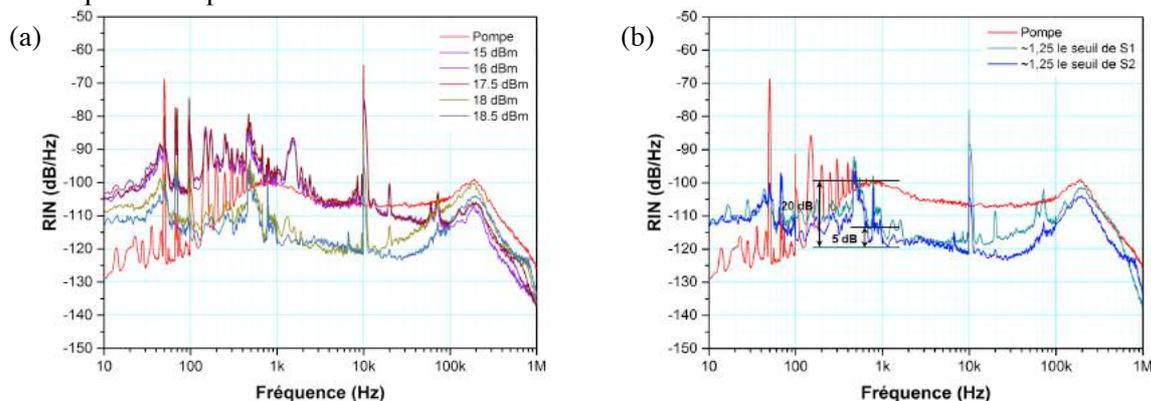


Fig. 3 : Réduction du bruit d'intensité du Stokes d'ordre 2 pour différents taux de pompe.

Le seuil laser du deuxième Stokes est atteint à 17 dBm. Comme pour le premier ordre, en dessous de ce seuil, le RIN mesuré est supérieur à celui du laser de pompe pour certaines fréquences mais reste inférieur à celui du Stokes d'ordre 1 (Fig. 3a). Passé le seuil laser du deuxième ordre, jusqu'à 20 dB de réduction par rapport à la pompe est observé (Fig. 3b). A taux de pompage égal, le RIN du laser de deuxième ordre est inférieur à celui du laser du premier ordre. A 1,25 fois le seuil, 5 dB de réduction du RIN du S2 est mesurée par rapport au RIN du S1.

CONCLUSION

Si la cohérence et le bruit des lasers Brillouin de premier ordre sont étudiés, on a très peu de résultats sur le fonctionnement au deuxième ordre notamment parce qu'il faut faire un asservissement de la cavité laser et que cet asservissement apporte généralement du bruit. Nous montrons, pour la première, à notre connaissance, une réduction de 20 dB du bruit d'intensité d'un laser Brillouin du deuxième ordre par rapport à celui du laser de pompe.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Geng et al., "Highly stable low-noise Brillouin fiber laser with ultranarrow spectral linewidth," *Photonics Technol. Lett. IEEE*, vol. 18, no. 17, pp. 1813–1815, 2006.
- [2] J. Geng and S. Jiang, "Pump-to-Stokes transfer of relative intensity noise in Brillouin fiber ring lasers," *OFC/NFOEC 2007 - Opt. Fiber Commun. Natl. Fiber Opt. Eng. Conf. 2007*, vol. 32, no. 1, pp. 2006–2008, 2007.
- [3] K. H. Tow et al., "Toward more coherent sources using a microstructured chalcogenide Brillouin fiber laser," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 25, no. 3, pp. 238–241, 2013.
- [4] A. Debut et al., "Linewidth narrowing in Brillouin lasers: Theoretical analysis," *Phys. Rev. A*, vol. 62, p. 23803, 2000.
- [5] S. Randoux et al., "Intensity noise in Brillouin fiber ring lasers," vol. 19, no. 5, pp. 1055–1066, 2002.
- [6] S. P. Smith et al., "Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications," *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 6, pp. 393–395, 1991.
- [7] K. Alain, "L'émission laser par diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques," EPFL, 1997.
- [8] S. Norcia et al., "Efficient single-mode Brillouin fiber laser for low-noise optical carrier reduction of microwave signals," *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 20, pp. 1888–1890, 2003.
- [9] J. Poette et al., "Highly-sensitive measurement technique of relative intensity noise and laser characterization," *Proc. SPIE*, vol. 6603, p. 66031R–66031R–10, 2007.

LASER À FIBRE IMPULSIONNEL CONTRÔLÉ PAR ALGORITHME D'ÉVOLUTION

Ugo Andral¹, Jonathan Buguet¹, Rachid Si Fodil^{1,2}, Foued Amrani¹, Franck Billard¹, Edouard Hertz¹ et Philippe Grellu¹

¹ *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 CNRS, Université Bourgogne Franche-Comté, BP 47870, F-21078 Dijon*

² *Laboratoire d'Electronique Quantique, USTHB, BP32 El Alia, Bab Ezzouar, Alger, Algérie*

ugo.andral@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons différents régimes impulsionnels ultrarapides sélectionnés par un algorithme d'évolution implémenté sur une cavité laser fibrée. La cavité comporte un absorbant saturable virtuel ultrarapide, paramétrable par les degrés de liberté de la polarisation intracavité. L'objectif est d'automatiser le blocage de modes ou d'autres régimes impulsionnels en ajustant cette fonction de transfert non-linéaire par un algorithme pilotant des contrôleurs de polarisation intracavité. Nous présentons le dispositif expérimental, l'algorithme et les différentes fonctions de mérite testées pour l'optimisation, et les potentialités de la méthode.

MOTS-CLEFS : *laser à fibre, optimisation, impulsions ultracourtes, contrôle*

INTRODUCTION

Les lasers à fibres impulsionnels représentent une part croissante des solutions lasers déployées dans des domaines tels que la médecine, les télécommunications et la métrologie [1]. Cette technologie s'inscrit aussi au niveau de la recherche fondamentale comme une plateforme idéale pour l'étude de dynamiques d'impulsions ultracourtes par exemple [2, 3]. Parmi toutes les architectures existantes, la cavité en anneau exploitant l'évolution non-linéaire de la polarisation est la plus versatile, en terme de dynamiques accessibles autour du blocage de modes. Pour ce type de cavité, la recherche d'un régime impulsionnel spécifique est essentiellement réalisé au moyen de l'ajustement des états de polarisation. En l'absence d'une correspondance analytique entre ces états et les régimes impulsionnels produits, il est généralement difficile d'obtenir rapidement le régime impulsionnel souhaité, parmi toutes les possibilités du système. Les travaux présentés ci-après expliquent comment l'intégration d'une boucle de rétroaction avancée permet la recherche automatique de régimes spécifiques.

1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET ALGORITHME D'ÉVOLUTION

La cavité laser autour de laquelle s'articulent ces travaux est schématisée en figure 1. Elle comporte un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA), suivi d'un isolateur optique assurant l'unidirectionnalité de la propagation à l'intérieur de l'anneau, puis d'un séparateur de polarisation fibré (PBS) encadré par deux contrôleurs de polarisation programmables (EPC1 et EPC2 pour Electronically-driven Polarization Controller). Le réglage de ces derniers éléments, associé à l'évolution non-linéaire de la polarisation, permet de produire l'équivalent d'une absorption saturable ultrarapide. La gestion de la dispersion totale de la cavité est effectuée en ajoutant une longueur de fibre à forte dispersion normale (DCF). Une partie de l'énergie intra-cavité est extraite par les coupleurs 3% et 20%, et envoyée vers un ensemble de caractérisation, composé d'une acquisition de l'intensité optique par un oscilloscope temps réel (Lecroy, 6 GHz, 40 GS/s) via une photodiode de 45 GHz (Newport TIA), d'un autocorrélateur optique de second ordre multicoup, et d'un analyseur de spectre optique (OSA) possédant une résolution de 0.07 nm.

La figure 1 illustre également la boucle de rétroaction mise en oeuvre. Un ordinateur récupère les informations issues des différents instruments de caractérisation et pilote les contrôleurs de polarisation. Cette boucle est gouvernée par un algorithme d'évolution. Pour ce dernier, un gène est défini comme

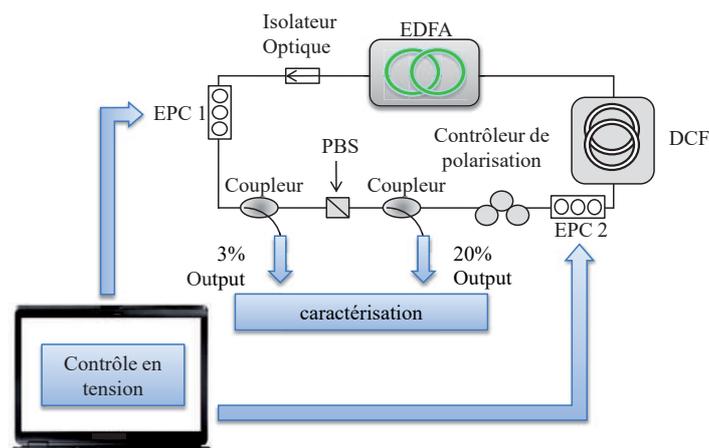


FIGURE 1: Schéma du dispositif expérimental combinant une cavité laser fibrée avec une boucle de rétroaction munie d'un algorithme d'apprentissage évolutif. Voir texte pour description.

étant une tension à appliquer à un EPC, un individu comme étant un ensemble de gènes et une population un ensemble d'individus. L'objectif à atteindre pour l'algorithme est fixé en définissant une fonction d'objectif ou fonction de mérite qui gouverne la survie des individus au sein de la population au fil des générations. L'évolution se déroule alors en trois étapes distinctes : initialisation, sélection et création d'une nouvelle population. L'étape d'initialisation génère une première population d'individus dont les gènes sont choisis de manière aléatoire. Les autres étapes forment une boucle itérative où chaque pas, appelé génération, permet de converger vers un objectif fixé. La sélection consiste à soumettre une population à un test expérimental et à évaluer la fonction de mérite de chaque individu. On attribue ainsi une note à chacun d'eux et les meilleurs sont sélectionnés. À la dernière étape précédant l'itération suivante, une nouvelle population est créée. Les meilleurs individus sont conservés (clonés) et servent également de "parents" pour donner naissance à de nouveaux individus "enfants", créés par le mélange aléatoire des gènes de deux "parents". Chaque "enfant" subit ensuite une mutation : on ajoute à l'un de ses gènes une valeur aléatoire dont la gamme autorisée diminue au cours des générations. Ce procédé est répété de façon à compléter la nouvelle population et garder le nombre d'individus constant. Ce processus complet et robuste a déjà permis de trouver des solutions originales dans divers domaines d'applications [4, 5].

2. RÉSULTATS ET CONCLUSION

Les résultats obtenus par l'algorithme dépendent de manière drastique du choix de la fonction de mérite. Le résultat d'une optimisation dépend également largement des paramètres de la cavité tels que la puissance de pompe et le niveau de dispersion chromatique qui sont, dans la version actuelle, fixés au début de chaque optimisation. Dans un premier temps, afin d'automatiser le blocage de modes à la fréquence fondamentale de la cavité, la fonction de mérite emploie l'intensité de cette composante fréquentielle mesurée par un analyseur de spectre électronique (Agilent ESA $9\text{kHz} - 3\text{GHz}$). Les expérimentations effectuées (avec une pompe de 600mW et une dispersion totale normale de 0.08ps^2) ont majoritairement convergé vers le type de solution exposée en figure 2. La caractérisation de ce régime impulsionnel révèle qu'il s'agit d'un régime impulsionnel à faible cohérence [?, 6].

Dans un second temps, nous avons modifié la fonction de mérite afin de tester la possibilité de sélectionner un blocage de modes harmonique passif, dont la difficulté de réglage et la faible stabilité générales contribuent à faire de ce type de régime un test particulièrement exigeant pour une boucle de rétroaction. La dispersion totale de la cavité est décalée à -0.08ps^2 favorisant les dynamiques multi-impulsionnelles. La figure 3 présente un exemple d'auto-organisation des impulsions optimisé par l'algorithme. Ce dernier ne constitue pas un régime harmonique pur mais un pattern complexe dominé par la constitution de 22 groupes d'impulsions par tour de cavité. Nous décrivons lors de la présentation

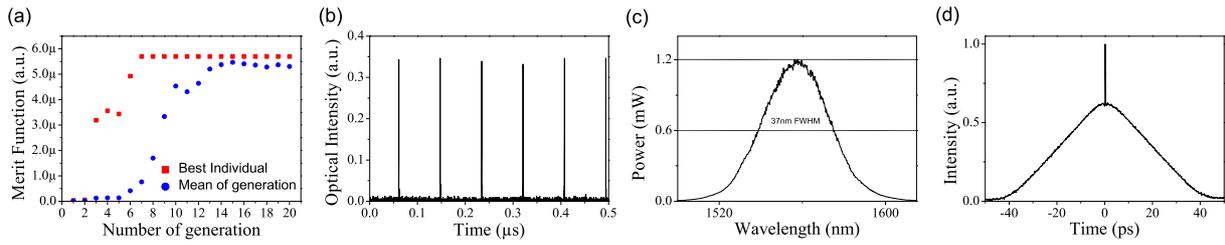


FIGURE 2: (a) Courbe d'évolution de l'optimisation automatisée, suivie de la caractérisation du meilleur individu obtenu en fin d'optimisation via (b) enregistrement de l'intensité optique en temps réel, (c) spectre optique, et (d) autocorrélation optique [6].

différents essais, et aborderons les questions essentielles de reproductibilité et stabilité des régimes obtenus par optimisation.

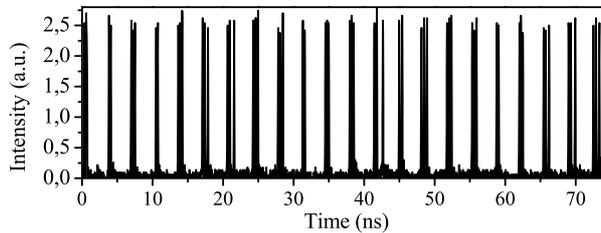


FIGURE 3: Exemple de pattern temporel généré par la distribution d'une cinquantaine d'impulsions, obtenu en optimisant la génération d'une harmonique de la fréquence fondamentale de la cavité, ici entre la 18^{ème} et la 22^{ème}.

Ces résultats nous amènent à conclure que l'implémentation d'une boucle de rétroaction basée sur un algorithme d'évolution permet la génération automatisée de régimes apparentés au blocage de modes. Les régimes impulsionnels obtenus sont naturellement fortement tributaires de la fonction de mérite choisie et des paramètres libres de la cavité employés pour l'optimisation. L'utilisation de fonctions de mérite complexes intégrant des mesures complémentaires est envisagée en vue d'améliorer les potentialités mises au jour par ces travaux.

RÉFÉRENCES

- [1] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, "High power fiber lasers : current status and future perspectives," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 27, no. 11, p. B63, November 2010.
- [2] P. Grelu and N. Akhmediev, "Dissipative solitons for mode locked lasers," *Nature Photon.*, vol. 6, p. 84, February 2012.
- [3] J.-M. Delavaux, P. Grelu, W. Pu, and F. Ilday, "Special issue on short pulse fiber lasers," *Optical Fiber Technology*, vol. 20, p. 561, December 2014.
- [4] T. Baumert, T. Brixner, V. Seyfried, M. Strehle, and G. Gerber, "Femtosecond pulse shaping by an evolutionary algorithm with feedback," *Appl. Phys. B*, vol. 65, no. 6, p. 779, September 1997.
- [5] E. Hertz, A. Rouzée, S. Guérin, B. Lavorel, and O. Faucher, "Optimization of field-free molecular alignment by phaseshaped laser pulses," *Phys. Rev. A*, vol. 75, no. 3, p. 031403, March 2007.
- [6] U. Andral, R. S. Fodil, F. Amrani, F. Billard, E. Hertz, and P. Grelu, "Fiber laser mode locked through an evolutionary algorithm," *Optica*, vol. 2, no. 4, p. 275, March 2015.

LES MIMs (METAL-ISOLANT-METAL) : DES GUIDES ULTRA-COURTS PAS COMME LES AUTRES

Angela Vasanelli¹, Yanko Todorov¹, Benjamin Askenazi¹, Isabelle Sagnes², Carlo Sirtori¹

¹Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques,
UMR7162, 75013 Paris, France

²Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS, 91460 Marcoussis, France

angela.vasanelli@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Les MIMs confinent la radiation dans une épaisseur très sub-longueur d'onde. Grâce à cette propriété un couplage ultra-fort lumière – matière record a pu être atteint.

MOTS-CLEFS : *résonateurs MIMs, interaction lumière-matière, polaritons, mode de Berreman*

1. INTRODUCTION

La possibilité de confiner et de contrôler la lumière sur des dimensions inférieures à la longueur d'onde est l'un des sujets les plus largement étudiés dans la photonique moderne. Dans ce contexte les métaux ont une place de choix. Par exemple les plasmons de surface, des modes très fortement localisés à proximité du métal, apparaissent à l'interface entre un métal et un diélectrique [1]. Une structuration de la surface du métal par des motifs sub-longueur d'onde permet de modifier les propriétés des plasmons et d'observer des modes localisés [2]. Les métamatériaux sont une très belle démonstration de ces propriétés.

Les métaux ont également un impact extrêmement important sur la photonique dans l'infrarouge lointain, où les guides d'onde basés sur un confinement diélectrique sont incompatibles avec les techniques standards d'épitaxie. Les lasers à cascade quantique THz utilisent ainsi des guides plasmonique-dielectrique [3], ou bien des guides double métal : la région active est dans ce cas placée entre deux couches métalliques [4]. La structuration d'une des deux couches métalliques peut fournir un moyen efficace de coupler le mode guidé à l'extérieur [5, 6].

Le mode guidé fondamental TM_0 entre deux couches métalliques ne présente pas de fréquence de coupure : la lumière peut ainsi être confinée dans une épaisseur très inférieure à la longueur d'onde. C'est une propriété importante des résonateurs MIMs (métal-isolant-métal), dans lesquels une couche d'isolant est insérée entre deux couches métalliques, la couche supérieure étant structurée en des motifs périodiques. Les résonateurs MIMs, initialement développés dans les micro-ondes [7], sont aujourd'hui réalisés dans une large gamme de longueurs d'onde, du visible [8] au moyen et lointain infrarouge [9, 10]. Ils ont un impact technologique important : ils permettent de réaliser des sources incandescentes monochromatiques [11] ou des détecteurs à puits quantiques de détectivité exaltée [12].

Nous montrons ici une autre application des MIMs, dans le contexte du contrôle de l'interaction lumière-matière. En effet, nous avons récemment utilisés les modes des MIMs pour atteindre un régime inédit de couplage avec une excitation collective d'un gaz bidimensionnel d'électrons [13, 14, 15], ce qui nous a permis de réaliser des émetteurs THz à température ambiante.

2. RESONATEURS MIMs DANS L'INFRAROUGE MOYEN

La figure 1a montre un schéma du résonateur MIM utilisé dans ce travail : une couche de GaInAs d'une épaisseur de 240nm est insérée entre deux couches métalliques par une technique de report de substrat. Un champ incident arrive sur la structure avec une polarisation quelconque et le mode de cavité résultant est presque uniquement selon la direction de croissance z . Comme montré

dans la fig. 1b, le mode fondamental est quasiment uniforme sur toute l'épaisseur de la couche semiconductrice et confiné entre les deux couches métalliques. La largeur s des plots est liée à la longueur d'onde de la résonance d'ordre N selon la formule [10] : $s = \frac{N\lambda}{2n_{eff}(\lambda)}$, où $n_{eff}(\lambda)$ est l'indice de réfraction effectif, qui dépend du métal, du diélectrique ainsi que de la géométrie du résonateur. La figure 1c montre les spectres de réflectivité de la structure simulés par éléments finis pour différentes valeurs de s et pour une séparation constante entre les plots ($o=2\mu\text{m}$). La dimension de l'ouverture o joue directement sur le couplage du mode de cavité à l'espace libre [16] et donc sur le contraste des spectres. La figure 1d montre les positions en énergie des minima de réflectivité mesurés sur l'échantillon, en fonction de $1/s$ (symboles), en accord avec les simulations (trait continu).

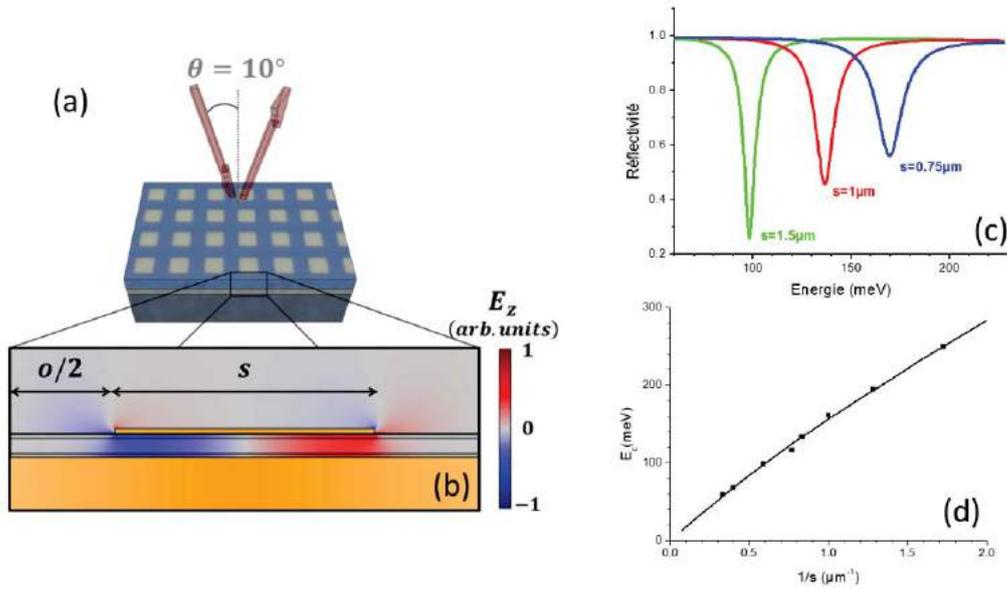


Fig. 1 : (a) Schéma de l'échantillon, avec sur la surface une image au microscope optique de l'ensemble de résonateurs MIMs. L'épaisseur de la cavité est 240 nm. Les plots d'or ont une dimension $s = 2.5 \mu\text{m}$ et sont séparés par une distance $o = 2 \mu\text{m}$. (b) Charte du champ électrique selon la direction de croissance du mode fondamentale. (c) Spectres de réflectivité simulés pour différentes tailles des plots métalliques. (d) Position en énergie des minima de réflectivité mesurés (symboles) et simulés (ligne) en fonction de $1/s$.

3. COUPLAGE ULTRA-FORT AVEC UNE EXCITATION ELECTRONIQUE COLLECTIVE

Si on remplace la couche isolante du résonateur MIM par une hétérostructure, composée de puits quantiques dopés, on couple les modes confinés du résonateur avec les excitations électroniques du puits quantique. Nous avons démontré [15] que, dans un puits quantique très fortement dopé, les électrons répondent à une radiation infrarouge de façon collective, et ils présentent une unique résonance à une énergie qui ne correspond à aucune des énergies de transition dans le puits quantique. Ce mode collectif, issu d'interactions coulombiennes dans le gaz d'électrons, concentre tout le couplage avec la lumière. Etant associé à une polarisation suivant la direction de croissance, il peut se coupler au mode fondamental de la cavité. Ce couplage donne lieu à des états mixtes lumière-matière, appelés polaritons intersousbandes. Grâce au confinement très sub-longueur d'onde de la cavité MIM et à la très grande force d'oscillateur du mode collectif, le système peut atteindre un régime d'électrodynamique quantique, le régime de couplage ultra-fort, dans lequel les termes anti-résonants de l'interaction lumière-matière ne peuvent pas être négligés.

La figure 2a montre les spectres de réflectivité mesurés sur un ensemble de résonateurs MIMs, contenant entre deux couches d'or une couche de GaInAs de 148nm (entre deux barrières de AlInAs) dopée $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Le gaz d'électrons présente une unique résonance étroite à l'énergie $E=118 \text{ meV}$ (indiquée par une étoile en fig. 2b). Le couplage entre les modes de cavité et l'excitation électronique donne lieu à des états mixtes : les résonances qui leur sont associées sont observées du THz au moyen infrarouge, témoignant de l'intensité du couplage. Les positions en énergie des minima de réflectivité sont tracées en fig. 2b en fonction de l'énergie du mode de cavité. On voit que les deux branches polaritoniques sont séparées par une bande interdite photonique très large, signature du régime de couplage ultra-fort. A partir de la dispersion en fig. 2b, nous avons démontré une valeur record (73%) de l'énergie de couplage relative à température ambiante [13].

Il est important de remarquer que la branche polaritonique inférieure se couple aux modes de phonons dans le semiconducteur, jusqu'à atteindre les fréquences THz. Après avoir modifié la géométrie des résonateurs pour améliorer l'extraction de lumière THz à partir de la branche polaritonique inférieure, nous avons démontré des émetteurs THz à température ambiante.

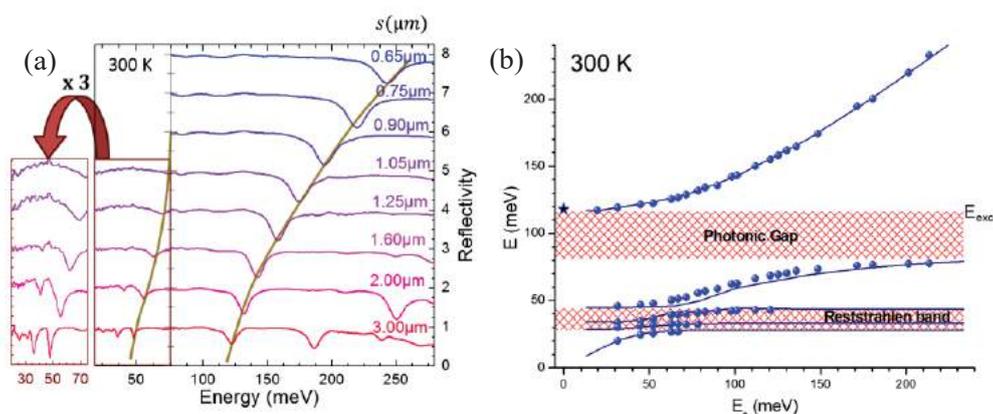


Fig. 2 : (a) Spectres de réflectivité mesurés pour différentes tailles des plots. Le rectangle marron indique la partie des spectres qui a été mesurée à l'aide d'un bolomètre. Le rectangle à gauche montre les mêmes spectres, multipliés par un facteur trois pour mieux mettre en évidence les résonances. (b) Position en énergie des minima de réflectivité en fonction de l'énergie du mode fondamental de la cavité (sphères). L'étoile indique l'énergie de l'excitation électronique mesurée en transmission à l'angle de Brewster. La ligne bleue présente la dispersion polaritonique simulée en incluant le couplage aux phonons optiques.

RÉFÉRENCES

- [1] H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*, Springer-Verlag, 1986.
- [2] W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen, *Nature* vol. 424, 824, 2003.
- [3] R. Köhler et al. *Nature* vol. 417, pp 156-159, 2002
- [4] B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno, *Optics Express* vol. 13, pp. 3331-3339, 2005
- [5] L. Mahler et al., *Nat. Photonics* vol. 4, pp 165-169, 2010.
- [6] Y. Chassagneux et al. *Nature* vol. 457, pp 174-178, 2009.
- [7] A. P. Hibbins, J. R. Sambles, C. R. Lawrence, and J. R. Brown, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, 143904, 2004
- [8] K. Aydin, V. Ferry, R. Briggs, and H. Atwater, *Nat. Commun.* vol. 2, 517, 2011.
- [9] P. Bouchon et al. *Optics Letters* vol. 37, 1038, 2012.
- [10] Y. Todorov et al. *Opt. Express*, vol. 18, 13886, 2010.
- [11] D. Costantini et al. *Phys. Rev. Applied*, vol. 4, 014023, 2015.
- [12] D. Palaferri et al. *Appl. Phys. Lett.* vol. 106, 161102, 2015.
- [13] B. Askenazi et al. *New J. Phys.* vol. 16, 043029, 2014.
- [14] Y. Todorov et al. *Phys. Rev. Lett.* vol. 105, 196402, 2010.
- [15] A. Delteil et al. *Phys. Rev. Lett.* vol. 109, 246808, 2012.
- [16] P. Jouy et al., *Appl. Phys. Lett.* vol. 98, 021105, 2011.

DYNAMIQUE SPECTRALE ET PROPRIETES DE BRUIT DANS LES LASERS INGAN.

A. Congar¹, K. Hussain¹, C. Pareige¹, J.-M. Lamy², E. Feltin³,
R. Butté², N. Grandjean², P. Besnard¹, S. Trebaol¹,

¹Laboratoire FOTON UMR CNRS 6082, Université Rennes 1, ENSSAT, 22305 Lannion, France

²Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), Institute of Physics, CH-1015 Lausanne, Suisse

³NOVAGAN s.a.r.l., Chemin de Mornex 5, CH-1003 Lausanne, Suisse

antoine.congar@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente les caractéristiques spectrales et de bruit d'intensité d'un laser InGaN émettant autour de 420 nm. En particulier, nous mettons en évidence l'évolution de la structure modale du laser en fonction du courant de pompe, celle-ci oscillant entre fonctionnement monomode, multimode. Cette dynamique spectrale du laser implique une compétition de gain entre les modes longitudinaux engendrant une augmentation du bruit d'intensité, cette remontée de bruit pouvant être problématique dans des applications nécessitant un rapport signal à bruit significatif.

MOTS-CLEFS : *nitride de gallium; bruit d'intensité; sauts de mode.*

1. INTRODUCTION

De nombreuses applications nécessitent l'utilisation de sources cohérentes fiables et compactes facilement intégrables dans les systèmes photoniques. L'étude des composants photoniques à base de nitride de gallium (GaN) constitue un axe de recherche important dans la gamme 400 à 450 nm pour des applications telles que le stockage de données, les spectroscopies linéaire et non-linéaire [1] ou encore dans les communications optiques sous-marines [2] et LiFi. Notre étude porte sur des lasers à semi-conducteurs en GaN pompés électriquement. La zone active est une hétérostructure à base de puits quantiques en InGaN de 4,5 nm d'épaisseur. La caractérisation fine de ces structures constitue un premier pas vers l'obtention de structures plus cohérentes et monomodes.

2. RESULTATS

Le montage expérimental permet la mesure simultanée de la puissance optique, du spectre et du bruit d'intensité (Relative Intensity Noise (RIN)). Nous avons étudié les dynamiques croisées du RIN et du comportement spectral en fonction du courant de pompe. Les structures sous test sont des lasers Fabry-Perot émettant dans le violet/bleu (400-450 nm), dont les détails de fabrication sont donnés dans la référence [3]. Notre étude met en évidence l'impact de la dynamique spectrale sur le RIN du laser. En outre, les signatures spectrales du laser telles que *mode clustering*, *redshifts* induisant des sauts de modes sont analysées. Une largeur de *ridge* de 2,5 μm assure une structure monomode transverse du faisceau laser. La courbe P(I) (Fig 1 a) décrit une dépendance linéaire de la puissance optique au courant de pompe. Cette mesure statique masque la riche dynamique de redistribution spectrale de l'énergie en fonction du courant de pompe. Sous le seuil (Fig 1 b) le laser est en régime d'émission spontanée amplifiée. Le profil de gain présente une modulation d'une périodicité de 800 pm, soit 16 fois l'intervalle spectral libre (ISL) attendu.

Plusieurs phénomènes physiques peuvent expliquer ce comportement de *mode clustering*. Le plus probable serait l'existence de modes se propageant dans le substrat. Un couplage avec le mode optique lorsque la couche dopée *n* est fine ($< 2 \mu\text{m}$) expliquerait cette sur-modulation du spectre [4]. Lorsque le courant augmente, le laser adopte un comportement monomode avec un ratio de suppression des modes latéraux de 24 dB. A 160 mA ($2,5 I_{\text{th}}$), deux modes sont présents

simultanément. Deux hypothèses sont envisageables : d'une part l'existence de deux modes stables, d'autre part une compétition entre deux modes échangeant de l'énergie par l'intermédiaire d'une redistribution du gain modal. Toutefois, Le temps d'intégration de l'analyseur de spectre optique ne peut pas permettre de trancher en faveur d'une des deux hypothèses.

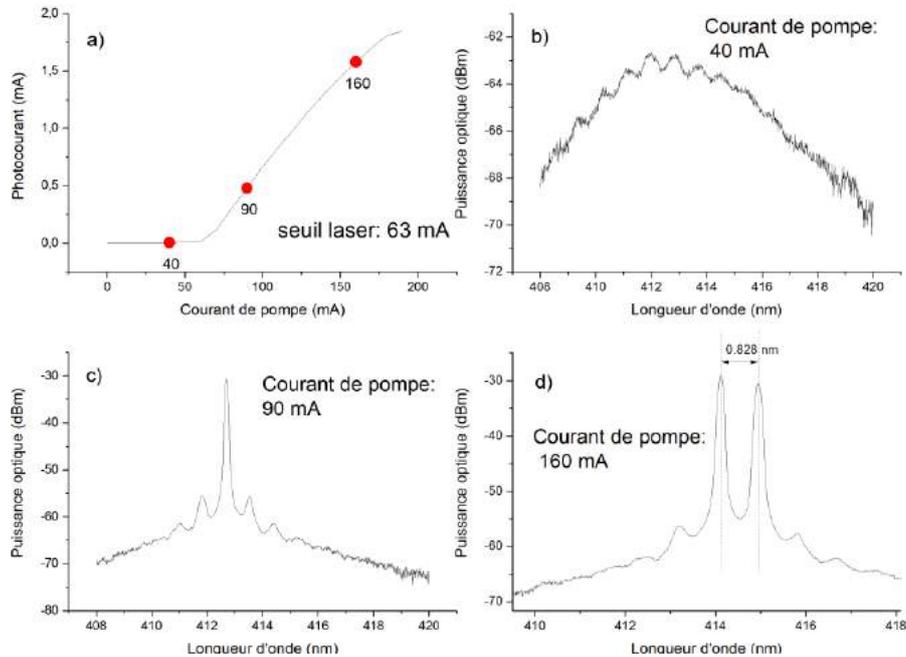


Fig. 1: (a) Courbe P(I). (b) Spectre optique sous le seuil laser ($I_{seuil} = 63$ mA), (c) à $1,4 I_{seuil}$, (d) à $2,5 I_{seuil}$.

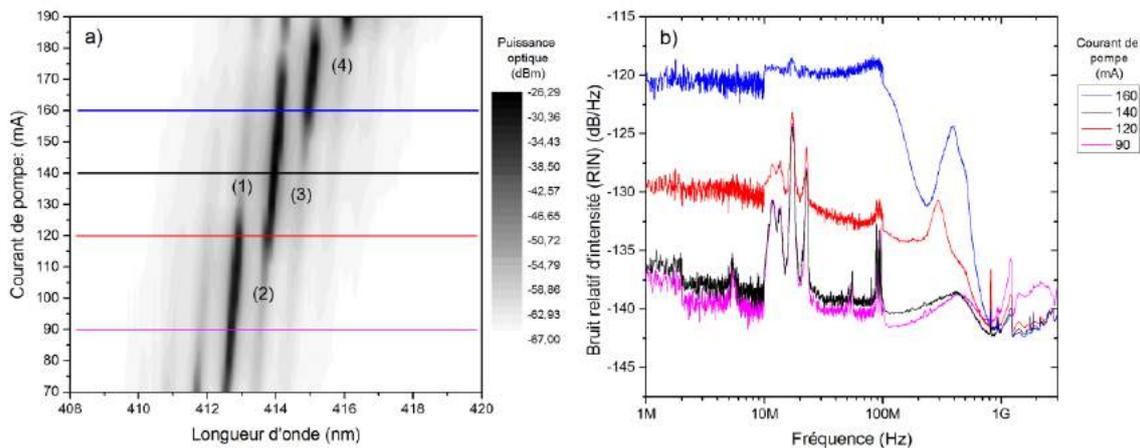


Fig. 2 : (a) Évolution de la puissance optique en fonction du courant de pompe et de la longueur d'onde. Mode 1: 90 mA, mode 2: 140 mA, mode 3: 170 mA, mode 4: 200 mA. (b) Bruit relatif d'intensité à plusieurs valeurs du courant de pompe (ordre non intuitif). Les pics entre 10 et 30 MHz sont des artefacts dus à l'alimentation électrique.

La figure 2 a) montre l'évolution spectrale du laser avec le courant de pompe. On constate un décalage vers le rouge ($0,0239$ nm/mA) par sauts successifs du mode principal. L'augmentation du nombre de porteurs se traduit par une hausse de température qui provoque un décalage de la courbe de gain [5],[6]. Lors de la transition d'un mode à l'autre, les modes peuvent présenter simultanément une intensité significative. De plus, le mode principal lui-même subit un léger décalage vers le rouge (légère pente de $0,0075$ nm/mA) probablement dû à la variation d'indice de réfraction qu'induit l'augmentation du nombre de porteurs [7]. Les Figures 2 a) et 2 b) permettent

d'étudier la dynamique fréquentielle du RIN en fonction du régime laser. Au-dessus du seuil, à 90 mA le régime est monomode, la courbe de RIN est celle que l'on attend d'un laser de classe B : faible valeur relativement constante (-140 dB/Hz) à basse fréquence et pic de relaxation à plus haute fréquence, en l'occurrence 1,5 GHz pour ce laser. Lorsqu'on augmente le courant de pompe cette résonance se déplace vers les hautes fréquences [8]. Ce phénomène n'est pas visible sur la figure car la fréquence de coupure de la chaîne de détection est de 2 GHz¹. A 120 mA le laser est multimode ce qui se traduit par l'augmentation du RIN à basses fréquences et par l'apparition d'un pic vers 300 MHz. Cette augmentation du bruit confirme l'hypothèse selon laquelle il y aurait deux modes en compétition se partageant le gain. Le laser est temporairement monomode et oscille d'un mode à l'autre. Cette instabilité se traduit par une augmentation du bruit à basse fréquence. Ce phénomène de bruit dû à une compétition de mode a déjà été décrit dans les structures III/V [9]. Lorsque le courant augmente à 140 mA, le mode (2) prend le dessus sur le mode (1) suite au décalage de la courbe de gain. Le laser retrouve alors un fonctionnement monomode. Le RIN retombe à -140 dB/Hz. A 160 mA, les modes (2) et (3) sont en compétition et l'on constate une très forte augmentation du RIN d'environ 20 dB par rapport à la situation monomode. Le comportement de ces lasers peut être modélisé par un système d'équations différentielles couplées faisant intervenir un gain modal contenant un terme de saturation croisée non linéaire à l'origine des sauts de modes. Il faut aussi inclure les forces de Langevin représentant les bruits de photons et de porteurs pour rendre compte de la dynamique observée expérimentalement [9].

CONCLUSION

Lors de cette étude, nous avons pu mettre en évidence la forte corrélation existant entre le régime mono ou multimode et le RIN des lasers InGaN. Les forts niveaux de bruit s'expliquent par la compétition entre deux modes consécutifs se partageant le même gain, les modes étant alternativement et temporairement monomodes. Le passage d'un mode à l'autre se fait à la faveur d'un décalage de la courbe de gain vers les grandes longueurs d'onde. Nous développons un modèle pour simuler le spectre et le RIN. Cette étude montre que pour certains courants de pompe les lasers InGaN présentent une dynamique de bruit d'intensité pouvant être réductrice pour certaines applications.

REFERENCES

- [1] X. Zeng et al., "1/f noise in external-cavity InGaN diode laser at 420 nm wavelength for atomic spectroscopy," vol. 39, no. 6, pp. 1685–1688, 2014.
- [2] Y.-C. Chi et al., "450-nm GaN laser diode enables high-speed visible light communication with 9-Gbps QAM-OFDM," *Opt. Express*, vol. 23, no. 10, p. 13051, 2015.
- [3] J. Dorsaz et al., "AlGaIn-Free Blue III-Nitride Laser Diodes Grown on c-Plane GaN Substrates," *Appl. Phys. Express*, vol. 3, no. 9, p. 092102, Sep. 2010.
- [4] V. Laino et al., "Substrate modes of (Al,In)GaN semiconductor laser diodes on SiC and GaN substrates," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 43, no. 1, pp. 16–24, 2007.
- [5] T. Meyer et al., "Spectral dynamics of 405 nm (Al,In)GaN laser diodes grown on GaN and SiC substrate," *Opt. Express*, vol. 16, no. 10, pp. 6833–6845, 2008.
- [6] Y. P. Varshni, "Temperature dependence of the energy gap in semiconductors," *Physica*, vol. 34, no. 1, pp. 149–154, 1967.
- [7] M. S. Romadon et al., "Longitudinal modes evolution of a GaN-based blue laser diode," *Opt. Laser Technol.*, vol. 70, pp. 59–62, 2015.
- [8] J. Müller et al., "Gain analysis of blue nitride-based lasers by small signal modulation," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 13, pp. 131105-1,131105-3, 2010.
- [9] M. Ahmed and M. Yamada, "Influence of instantaneous mode competition on the dynamics of semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, no. 6, pp. 682–693, 2002.

¹ Mesure effectuée sur d'autres échantillons (non présenté dans cet article).

LASERS TOUT CRISTAL PHOTONIQUE À POMPAGE ÉLECTRIQUE ÉMETTANT EN CONTINU DANS LE MOYEN INFRA-ROUGE

B. Adelin¹, A. Monmayrant¹, P. Dubreuil¹, A. Lecestre¹, Y. Rouillard^{2,3}, G. Boissier^{2,3},
M. Bahriz^{2,3}, A. Vicet^{2,3}, O. Gauthier-Lafaye^{2,3}

¹ LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, INSA, UPS, Toulouse, France

² Univ. Montpellier, IES, UMR 5214, F-34000, Montpellier, France

³ CNRS, IES, UMR 5214, F-34000, Montpellier, France

antoine.monmayrant@laas.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons des lasers continus pompés électriquement, entièrement définis par des cristaux photoniques sur GaSb dont l'émission est monomode ($2,4\ \mu\text{m}$).

MOTS-CLEFS : *lasers ; cristal photonique ; MIR ; GaSb*

1. INTRODUCTION

Les Cristaux Photoniques (CPs) ont largement été exploités pour la conception de cavités laser. Cependant, le pompage électrique de lasers à CPs reste un défi. Pour les lasers de type membrane, quelques résultats ont été obtenus avec différentes techniques d'injection[1, 2]. Ces membranes sont cependant moins pertinentes dans le moyen infrarouge où les problèmes de thermique ainsi que la nécessité d'une émission intense favorise des lasers de type substrat (qui reposent sur un empilement complet de diode laser). Nous présentons ici la conception, la fabrication et la caractérisation de barrettes de lasers à émission par la tranche, réalisées dans la filière GaSb et dont la cavité est un guide DFB (Distributed Feedback Bragg) du deuxième ordre entièrement défini par des CPs. Ces guides à défaut photonique[3] sont gravés profondément à travers l'empilement vertical de la diode laser en (Al)GaSb. Ces lasers présentent une émission monomode, autour de $2,4\ \mu\text{m}$, continue, à température ambiante et sous pompage électrique. Nous avons ainsi obtenu des barrettes de lasers intégrés décalés en fréquence qui forment un peigne de fréquences légèrement accordables avec le courant et la température. Une telle source multi-longueur d'onde est particulièrement intéressante pour des applications de spectroscopie de mélange de gaz avec des capacités de discrimination.

2. CONCEPTION & FABRICATION DES LASERS

Le guide formant la cavité laser repose sur un défaut $W5$ (absence de 5 rangées de trous) selon la direction ΓK dans une maille photonique triangulaire. Pour assurer une émission de type DFB monomode, nous avons exploité une méthode de double optimisation[3] dans laquelle la largeur du défaut photonique et la maille transverse du CP sont ajustées indépendamment afin d'obtenir un très fort facteur de qualité pour seulement un des deux modes DFB, le deuxième mode subissant des pertes bien plus élevées[3]. Cette approche permet d'obtenir un mode laser avec de faibles pertes et une très grande discrimination modale, assurant une bonne tenue à la réinjection optique[3]. Le guide à défaut a été modélisé par une méthode de FDTD 3D[4] couplée à une technique d'harmoniques inverses[5] et un filtrage spatial et spectral afin de mesurer précisément les facteurs de qualités des deux modes DFBs du deuxième ordre. Le cas idéal de trous du CP traversant intégralement l'empilement vertical sans variation de rayon étant très difficile à mettre en œuvre technologiquement, nous nous sommes aussi intéressés à l'impact de la profondeur des trous sur le facteur de qualité et sur la discrimination modale. Nos simulations sur des guides infinis ont montré que des facteurs de qualité relativement élevés ($Q \simeq 10000$) associés à une forte sélectivité modale pouvaient être obtenus pour des trous ne traversant que la gaine supérieure de l'empilement. Outre le relâchement des contraintes de fabrication (facteur de forme réduit d'un facteur

deux), cette géométrie permet d'épargner le guide optique vertical et le milieu gain qui s'y trouve, minimisant ainsi les pertes et la dégradation du gain modal, inhérents à la gravure de CP profonds. De plus ces propriétés (fort facteur de qualité et forte sélectivité spectrale) sont obtenus sur une large plage de paramètres géométriques, ce qui facilite la fabrication en permettant de larges tolérances de fabrication.

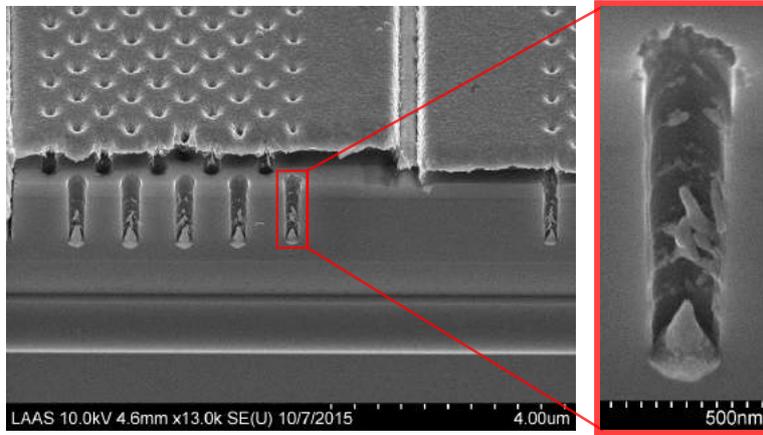


FIGURE 1 : Image MEB de la facette clivée du laser fini. Encart : détail d'un des trous du CP.

L'hétérostructure de diode laser GaSb a été obtenue par épitaxie par jet moléculaire. Elle comprend un cœur de $0,8\mu\text{m}$ contenant 2 puits quantiques $\text{GaIn}_{0.34}\text{As}_{0.06}\text{Sb}$, le tout pris entre deux gaines de $1,6\mu\text{m}$ d'épaisseur. La gaine inférieure présente une teneur en aluminium de 90 %, la gaine supérieure une teneur de 65 %. Sur ces couches épitaxiées, les guides à CPs ont été ensuite fabriqués en utilisant un procédé de lithographie à faisceau d'électrons, suivie d'une gravure sèche profonde[6]. Plusieurs barrettes de laser ont été fabriquées sur un même substrat avec des périodes de CPs variant de 654 nm à 694 nm, par pas de 4 nm. Ensuite, les dernières étapes comprennent le dépôt du contact métallique face avant (TiAu), l'amincissement et le dépôt du contact face arrière. Enfin, pour caractériser les performances laser sous pompage électrique, les échantillons ont été clivés en barrettes de 1 mm de long et montés sur des embases en cuivre.

3. CARACTÉRISATION DES PERFORMANCES LASER

Les laser ont été testés sous pointe sur un banc de pompage électrique continu dédié avec un contrôle en température par Pelletier. Des seuils dans la gamme [100, 150] mA ont été obtenus pour l'ensemble des lasers de la barrette mesurée (voir Figure 2).

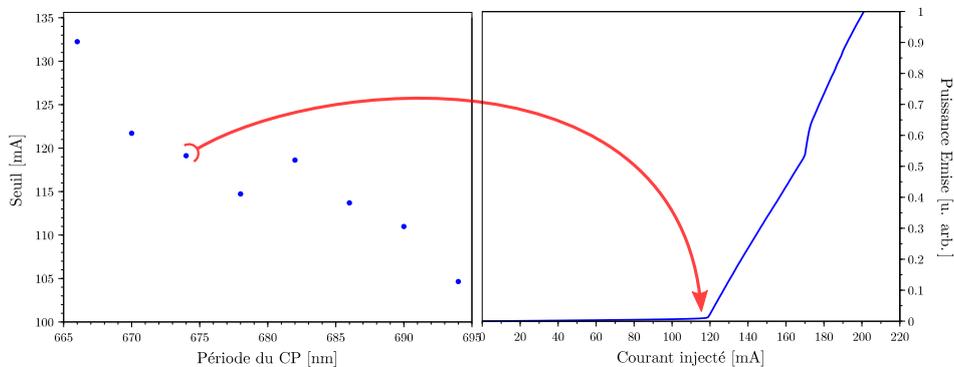


FIGURE 2 : Seuils obtenus en fonction de la période des CPs (gauche) et évolution typique de la puissance lumineuse émise en fonction du courant de pompage (droite).

Ces seuils varient en fonction de la période du CP et donc en fonction du décalage spectral entre l'émission laser DFB et le maximum de la courbe de gain.

La Figure 3 présente le spectre d'un des laser de la barrette (période de 682 nm). Une émission monomode stable sur une grande plage de courants a été observée, avec un rapport de suppression des modes latéraux (SMSR) atteignant 40 dB. Une accordabilité de la longueur d'onde avec le courant d'injection a aussi été mesurée avec une pente de 0,043 nm/mA.

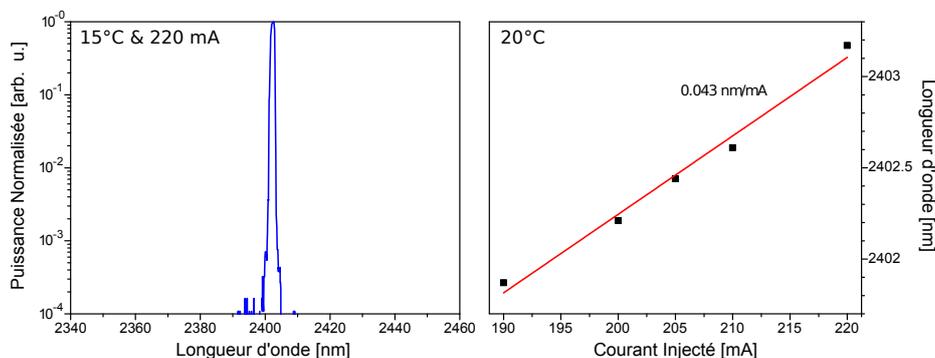


FIGURE 3 : Spectre du laser pour une période de CP de 682 nm (gauche) et évolution de la longueur d'onde d'émission en fonction du courant de pompage (droite).

Enfin, une évolution linéaire de la longueur d'onde d'émission avec la période du CP a été constatée avec une pente de $\Delta\lambda/\Delta a = 3,8$, en bon accord avec les prédictions théoriques.

L'ensemble de ces observations ainsi que les étapes de conception et de fabrication seront détaillées lors de notre contribution.

CONCLUSION

Des barrettes de laser DFB monomodes, pompés électriquement et émettant dans le moyen infrarouge en continu à température ambiante ont été démontrées en utilisant des cavités entièrement définies par CPs. Des seuils dans la gamme [100, 150] mA avec des SMSR de 40 dB ont été obtenus. Ces barrettes de lasers intégrés décalés spectralement sont particulièrement adaptées à la détection et la discrimination de gaz par spectroscopie par diode laser accordable.

Ces études ont été menées avec le concours financier de l'ANR (contrat ANR-11-NANO-028).

RÉFÉRENCES

- [1] Bryan Ellis, Marie A. Mayer, Gary Shambat, Tomas Sarmiento, James Harris, Eugene E. Haller, Jelena Vučković, *Ultralow-threshold electrically pumped quantum-dot photonic-crystal nanocavity laser*, Nature Photonics, 5, 297-300 (2011)
- [2] Park, Hong-Gyu ; Kim, Se-Heon ; Min-Kyo Seo ; Young-Gu Ju ; Kim, Sung-Bock ; Lee, Yong-Hee, "Characteristics of Electrically Driven Two-Dimensional Photonic Crystal Lasers," in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol.41, no.9, pp.1131-1141, Sept. 2005
- [3] Larrue, A. ; Campos, J. ; Gauthier-Lafaye, O. ; Monmayrant, A. ; Bonnefont, S. et Lozes-Dupuy, F. *All Photonic Crystal DFB Lasers Robust Toward Optical Feedback* Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 2011, 17, 1236-1241
- [4] Ardavan F. Oskooi, David Roundy, Mihai Ibanescu, Peter Bermel, J. D. Joannopoulos, and Steven G. Johnson, *MEEP : A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method*, Computer Physics Communications 181, 687-702 (2010).
- [5] V. A. Mandelshtam and H. S. Taylor, *Harmonic inversion of time signals*, J. Chem. Phys. 107 (17), 6756-6769 (1997). Erratum, ibid. 109 (10), 4128 (1998).

- [6] Larrue, A. ; Belharet, D. ; Dubreuil, P. ; Bonnefont, S. ; Gauthier-Lafaye, O. ; Monmayrant, A. ; Lozes-Dupuy, F. et Moumdji, S. *Inductively coupled plasma etching of high aspect ratio two-dimensional photonic crystals in Al-rich AlGaAs and AlGaAsSb* Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures, AVS, 2011, 29, 021006

CARACTÉRISATION PAR CORRÉLATIONS QUANTIQUES DE LA RÉGION DE SEUIL DE MICROLASERS DE CLASSE B

Djeylan Aktas,¹ Tao Wang,² Olivier Alibart,¹ G.L. Lippi,² Éric Picholle,¹ Sébastien Tanzilli¹

¹ Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (INΦNI), CNRS UMR 7336, Université de Nice Sophia Antipolis, Parc Valrose, 06100 Nice cedex, France

² Institut Non Linéaire de Nice (INΦNI), CNRS UMR 7335, Université de Nice Sophia Antipolis, 1361 route des Lucioles, Sophia Antipolis, 06560 Valbonne, France

gian-luca.lippi@inln.cnrs.fr, eric.picholle@unice.fr

RÉSUMÉ

Le taux de coïncidence de photons émis par des lasers à semi-conducteurs permet d'en caractériser la région du seuil. Il fournit également un accès à leur dynamique.

MOTS-CLEFS : *Microlasers ; Statistique de photons ; Cohérence ; Seuil laser*

1. INTRODUCTION

On envisage souvent les lasers comme des dispositifs à seuil marqué, avec un fonctionnement de type “tout ou rien” de part et d'autre de ce seuil. Généralement pertinente dans les lasers de grande taille, cette approche ne l'est plus lorsque le volume de cavité (et par conséquent le nombre de modes électromagnétiques pour l'émission spontanée) est fortement réduit. À l'allumage, la *transition de phase* [1] d'un tel système de taille finie [2] devient plus graduelle à mesure qu'on s'éloigne de la limite thermodynamique. En outre, la plupart des microlasers actuels sont basés sur des matériaux à semi-conducteur, donc de « classe B » [3], et leur dynamique évolue dans un espace de phase plus large que celui des lasers de « classe A », pour lesquels la statistique des photons a été développée [4]. Dominée dans la région du seuil par la compétition entre émissions spontanée et stimulée [5] et des effets de superradiance [6,7] susceptibles d'induire des émissions par paquets (“*photon bunching*”), la dynamique des lasers de classe B dans la région du seuil reste toutefois assez mal connue, alors même que les progrès récents de l'optoélectronique ont rendu possible une extrême miniaturisation des sources et le développement de micro-, voire de nanolasers à semi-conducteurs dont la cavité est plus courte que la longueur d'onde d'émission.

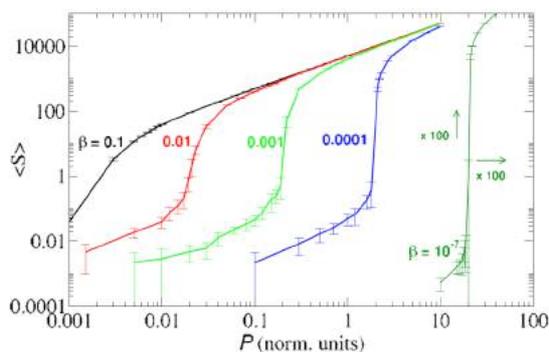


Fig. 1 : Nombre moyen de photons dans la cavité de microlasers de classe B, pour différentes proportions de l'émission spontanée couplée dans le mode axial (paramètre β) ; les barres d'erreur correspondent à la déviation standard. À droite, la même courbe pour un laser macroscopique ($\beta = 10^{-7}$), (numérique [5]).

Compte tenu du très faible nombre moyen de photons dans la cavité, et donc de la puissance optique émise par ces composants lorsqu'ils opèrent dans la région du seuil (Fig. 1), celle-ci s'avère difficile à caractériser par les techniques classiques [8].

2. CARACTÉRISATION DE LA RÉGION DE SEUIL PAR COMPTAGE DE PHOTONS

Une technique alternative consiste à caractériser cette région par la mesure du taux de coïncidences entre deux compteurs de photons, en fonction du temps d'arrivée, à la sortie d'un coupleur 50/50 (Fig. 2) [9]. Celui-ci est en effet directement proportionnel à la fonction de corrélation quantique de second ordre $g^{(2)}(\tau)$.

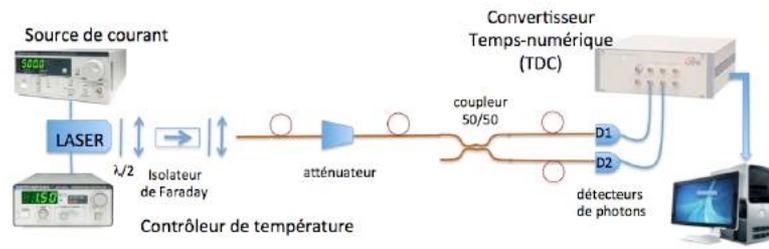


Fig. 2 : Schéma du montage.

Les temps d'intégration pouvant être très longs, on a ainsi accès à l'ensemble de la région de seuil, y compris aux très faibles intensités émises. Pour des microlasers du commerce, on observe alors, nettement en-dessous ou au-dessus du seuil, des fonctions de corrélations pratiquement plates, $g^{(2)}(\tau) \approx 1$ (statistique poissonnienne). Dans la région du seuil, on observe en revanche l'apparition d'un pic bosonique d'autocorrélation en $g^{(2)}(0)$ (Fig. 3).

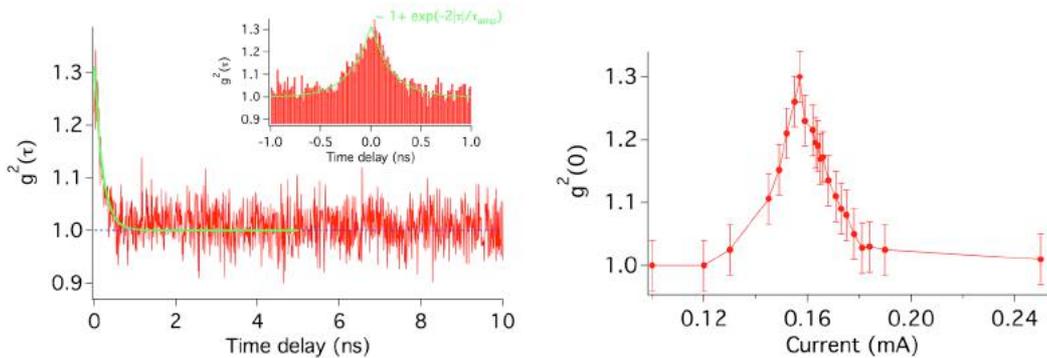


Fig. 3 : À gauche : Exemple de fonction de corrélation $g^{(2)}(\tau)$ pour un microlaser monomode transverse (expérimental ; en vert : fit exponentiel du pic autour de $g^{(2)}(0)$).
À droite : Évolution de la valeur maximale $g^{(2)}(0)$ dans la région du seuil. (expérimental)

3. IDENTIFICATION D'UN RÉGIME IMPULSIONNEL

Au-delà des strictes propriétés de cohérence des composants étudiés, cette technique fournit également un accès à leurs caractéristiques temporelles.

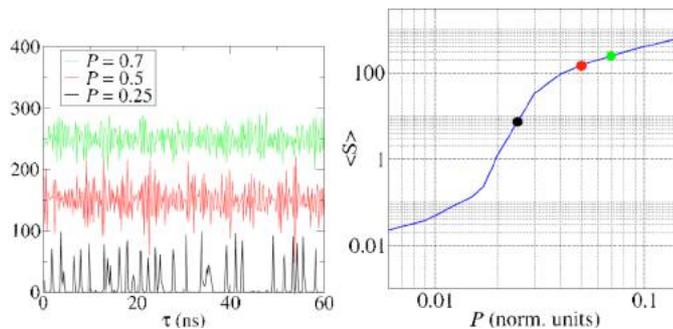


Fig. 4 : À gauche : Exemple de dynamique temporelle d'un microlaser pour différentes valeurs de pompe.
À droite : Nombre moyen de photons dans la cavité. Notons que le régime impulsionnel caractérise les valeurs intermédiaires dans la région du seuil. (numérique [5])

Dans les micro- et les nanolasers à semiconducteurs, la compétition entre émissions spontanée et stimulée peut en effet donner lieu à des processus d'émission par paquet, qu'on peut interpréter en termes de superradiance de Dicke [6,7]. Les simulations numériques par un "simulateur stochastique" [5] prenant en compte les propriétés statistiques de l'émission spontanée, sur l'axe et hors d'axe, prédisent en effet, dans de nombreux cas, l'apparition d'un régime impulsif apériodique (Fig. 4).

Or si, pour des sources optiques continues ou quasi-continues, la valeur maximale de la fonction de corrélation est habituellement comprise entre $g^{(2)}(0) = 1$ (régime poissonnien) et $g^{(2)}(0) = 2$ (source chaotique), un régime impulsif peut induire des valeurs supérieures à 2 (Fig. 5) [10].

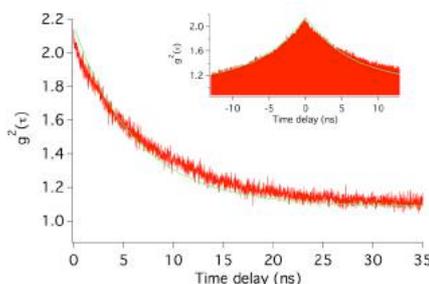


Fig. 5 : À gauche : Exemple de fonction de corrélation $g^{(2)}(\tau)$ pour un microlaser multimode transverse fonctionnant en régime impulsif (expérimental)

Plus généralement, la comparaison de la valeur observée de $g^{(2)}(0)$ à celle calculée dans l'hypothèse d'un régime continu est susceptible de fournir une caractérisation indirecte de la dynamique temporelle du composant étudié.

RÉFÉRENCES

- [1] "Nonequilibrium Phase Transition in Laser-Active Media", V. Dohm, *Solid State Commun.* **11**, 1273-1276, 1972.
- [2] On retrouve par exemple ce comportement dans les clusters atomiques ("Irregular variations in the melting point of size-selected atomic clusters", M. Schmidt, R. Kusche, B. von Issendorff et H. Haberland, *Nature* **393**, 238, 1998), le magnétisme, ou encore la réorganisation spontanée de diffuseurs soumis à un champ électromagnétique quasi-résonnant ("Phase transition in a radiation-matter interaction with recoil and collisions", M. Perrin, G.L. Lippi et A. Politi, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4520, 2001).
- [3] Selon une nomenclature désormais classique, proposée dans "Deterministic chaos in laser with injected signal", F.T. Arecchi, G.L. Lippi, G.P. Puccioni et J. R. Tredicce, *Optics Comm.*, **51**, 308, pp. 308-314, 1984. La classe A est caractérisée par une durée de vie des photons dans la cavité très supérieure aux temps de relaxation aussi bien de la polarisation du milieu (T_1) que de l'inversion de population (T_1) : $T_{ph} \gg T_1, T_2$; pour la classe B : $T_{ph}, T_1 \gg T_2$.
- [4] "Statistical properties of laser radiation during a transient buildup", F.T. Arecchi et V. Degiorgio, *Phys. Rev. A* **3**, 1108, 1971.
- [5] "Stochastic simulator for modeling the transition to lasing", G.P. Puccioni et G.L. Lippi, *Opt. Express*, **23**, 2369, 2015.
- [6] "Statistical properties of superradiant pulses", V. Degiorgio, *Opt. Commun.* **2**, 362-364, 1971.
- [7] "Photon statistics in the cooperative spontaneous emission", V.V. Temnov et U. Woggon, *Opt. Express*, **17**, 7, 5774, 2009.
- [8] "Dynamic buildup of lasing in mesoscale devices", T. Wang, G.P. Puccioni et G.L. Lippi, *Scient. Reports*, **5**, art. 15858, 2015.
- [9] "Ultra-fast heralded single photon source based on telecom technology", L.A. Ngah, O. Alibart, L. Labonté, V. D'Auria et S. Tanzilli, *Laser & Photon. Rev.* **9**, L1-L5 (2015).
- [10] "Route vers la cohérence de microlasers à semiconducteur", D. Aktas, T. Wang, O. Alibart, G.L. Lippi, É. Picholle et S. Tanzilli, COLOQ Bordeaux 2016.

DIRECT OBSERVATION OF THERMALLY EXCITED ZENNECK WAVES ON SiO_2 SUB-WAVELENGTH LAYERS FROM MID TO NEAR-INFRARED

Sergei Gluchko¹, Bruno Palpant², Sebastian Volz¹, Rémy Braive^{3,4}, Thomas Antoni²

¹ *Laboratoire EM2C, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris-Saclay, Grande Voie des Vignes, 92295 Châtenay-Malabry cedex, France*

² *Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, CentraleSupélec, ENS Cachan, CNRS, Université Paris-Saclay, Grande Voie des Vignes, 92290 Châtenay-Malabry, France*

³ *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN), CNRS, Université Paris-Saclay, Route de Nozay, F-91460 Marcoussis, France*

⁴ *Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 75207 Paris Cedex 13, France*

thomas.antoni@centralesupelec.fr

RÉSUMÉ

We present an experimental determination of the dispersion relation and the propagation length of electromagnetic surface waves on an amorphous silicon dioxide (SiO_2) sub-wavelength layer. For this, the thermal emission diffracted from a grating is collected by means of Fourier Transform Infrared (FTIR) spectroscopy. The measurements prove the existence of surface waves for an unusually broad frequency range (from 867 cm^{-1} to 3725 cm^{-1}), which are identified to be Zenneck waves. The experimental data is in close agreement with theoretical predictions. The observed effect could be interesting for both optical and thermal applications as it provides an alternative channel of heat energy transport when the material dimensions are scaled down.

MOTS-CLEFS : *Surface Waves; Zenneck waves; Surface Phonon-Polariton; Mid-infrared*

1. INTRODUCTION

Polariton waves at the interface between two media are usually only considered for frequency ranges where the real part of the two dielectric constants have opposite signs. Negative real part of the permittivity occurs when the electromagnetic field can be absorbed by dipoles. When the dipoles are delocalized electrons, these surface waves are the well known surface plasmons [1] existing on a frequency range typically corresponding to the ultraviolet and visible spectrum. When the dipoles are due to ion displacements in the lattice, they are known as surface phonon-polaritons (SPhPs) and occur in the mid-infrared frequencies corresponding to the transverse mode of optical phonons [2]. However, confined surface waves can also exist and propagate when both dielectric constants are positive; they are then known as Zenneck modes [1]. They occur when the geometry of the system is such that the dispersion curve lies under the light line even for positive values of the dielectric function. So far, they have only been observed for radio frequencies [1]. Sub-micron thin SiO_2 films are expected to support such Zenneck modes in the mid-IR spectrum. To directly observe these surface waves we study the thermal emission of gratings on thin SiO_2 films with FTIR spectroscopy.

2. EXPERIMENT & DISCUSSION

The sample has been fabricated by sputtering deposition of an amorphous SiO_2 thin layer on an aluminum layer deposited on a polished Si wafer to optically mimic a suspended layer of SiO_2 . The thicknesses of SiO_2 and aluminum layers were chosen to be $h_{\text{SiO}_2} = 750 \text{ nm}$ and $h_{\text{Al}} = 250 \text{ nm}$, respectively. A diffraction grating of period $\Lambda = 9.26 \mu\text{m}$ with a filling factor $f = 0.5$ has been etched for $d = 0.5 \mu\text{m}$ in the SiO_2 using a negative UV lithography and anisotropic RIE. The grating lateral size of 1 cm has been chosen to be much larger than the estimated SPhP propagation length to avoid any artificial broadening of the emission spectrum due to finite size effects. We used a FTIR spectrometer with a spectral

resolution of 1 cm^{-1} , which provided us the required sensitivity in the working frequency range from 700 cm^{-1} to 4000 cm^{-1} ($14.3 - 2.5 \text{ }\mu\text{m}$). We were heating the sample up to $T_{\text{max}} = 673 \text{ K}$ with a heating stage and collecting the emitted signal for various observation angles of the sample. Each experimental spectrum was obtained by subtraction of the background radiation and normalization by the emission obtained from a flat region of the sample under the same conditions and temperature.

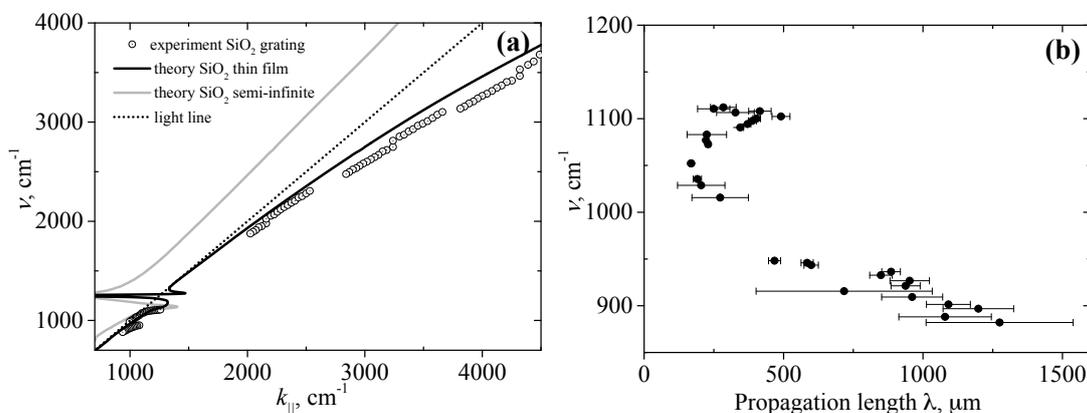


FIGURE 1 : Experimental and theoretical dispersion curves (a) and experimental propagation length (b) of surface waves in a thin SiO_2 layer ($h_{\text{SiO}_2} = 750 \text{ nm}$). The temperature of the surface $T_s = 673 \text{ K}$, grating period $\Lambda = 9.26 \text{ }\mu\text{m}$, filling factor $f = 0.5$ and grating depth $d = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$.

In Fig. 1(a), we plot the experimental dispersion curve of these surface waves obtained by the analysis of the emission spectra of the heated grating for different observation angles along with theoretical expectation for both this thin film and a semi-infinite one. The theoretical curve for the case of a semi-infinite SiO_2 interface shows surface waves (i.e., dispersion under the light line) for frequencies from 1072 cm^{-1} to 1241 cm^{-1} only where the real part of the dielectric function of SiO_2 is negative. Meanwhile, the experimental results for a thin SiO_2 layer, in close agreement with theoretical prediction, show the dispersion under the light line for frequencies up to 3725 cm^{-1} and down to 867 cm^{-1} even for a positive permittivity of SiO_2 [3]. Such electromagnetic surface waves propagating at the interface of two dielectrics each having positive permittivities are known as Zenneck waves [1] and, to our knowledge, have never been detected for frequencies higher than 10 MHz.

Additionally, through the spectral width of the sample emission, we measured the propagation length of these surface waves (Fig. 1(b)) on the order of several hundreds of micrometers while it is typically estimated to few tens of micrometers for semi-infinite interface.

CONCLUSION

We measured the dispersion of Zenneck waves at the surface of a thin SiO_2 film and demonstrated their existence from 867 cm^{-1} to 3725 cm^{-1} . We also experimentally estimated their propagation length to be as high as one millimeter.

RÉFÉRENCES

- [1] A. L. John Polo, Tom Mackay, *Electromagnetic Surface Waves : A Modern Perspective*, 1st ed., ser. Elsevier Insights. Elsevier, 2013.
- [2] K. Joulain, J.-P. Mulet, F. Marquier, R. Carminati, and J.-J. Greffet, "Surface electromagnetic waves thermally excited : Radiative heat transfer, coherence properties and casimir forces revisited in the near field," *Surface Science Reports*, vol. 57, no. 3-4, pp. 59 – 112, 2005.
- [3] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*. Orlando : Academic, 1985.
- [4] J. Ordonez-Miranda, L. Tranchant, T. Tokunaga, B. Kim, B. Palpant, Y. Chalopin, T. Antoni, and S. Volz, "Anomalous thermal conductivity by surface phonon-polaritons of polar nano thin films due to their asymmetric surrounding media," *Journal of Applied Physics*, vol. 113, no. 8, 2013.

CONVERTISSEURS DE LONGUEUR D'ONDE RAMBIO, PRINCIPE ET APPLICATIONS

Minh Châu Phan Huy, Philippe Delaye, Gilles Pauliat, Sylvie Lebrun

Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud, 2 Av. Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau cedex, France

sylvie.lebrun@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons le principe de fonctionnement des convertisseurs de longueur d'onde RAMBIO ainsi que leurs principales caractéristiques et potentielles applications.

MOTS-CLEFS : *sources laser impulsionnelles multi-longueurs d'onde ; conversion de longueur d'onde ; diffusion Raman stimulée ; fibres à cœur liquide.*

1. INTRODUCTION

De multiples applications (lidars, excitation de fluorophores, ophtalmologie, dermatologie, micro-usinage de matériaux ...) nécessitent l'emploi de sources laser multi-longueurs d'onde dans le domaine impulsionnel. Des solutions existent telles que les oscillateurs paramétriques optiques ou les lasers supercontinuum, mais elles sont très onéreuses et souvent surdimensionnées par rapport aux besoins. La plupart du temps, seules quelques longueurs d'onde discrètes sont nécessaires et les utilisateurs se cantonnent souvent à des lasers émettant à des longueurs d'onde « classiques ». Les performances de leurs appareils pourraient être améliorées par l'utilisation de longueurs d'onde plus adaptées mais plus « exotiques ». Dans ce projet, nous concevons et fabriquons des convertisseurs de longueur d'onde, appelés « convertisseurs RAMBIO », qui permettent de répondre à cette problématique. Nous proposons ainsi une nouvelle famille de sources laser composées d'un laser de pompe, typiquement un microlaser, sur lequel viennent se connecter un ou plusieurs convertisseurs RAMBIO. Des efficacités de conversion de plus de 70% sont alors possibles, dans des faisceaux de fortes brillances spatiale et spectrale. Nous présentons ici le principe de fonctionnement de nos convertisseurs, quelques résultats expérimentaux et les applications visées.

2. PRINCIPE

Un convertisseur RAMBIO est une fibre microstructurée dont le cœur creux est rempli d'un liquide (voir figure 1). Un laser de pompe est injecté dans le convertisseur et au cours de sa

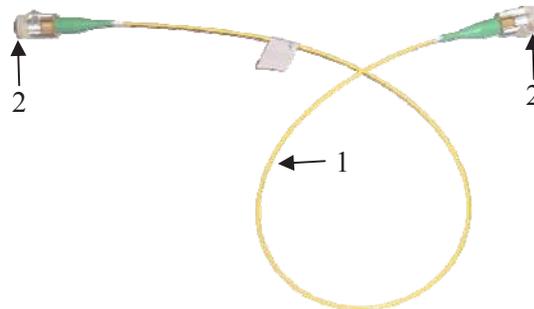


Figure 1. Convertisseur RAMBIO.

1 : fibre microstructurée gainée remplie de liquide. 2 : microcuvette hermétique permettant le couplage et le découplage de la lumière.

propagation, les photons de pompe sont progressivement convertis en photons Stokes de longueur d'onde supérieure, d'abord par diffusion Raman spontanée puis par diffusion Raman stimulée. Les décalages Raman aisément excitables dans les liquides vont de quelques centaines de cm^{-1} à

quelques milliers de cm^{-1} . A partir d'une seule longueur d'onde de pompe fixe il est ainsi possible d'atteindre une large gamme de longueurs d'onde discrètes dépendantes du liquide utilisé. La génération d'ordres Stokes supérieurs par cascade Raman permet d'étendre encore cette gamme.

Pour réaliser nos convertisseurs, nous utilisons deux types de fibre microstructurée : 1) des fibres à bande interdite photonique dites HC-PCF [1] lorsque que la longueur d'onde à générer est au maximum à une centaine de nm de celle de la pompe, 2) des fibres Kagomé [2] lorsque la longueur d'onde à générer est à quelques centaines de nm de celle de la pompe. Ces deux types de fibre possèdent un cœur creux et une gaine microstructurée remplie de trous d'air. Dans ces fibres, contrairement aux fibres optiques usuelles, la lumière peut se propager dans le cœur même si son indice de réfraction est inférieur à celui de la silice. Seules certaines longueurs d'onde vont pouvoir être guidées dans le cœur et constituent la bande de transmission de la fibre qui joue un rôle de filtre spectral. La largeur spectrale de cette bande est d'une centaine de nm pour les fibres HC-PCF et d'environ $1 \mu\text{m}$ pour les fibres Kagomé. Sa position peut être contrôlée finement en fonction de l'indice du liquide qui remplit la fibre [3]. Afin de maximiser le transfert d'énergie de la pompe vers la ou les longueurs d'onde à générer, ces dernières sont contenues dans la bande de transmission et voient donc peu de pertes. Au contraire, les longueurs d'onde non souhaitables (Stokes d'ordres supérieurs ou raies Raman secondaires) qui prennent de l'énergie à la pompe au détriment des longueurs d'onde à générer sont en dehors de la bande de transmission et voient donc trop de pertes pour pouvoir être amplifiées. Des efficacités de conversion très élevées sont alors possibles. Nous avons par exemple réussi à transférer plus de 70% des photons de pompe à 532 nm vers le premier ordre Stokes de l'éthanol à 630 nm [4].

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous utilisons comme sources de pompe différents microlasers Nd:YAG doublés en fréquence émettant à 532 nm des impulsions sub-nanoseconde dont l'énergie maximale est d'environ $1 \mu\text{J}$ ainsi que différentes fréquences de répétition allant de quelques kHz à quelques dizaines de kHz. En remplissant des fibres HC-PCF ou des fibres Kagomé par quelques liquides usuels (et non toxiques) nous avons réalisé plusieurs convertisseurs RAMBIO émettant aux longueurs d'onde suivantes : 556 nm ; 561 nm ; 582 nm ; 595 nm ; 612 nm ; 630 nm ; 650 nm ; 667 nm ; 772 nm.

Le convertisseur émettant à 630 nm est réalisé à partir d'une fibre HC-PCF (ref. HC-PCF 1060-02, NKT Photonics). Cette longueur d'onde correspond au premier ordre Stokes de la raie principale de l'éthanol (dont le décalage Raman est de 2928 cm^{-1}) lorsqu'il est pompé à 532 nm. Pour générer efficacement cette longueur d'onde, deux raies sont à éliminer : le second ordre Stokes à 772 nm de la raie Raman principale et le premier ordre Stokes à 667 nm d'une raie Raman secondaire à 883 cm^{-1} , excitée par la raie Stokes à 630 nm. Nous avons adapté la bande de transmission en mélangeant l'éthanol avec un solvant haut indice (figure 2).

Nous avons ainsi réalisé un convertisseur émettant uniquement à 630 nm. La figure 3 montre un exemple de courbes de puissances transmises d'un convertisseur de 35 cm de long. A la puissance de pompe maximale de 9,6 mW (égale à 5 fois la puissance de pompe au seuil de l'effet Raman), la seule raie générée est bien celle à 630 nm. Le faisceau émis est quasi-monomode spatial comme le montre l'insert de la figure 3. Le diamètre du mode en sortie de fibre est de $4 \mu\text{m}$ à mi-hauteur. La raie émise est fine, de l'ordre de 0,2 nm à mi-hauteur. Dans cet exemple, l'efficacité interne de conversion est de 55% (en nombre de photons). On observe que pour les hautes puissances de pompe incidente, la pompe transmise n'est pas complètement dépeuplée. Cet effet est dû au profil temporel gaussien des impulsions de pompe qui limite l'efficacité de conversion, conformément aux simulations numériques [4].

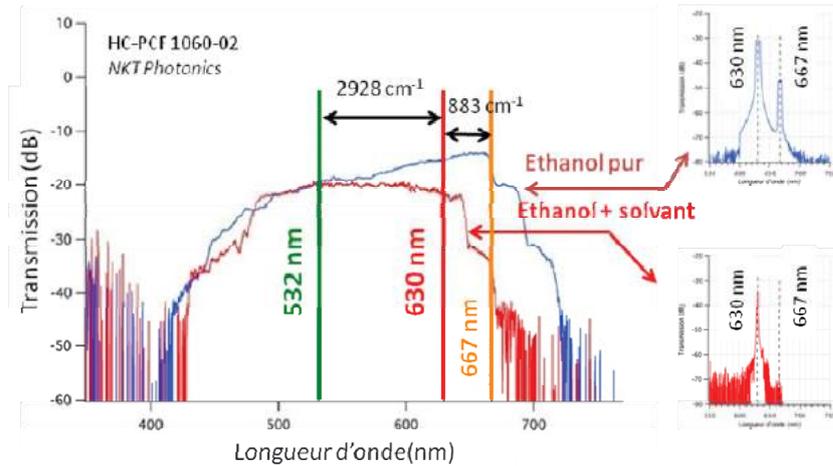


Figure 2. Adaptation de la bande de transmission du convertisseur à 630 nm. En bleu, transmission d'une fibre HC-PCF remplie d'éthanol pur (en haut à droite, spectre de sortie avec une raie à 630 nm et une raie à 667 nm). En rouge, transmission d'une fibre HC-PCF remplie d'un mélange d'éthanol et d'un solvant (en bas à droite, spectre de sortie avec uniquement la raie à 630 nm).

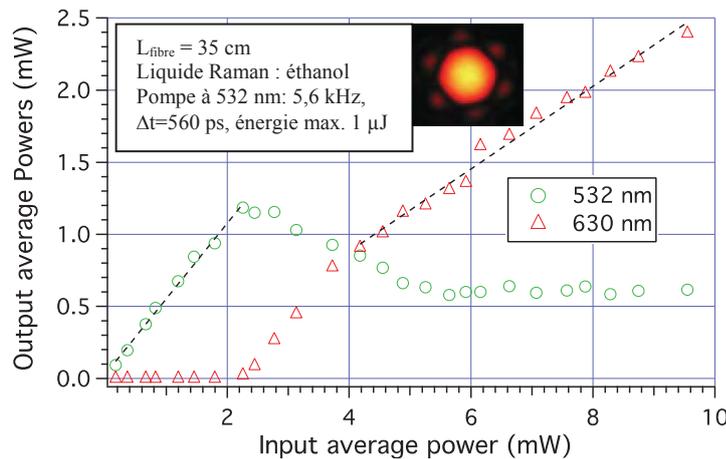


Figure 3. Puissances moyennes transmises à 532 nm et 630 nm en fonction de la puissance de pompe incidente moyenne. En insert, une photo du mode à 630 nm.

CONCLUSION

Nous avons réalisé différents convertisseurs de longueur d'onde permettant d'obtenir à partir d'un unique microlaser impulsionnel émettant à 532 nm des longueurs d'onde discrètes « à la demande », du visible au proche infrarouge, avec des efficacités de conversion élevées et dans des faisceaux de hautes brillances spatiale et spectrale. Ces convertisseurs peuvent être utilisés dans plusieurs domaines : microlidars, biophotonique (microscopies, excitation de fluorophores).

RÉFÉRENCES

- [1] R. F. Cregan et al., Science 285, pp. 1537 (1999)
- [2] Y. Y. Wang et al., Opt. Lett. 36, 5, 669–671 (2011)
- [3] G. Antonopoulos et al., Optics Express 14, pp. 3000-3006 (2006)
- [4] S. Lebrun et al., Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials, 19,(1), pp. 101-109 (2010)
- [5] S. Lebrun et al., EOS Topical meeting on Nonlinear Optics and Photonics, Paris, 3290 (2010)
- [6] M. C. Phan Huy et al., EOSAM, Berlin (2014)

CARACTÉRISATION D'UN LASER FIBRÉ À EFFET TALBOT

Côme Schnebelin^{1,2}, Hugues Guillet de Chatellus^{1,2}

¹ CNRS, LIPHY, F-38000 Grenoble, France

² Université Grenoble Alpes, LIPHY, F-38000 Grenoble, France

hugues.guilletdechatellus@univ-grenoble-alpes.fr

RÉSUMÉ

La propagation d'un laser à modes bloqués dans un milieu présentant de la dispersion de vitesse de groupe, permet de générer des trains d'impulsions à de forts taux de répétition (GHz ou plus). En effet, la propagation dans ce milieu entraîne l'apparition d'une phase spectrale quadratique qui permet, par un effet Talbot temporel, une multiplication du taux de répétition. Cependant, en pratique, la dispersion des matériaux est limitée, ce qui réduit fortement l'utilisation de cette technique. Nous présentons ici un nouveau type de laser à fibre, qui délivre un spectre possédant naturellement une phase quadratique ajustable. Ceci nous permet de générer des impulsions limitées par transformée de Fourier, à des taux de répétition à la demande.

MOTS-CLEFS : Lasers à fibre ; Effet Talbot ; Lasers à forts taux de répétition

1. INTRODUCTION

L'effet Talbot [1] est un phénomène de diffraction observé au voisinage d'un réseau (de pas Λ) éclairé par une onde plane (de longueur d'onde λ). A certaines distances bien particulières du réseau (correspondant à un multiple de la longueur de Talbot $Z_T = \Lambda^2/\lambda$), la figure de diffraction reproduit exactement la fonction de transmission du réseau. En se plaçant à une distance égale à une fraction $\frac{p}{q}$ de Z_T , on retrouve l'image des ouvertures du réseau, avec une période q fois plus petite. L'interprétation théorique de l'effet Talbot met en jeu la fonction de transfert de l'espace libre, c'est à dire une phase quadratique dans l'espace des fréquences spatiales.

Dans le domaine temporel, l'effet Talbot correspond à la multiplication par un entier, du taux de répétition d'un train d'impulsions à modes bloqués, soumis à une phase spectrale quadratique [2]. Plus précisément, lorsqu'on applique une phase spectrale de la forme $\pi \frac{p}{q} n^2$ à un peigne de fréquences (n est l'entier caractérisant les dents du peigne), le taux de répétition est multiplié par q . Cette propriété permet d'obtenir des taux de répétition élevés à partir d'un laser à modes bloqués conventionnel. Pourtant, la mise en oeuvre pratique de l'effet Talbot temporel est limitée par la dispersion des milieux transparents : par exemple, multiplier par 100 le taux de répétition d'un laser à modes bloqués à 80 MHz, nécessite une dispersion chromatique totale de $2.5 \cdot 10^{-19} \text{ s}^2$, soit 9600 km de propagation dans une fibre SMF28, pour un laser à 1550 nm. Cette contrainte, ajoutée au fait que le facteur de multiplication est fixé (par la longueur de la ligne dispersive), limite fortement les applications de l'effet Talbot temporel.

Ici, nous présentons un nouveau type de laser à fibre, qui permet de générer directement un peigne de fréquences dont la phase spectrale est quadratique. Ce laser ("à effet Talbot") repose sur une boucle à décalage de fréquence, injectée par un laser monomode continu. La courbure de la parabole des phases est facilement ajustable via les paramètres de la cavité, ce qui permet de faire varier facilement le taux de répétition du laser. Nous présentons une description théorique de ce laser à effet Talbot, ainsi que la mise en évidence de l'effet Talbot temporel dans un laser à fibre.

2. DESCRIPTION THÉORIQUE DU LASER À EFFET TALBOT

On considère une boucle (ou cavité) comprenant un décaleur en fréquence acousto-optique, à la fréquence f_s . On appelle $\tau_c = \frac{1}{f_c}$ le temps de parcours de la boucle. A chaque fois qu'un photon effectue

un tour dans la boucle, sa fréquence est décalée de f_s . La boucle est injectée, via un coupleur, par un champ extérieur $E_0(t)$. Un autre coupleur permet d'extraire une fraction du champ de la boucle. Dans le cas d'une injection continue par une onde de fréquence ω_0 et d'amplitude constante E_0 , le champ $E(t)$ en sortie du laser s'écrit comme [3] :

$$E(t) = E_0 e^{-i\omega_0 t} \sum_n g(n) e^{-in\omega_s t} e^{in\omega_0 \tau_c} e^{i\pi n(n+1) \frac{f_s}{f_c}} \quad (1)$$

où $g(n)$ est une fonction enveloppe, liée au gain et pertes de la boucle.

Lorsque f_s est un multiple de f_c , le champ dans la boucle correspond à celui d'un laser à modes bloqués (phase spectrale constante ou linéaire) et le taux de répétition est égal à f_s . Lorsque f_s et f_c satisfont $\frac{f_s}{f_c} = \frac{p}{q}$ où p et q sont 2 entiers premiers entre eux, le champ en sortie s'écrit comme :

$$E(t) = \sum_n TF[g] \left(\omega_s t - \omega_0 \tau_c - \frac{\pi}{q} (2n - p(1 + q)) \right) S_n(p, q) \quad (2)$$

où $S_n(p, q)$ est un nombre de module \sqrt{q} . L'amplitude du champ en sortie du laser correspond donc à un train d'impulsions limitées par transformée de Fourier, de taux de répétition $q f_s = p f_c$. Celui-ci est ajustable en faisant varier soit la longueur de la cavité, soit la fréquence de décalage dans la boucle.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

3.1 Description du système

Nous avons mis au point un laser à décalage de fréquence intra-cavité fibré, injecté par un laser continu monochromatique à 1550.4 nm, de très faible largeur de raie (voir figure 1). Un système de 2 coupleurs permet d'injecter la cavité et d'en extraire une partie du champ laser. La cavité comprend un modulateur acousto-optique, induisant un décalage positif en fréquence, ajustable entre 75 MHz et 85 MHz. Un amplificateur à fibre dopé Erbium est inséré dans la cavité, afin de compenser les pertes dues aux différents éléments et connecteurs du système. La cavité contient également un isolateur, un polariseur et un filtre passe-bande ajustable, permettant de contrôler la largeur spectrale du laser, et de limiter l'émission spontanée amplifiée. L'ensemble des composants sont à maintien de polarisation. Le signal en sortie du système est amplifié et détecté par une photodiode rapide, le spectre optique est mesuré grâce à un analyseur de spectre optique (voir figure 2).

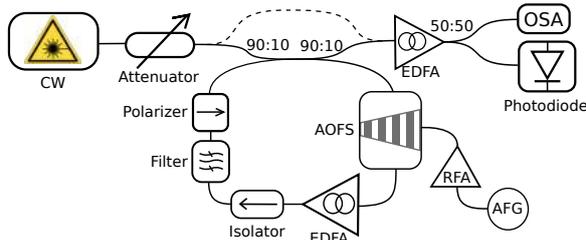


FIGURE 1 : Schéma du montage. La fibre en pointillés permet de recombinaison le champ de sortie avec une fraction du champ d'injection.

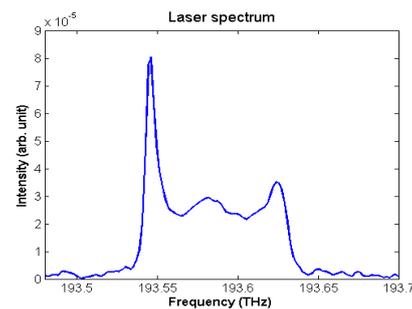


FIGURE 2 : Spectre du laser à effet Talbot. Le pic de gauche correspond à la fréquence du laser d'injection. La largeur spectrale est ici de l'ordre de 100 GHz.

3.2 Phase spectrale et trace temporelle

A partir du signal mesuré en recombinaison le champ de sortie avec une partie du champ d'injection (figure 1), on peut accéder, par transformée de Fourier, à la phase spectrale. Les mesures obtenues confirment la nature quadratique de cette phase spectrale (figure 3). En ajustant la fréquence de décalage du modulateur acousto-optique, on modifie la courbure de la parabole des phases. Lorsque f_s est un multiple de f_c , la phase spectrale est constante et le taux de répétition est égal à f_s (figure 3, a). Lorsque la valeur de f_s s'écarte de cette valeur, la nature quadratique de la phase spectrale apparaît et induit une DVG équivalente, qui a pour effet d'élargir l'impulsion (figure 3, b). Pour des courbures de paraboles plus importantes (figure 3, c, d) on observe la multiplication du taux de répétition du train d'impulsions. Notons que le taux de répétition est toujours un multiple de f_s , donc d'un signal radio-fréquences. L'asservissement de la longueur de la cavité sur cette fréquence devrait permettre la génération de trains d'impulsions à haute pureté spectrale.

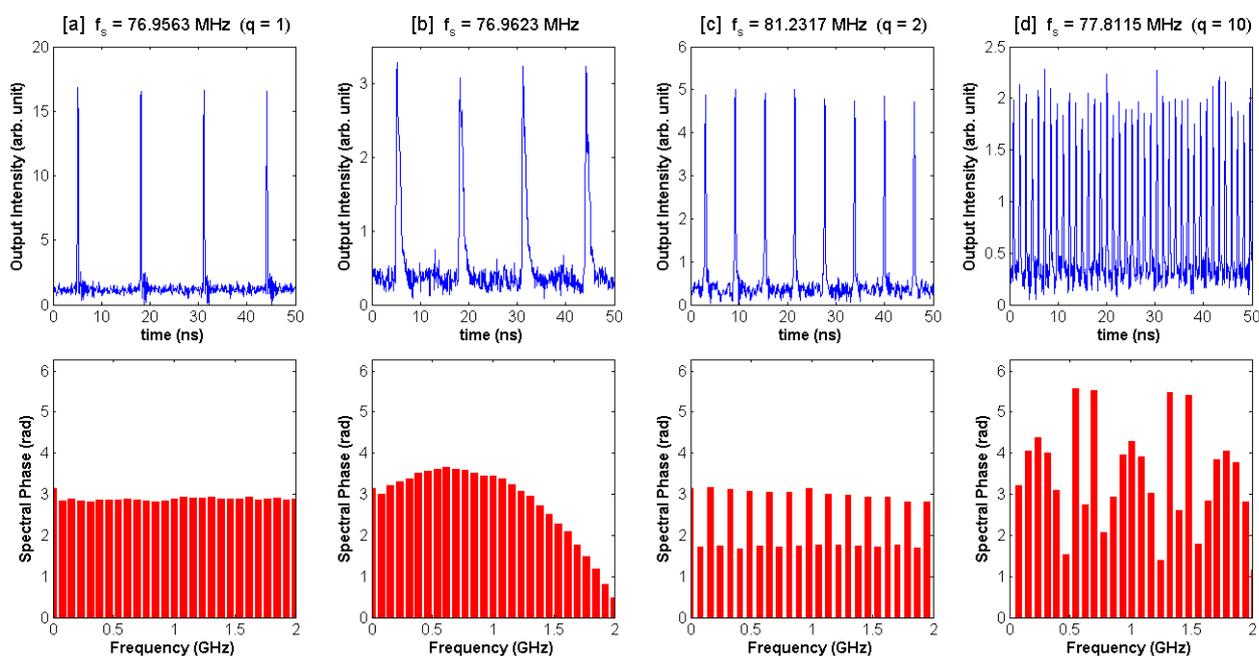


FIGURE 3 : Trace temporelle (bleu) et phase spectrale (rouge) en sortie du laser pour différentes valeurs de f_s .

CONCLUSION

Nous avons réalisé un laser fibré à effet Talbot. Conformément aux prédictions théoriques, nous avons mis en évidence une phase spectrale quadratique, dépendante des paramètres de la cavité. Le taux de répétition du train d'impulsions, directement relié à la courbure de cette parabole, est donc facilement ajustable. Cette source unique doit permettre de générer des trains d'impulsions à très haute cadence, utilisables pour les communications optiques, la génération d'ondes THz ou la spectroscopie.

- [1] H. F. Talbot, "Lxxvi. facts relating to optical science. no. iv," *The London and Edinburgh Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 9, no. 56, pp. 401–407, 1836.
- [2] J. Azana and M. A. Muriel, "Technique for multiplying the repetition rates of periodic trains of pulses by means of a temporal self-imaging effect in chirped fiber gratings," *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 23, pp. 1672–1674, Dec 1999.
- [3] H. Guillet de Chatellus, E. Lacot, W. Glastre, O. Jacquin, and O. Hugon, "Theory of talbot lasers," *Physical Review A*, vol. 88, no. 3, p. 033828, 2013.

LASER FEMTOSECONDE ENTIÈREMENT FIBRE ÉMETTANT À 1650 NM ET APPLICATION À LA MICROSCOPIE TRI-PHOTONIQUE

P. Cadroas^{1,2*}, L. Kotov^{1,3}, L. Abdeladim⁴, M. Likhachev³, D. Lipatov⁵, D. Gaponov², A. Hideur⁶, J. Livet⁷, W. Supatto⁴, E. Beurepaire⁴, S. Février¹

¹Univ. Limoges, CNRS, XLIM, UMR 7252, F-87000 Limoges

²Novae SAS, F-87000 Limoges

³Fiber Optics Research Center RAS, 38 Vavilov Street, Moscow 119333, Russia

⁴Laboratory for Optics and Biosciences, Ecole Polytechnique, CNRS UMR 7645, INSERM U1182, Palaiseau

⁵Institute of Chemistry of High Purity Substances RAS, 49 Tropinin Street, Nizhny Novgorod 603950, Russia

⁶CORIA UMR 6614, Normandie Université, CNRS-INSA-University of Rouen, 76801 Rouen

⁷Institut de la Vision, Université Pierre et Marie Curie, INSERM, 75012 Paris

p.cadroas@novae-laser.com ; sebastien.fevrier@unilim.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un laser entièrement fibré, délivrant des impulsions femtosecondes (~90 fs) de forte puissance crête (~85 kW) dont le spectre est centré à 1655 nm, ainsi que son application à l'imagerie de tissus biologiques.

MOTS-CLEFS : *Laser fibré; Laser impulsionnel ; Solitons ; Microscopie non-linéaire*

1. INTRODUCTION

La gamme de longueurs d'onde 1675 ± 20 nm est récemment apparue comme étant une fenêtre spectrale très prometteuse pour la microscopie multiphotonique à grande profondeur dans les tissus biologiques. En effet, à cette longueur d'onde, la longueur de pénétration de la lumière dans les tissus est maximisée par la conjonction de la diminution de la diffusion avec la longueur d'onde et d'un minimum local de l'absorption de l'eau. De plus, en microscopie non-linéaire le rapport signal à bruit de fond, qui limite la profondeur d'imagerie maximale des tissus augmente de façon très importante quand on utilise comme contraste un effet tri-photonique plutôt que bi-photonique. Pour ces raisons, la microscopie par excitation à trois photons avec une longueur d'onde d'excitation d'environ 1675 nm a récemment été proposée comme une approche efficace pour l'imagerie de tissus vivants et/ou intacts à grande profondeur [1]. Horton *et al.* ont développé un laser basé sur un amplificateur à dérive de fréquence associé à une fibre à cristal photonique à grande aire modale de type « barreau » qui décale la longueur d'onde porteuse de l'impulsion de 1550 nm à 1675 nm grâce à l'auto-décalage Raman solitonique. Le laser délivre un train d'impulsions de 65 fs de durée et de 67 nJ d'énergie à la cadence de 1 MHz. Ils ont pu ainsi imager des structures vasculaires et cellulaires à 1,2 mm de profondeur dans le cerveau intact de souris. Cette démonstration constitue à ce jour la meilleure performance connue pour cette technique. Cependant en raison de son architecture volumineuse et des nombreux réglages nécessaires, cette source laser est difficilement utilisable dans l'environnement d'un laboratoire d'imagerie biologique.

La généralisation de cette technique d'imagerie non-linéaire et son adoption par une communauté plus large nécessite le développement de sources laser impulsionnelles stables, facilement utilisables et à moindre coût, émettant dans cette plage spectrale. Nous explorons l'utilisation de fibres flexibles à grande aire modale afin d'accroître la puissance crête des impulsions tout en conservant les avantages inhérents des fibres optiques (compacité, facilité de déport d'impulsions, etc.). Nous avons précédemment reporté la génération d'impulsions femtosecondes de 53 kW dans la gamme spectrale comprise entre 1650 et 1800 nm, à l'aide d'une source entièrement fibrée [3]. Toutefois cette source n'avait pas été appliquée à la microscopie tri-photonique. Nous présentons dans cette communication une source laser entièrement fibrée délivrant un train d'impulsions de

durée 90 fs (FWHM) et de puissance crête de 85 kW ainsi que son application à l'imagerie de tissus biologiques.

2. MONTAGE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le schéma du montage optique développé est présenté en figure 1.

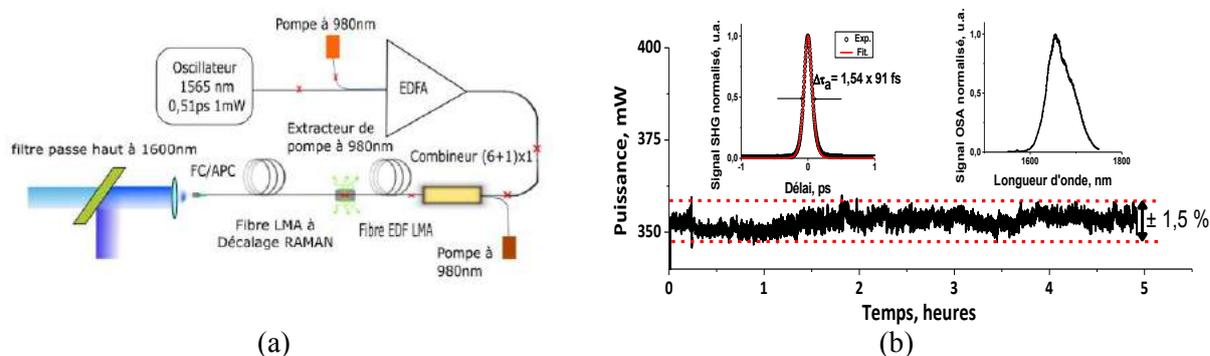


Figure 1 : (a) Montage expérimental. (b) Performances mesurées en sortie du laser pour une puissance de pompe de 28 W à 980 nm

Un oscillateur solitonique à verrouillage de modes en phase génère un train d'impulsions à un taux de répétition de 48 MHz, à la longueur d'onde de 1565 nm. Les impulsions en limite de Fourier ont une durée de 0,5 ps (largeur spectrale à mi-hauteur égale à 5 nm). Un segment de fibre à dispersion normale a été inséré après l'oscillateur afin d'étirer les impulsions. Un préamplificateur à fibre dopée Erbium augmente la puissance moyenne afin de saturer l'amplificateur de puissance. L'amplificateur de puissance est basé sur une fibre active à grande aire modale en régime de pompage par la gaine, monomode à 1700 nm [4], développée conjointement par XLIM et l'Académie des Sciences de Russie. Jusqu'à 30 W de pompe à 976 nm sont injectés dans cette fibre. Le signal amplifié est ensuite injecté dans une fibre passive à large aire modale qui va participer au décalage du spectre de l'impulsion jusqu'à 1655 nm (insert, figure 1b). Lors de l'injection dans cette fibre, on extrait les résidus de pompe à 980 nm. La face de sortie de cette fibre est clivée en angle afin d'observer le signal de sortie. À l'aide d'un filtre passe-haut à 1600 nm, la pompe non-linéaire femtoseconde à 1565 nm est rejetée. La fraction d'énergie, contenue dans l'impulsion solitonique décalée à une longueur d'onde centrale de 1655 nm, correspond à environ 40% de l'énergie totale, soit une puissance crête de 85 kW pour une impulsion de largeur à mi-hauteur de 90 fs, mesurée par autocorrélateur (FR-103 XL de Femtochrome) (insert, figure 1b). La puissance du laser ne varie que de $\pm 1,5\%$ sur 5 h d'utilisation en imagerie biologique.

3. RESULTATS D'IMAGERIE A TROIS PHOTONS

Le laser émettant à 1655 nm est injecté dans un microscope multi-photonique à balayage optimisé pour une transmission dans le proche infra-rouge, développé au Laboratoire Optique et Biosciences de Palaiseau. Les signaux de fluorescence excitée à 3 photons (3PEF) et le signal de génération de troisième harmonique (THG) sont séparés spectralement et détectés simultanément sur deux détecteurs indépendants.

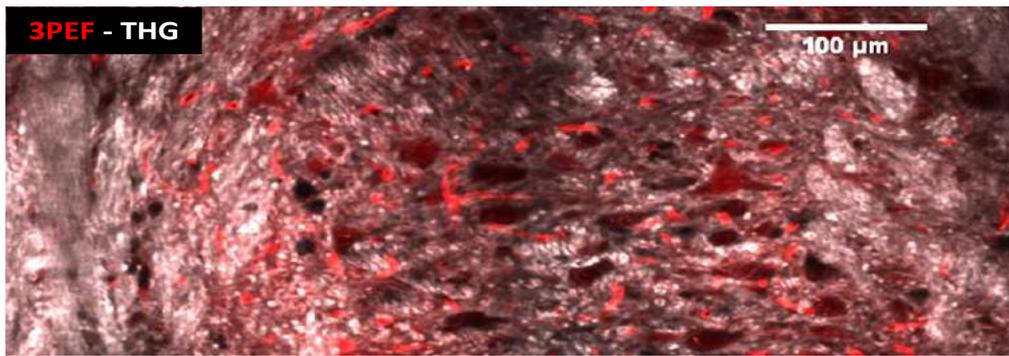


Figure 2 : Image par fluorescence à trois photons (rouge) et THG (blanc) d'un échantillon de tronc cérébral de souris marquée avec une protéine fluorescente rouge dTomato. Temps d'acquisition : 100 μ s/pixel.

La figure 2 illustre un exemple d'imagerie multimodale 3PEF/THG réalisée avec la source laser développée sur un échantillon de tissu de tronc cérébral de souris transgénique Rainbow-3 [5]. L'imagerie de troisième harmonique permet d'avoir une image structurale sans marquage de cette zone du tronc cérébral. Le signal de fluorescence 3PEF provient d'un marquage ubiquitaire du tissu avec une expression plus forte au niveau des vaisseaux sanguins.

CONCLUSION

Nous avons présenté une nouvelle source impulsionnelle fibrée émettant à 1655nm, et la première démonstration de microscopie à trois photons utilisant un laser entièrement fibré. Le laser développé pour cette application délivre des impulsions de durée 90 fs et de puissance crête 85 kW. Les images obtenues montrent que notre source est utilisable pour la microscopie non-linéaire multimodale à trois photons de tissus biologiques, avec des temps d'acquisition relativement courts à quelques dizaines de micromètres de profondeur (25 à 100 μ s/pixel). Pour maintenir cette cadence d'imagerie à grande profondeur, il sera nécessaire d'augmenter la puissance crête de la source. Cependant ces résultats indiquent que l'architecture de la source est très prometteuse compte tenu de sa compacité.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été en partie financé par les contrats ANR-13-BS09-0018 UBRIS2, ANR-11-EQPX-0029 Morphoscope2, DIL Région Limousin « amplificateur femtoseconde à fibre optique », Projet d'innovation Région Limousin « Laser femtoseconde à 1,7 μ m » et IDEX Paris-Saclay « initiative doctorale interdisciplinaire ».

RÉFÉRENCES

- [1] N.G Horton, K. Wang, D. Kobat, C.G. Clark, F.W. Wise, C.B. Schaffer, and C. Xu, "In vivo three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain", *Nat. Phot.* **7**, 205 (2013)
- [2] J. P. Gordon, "Theory of the soliton self-frequency shift," *Opt. Lett.* **11**, 662 (1986)
- [3] P. Cadroas, L. Kotov, M. Likhachev, M. Bubnov, D. Lipatov, A. Guryanov, M. Tang, A. Hideur et S. Février, "Laser femtoseconde à fibre optique émettant des impulsions de haute énergie (8 nJ) autour de 1700 nm", *Journées Nationales d'Optique Guidée* (2015)
- [4] L. Kotov, M. Likhachev, M. Bubnov, O. Medvedkov, D. Lipatov, A. Guryanov, K. Zaytsev, M. Jossent, and S. Février, "Millijoule pulse energy 100-nanosecond Er-doped fiber laser," *Opt. Lett.* **40**, 1189 (2015)
- [5] I. Tabansky, A. Lenarcic, R.W. Draft, K. Loulier, D.B. Keskin, J. Rosains, J. Rivera-Feliciano, J.W. Lichtman, J. Livet, J.N. Stern, J.R. Sanes, and K. Eggan., "Developmental bias in cleavage-stage mouse blastomeres," *Curr. Biol.* **23**, 21 (2013)

L'INDICE EFFECTIF MOYEN : UN ACTEUR CLÉ DANS LA RÉPONSE DES RÉSEAUX DE BRAGG FIBRÉS À LA COURBURE

Romain Guyard¹, Dominique Leduc¹, Yann Lecieux¹, Cyril Lupi¹

¹ Institut de Génie Civil et de Mécanique (GeM), Université de Nantes, UMR CNRS 6183, France

dominique.leduc@univ-nantes.fr

RÉSUMÉ

Dans cet article nous montrons que la variation de longueur d'onde de Bragg induite par une courbure du réseau est liée à une compétition entre la variation d'indice effectif et la variation du coefficient de couplage des modes contra-propagatifs. Le facteur de pondération entre les deux est l'indice effectif moyen du réseau.

MOTS-CLEFS : Réseau de Bragg ; Courbure

1. INTRODUCTION

Depuis leur découverte en 1978, les réseaux de Bragg fibrés ont été intensément étudiés [1]. Des recherches abondantes ont porté sur leur sensibilité à divers paramètres tels que la déformation ou la température [2]. Leur sensibilité à la courbure est en revanche restée longtemps inexplorée. Ce n'est que très récemment que des expérimentations sur ce sujet ont été menées. Plusieurs études [3, 4, 5] montrent une décroissance de la longueur d'onde de Bragg quand le rayon de courbure diminue. Pour certaines fibres de type SMF28, la décroissance s'accompagne toutefois d'une forte dispersion des mesures (figure 1a de [3]). Dans une autre étude, Lim et coll. [6] observent que la longueur d'onde de Bragg peut également croître quand le rayon de courbure diminue.

Les auteurs utilisent différentes approches pour modéliser les résultats. Lim et coll. [6] introduisent un facteur de couplage relatif phénoménologique dont la valeur varie entre 0 et 1. Thompson et coll. [4] s'appuient sur la « Beam Propagation Method » et le « conformal mapping » dans un guide ruban pour déterminer la variation d'indice effectif induite par la courbure et en déduire la variation de longueur d'onde de Bragg. Leur modèle prédit une augmentation systématique de la longueur d'onde de Bragg quand le rayon de courbure diminue. Zhang et coll. [5] quant à eux assimilent le champ électrique du mode de cœur à un mode gaussien. Cette approximation leur permet de calculer analytiquement la déformation du mode induite par la courbure. Ils utilisent en outre un conformal mapping pour déterminer la variation transverse d'indice dans le réseau. Ils peuvent alors calculer le coefficient de couplage du mode déformé dans le réseau courbé, et en déduire la variation de longueur d'onde de Bragg induite par la courbure. Ce modèle prédit une diminution systématique de la longueur d'onde de Bragg quand le rayon de courbure diminue. On le voit, les deux modèles contiennent une part de vérité mais ne permettent pas de rendre compte de toutes les observations expérimentales. L'objectif de cet article est d'apporter une modélisation complète des effets de la courbure sur les réseaux de Bragg fibrés permettant d'expliquer l'apparente contradiction entre les différentes mesures présentées dans la littérature.

2. MÉTHODOLOGIE ET RÉSULTATS

En l'absence de solution analytique exacte pour le champ électrique du mode se propageant dans un réseau de Bragg fibré courbé, il est nécessaire d'avoir recours à la simulation. La courbure brisant la symétrie, cette simulation doit se faire en 3 dimensions et le pas de discrétisation ne doit pas excéder un cinquième de la longueur d'onde. Ces deux contraintes impliquent un nombre d'éléments à utiliser dans la simulation tel, qu'elle est impossible à réaliser dans un temps raisonnable sur la plupart des machines actuelles. Des méthodes alternatives permettant de réduire la complexité du problème doivent être trouvées.

Notre approche consiste à découpler le problème (voir figure 1). On cherche dans un premier temps à déterminer les caractéristiques du mode qui se propage dans la fibre courbée et dans un deuxième temps à remplacer le réseau courbé par un réseau droit équivalent.

Plusieurs méthodes ont été proposées pour l'étude des modes dans une fibre courbée : méthode perturbative, « conformal mapping », méthode tensorielle et simulation axi-symétrique. Notre choix s'est porté sur cette dernière car elle ne suppose aucune restriction sur le rayon de courbure et c'est la seule qui permet d'inclure les effets photoélastiques induits par la courbure. La simulation axi-symétrique consiste à assimiler la fibre courbée à un tore dont le rayon est égal au rayon de courbure. Le mode qui s'installe dans la fibre courbée est celui qui se propage sans se déformer dans le tore. Cette invariance lors de la propagation permet de réduire le problème de propagation en 3 dimensions à une recherche de mode propre dans la section d'une fibre, le calcul étant fait dans

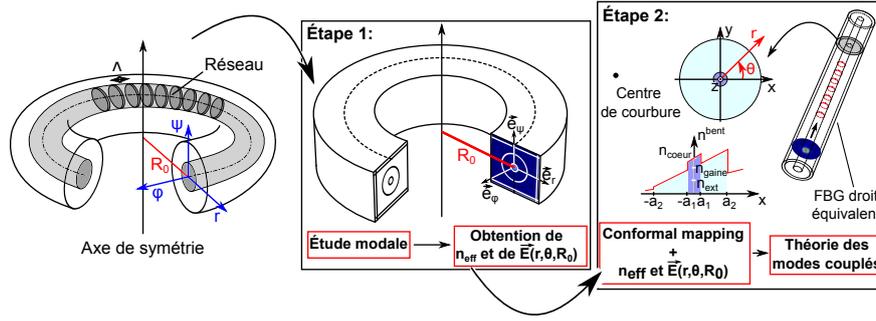


FIGURE 1: Méthodologie employée pour le calcul de la réponse spectrale d'un réseau de Bragg courbé.

un repère axi-symétrique. Le centre de la fibre se trouve à une distance R_0 du centre du repère, R_0 étant le rayon de courbure. La zone carrée sur la figure 1 correspond à l'espace de simulation. Le calcul est effectué à l'aide du logiciel Comsol utilisant la méthode des éléments finis. Cette méthode permet en outre de prendre en compte les variations transverses d'indice liées à l'effet photoélastique. En effet, lorsque la fibre est courbée, elle se comprime sur sa partie à l'intérieur de la courbure et s'étire sur sa partie à l'extérieur. Pour exprimer l'état de contrainte dans la poutre, on assimile la fibre optique à une poutre de section circulaire, initialement droite qui se déforme en flexion. La théorie des poutres d'Euler-Bernoulli nous donne l'expression du champ de contrainte dans la fibre optique [7] :

$$\bar{\sigma} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{r}{R_0} E \end{pmatrix} \quad (1)$$

où R_0 est le rayon de courbure, E le module de Young de la fibre et r la variable spatiale transverse dans le plan de courbure. Ces contraintes induisent des modifications des indices de réfraction de la fibre par effet photoélastique [8] :

$$n_i^{\text{bend}} = n_i I_d + \begin{pmatrix} \Delta n_i^t & 0 & 0 \\ 0 & \Delta n_i^t & 0 \\ 0 & 0 & \Delta n_i^z \end{pmatrix} \quad i = 1, 2 \quad \text{avec :} \quad \begin{cases} \Delta n_i^t &= \frac{n_i^3 r}{2R_0} [p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})] \\ \Delta n_i^z &= \frac{n_i^3 r}{2R_0} [p_{11} - 2\nu p_{12}] \end{cases} \quad (2)$$

où n_1 est l'indice de réfraction du cœur, n_2 l'indice de la gaine en absence de contrainte et I_d la matrice identité. Les quantités p_{11} et p_{12} sont les composantes du tenseur de photoélasticité et ν le coefficient de Poisson de la fibre. À l'issue de la simulation axi-symétrique, on obtient l'indice effectif $n_{\text{eff}}(R_0)$ du mode qui se propage dans la fibre courbée, et la répartition transverse de son champ électrique $\vec{E}(r, \theta, R_0)$.

Pour prendre en compte les effets de la courbure sur le réseau lui-même, on utilise « un conformal mapping » [5] qui donne le réseau droit équivalent au réseau courbé :

$$n_{\text{FBG}}^{\text{bend}}(r, \theta, z, R_0) = n_{\text{FBG}} \left(1 + \frac{r \cos \theta}{1, 24 R_0} \right) \quad \text{avec :} \quad n_{\text{FBG}} = n_1 + n_1 \delta \bar{n}_1 \left[1 + m \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda} z \right) \right] \quad (3)$$

où $\delta \bar{n}_1$ est l'indice effectif moyen du réseau, m la profondeur de modulation et Λ le pas du réseau.

En combinant les deux, on en vient donc à considérer un réseau droit d'indice : $n_{\text{FBG}}^{\text{bend}}(r, \theta, z, R_0)$, dont le mode de cœur a pour champ électrique : $\vec{E}(r, \theta, R_0)$. Ce système est formellement identique à un réseau classique, on peut donc lui appliquer la théorie des modes couplés standard. Cela implique en particulier que la longueur d'onde de résonance est donnée par [1] :

$$\lambda_B = 2 \left[n_{\text{eff}}(R_0) + \frac{\lambda_B}{2\pi} \delta \bar{n}_1 \kappa(R_0) \right] \Lambda \quad \text{avec :} \quad \kappa(R_0) = \frac{\omega n_1^2 \varepsilon_0}{2} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{a_1} \left(1 + \frac{r \cos \theta}{1, 24 R_0} \right)^2 |\vec{E}(r, \theta, R_0)|^2 r dr \quad (4)$$

où $\kappa(R_0)$ est le coefficient de couplage entre les modes contra-propagatifs et a_1 le rayon du cœur de la fibre.

Lorsque le réseau se courbe, le mode de cœur se déforme. Son indice effectif évolue ainsi que le coefficient de couplage entre modes contra-propagatifs. Le décalage de longueur d'onde de Bragg $\Delta \lambda_B$ équivaut à :

$$\Delta \lambda_B = 2\Lambda \left[\Delta n_{\text{eff}} + \frac{\delta \bar{n}_1}{2\pi} \Delta(\lambda_B \kappa) \right] \quad (5)$$

En pratique, les variations de λ_B avec R_0 sont très faibles comparées à celles de κ . On peut alors considérer λ_B comme constante dans le membre de droite de l'équation 5 et assimiler la variation de la longueur d'onde de

résonance à :

$$\Delta\lambda_B = 2\Lambda \left(\Delta n_{\text{eff}} + \frac{\lambda_B}{2\pi} \delta\bar{n}_1 \Delta\kappa \right) \quad \text{où :} \quad \begin{cases} \Delta n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(R_0) - n_{\text{eff}}(R_0 = \infty) \\ \Delta\kappa = \kappa(R_0) - \kappa(R_0 = \infty) \end{cases} \quad (6)$$

La forme de la relation 6 a le mérite de bien mettre en lumière l'origine de la variation de λ_B avec la courbure.

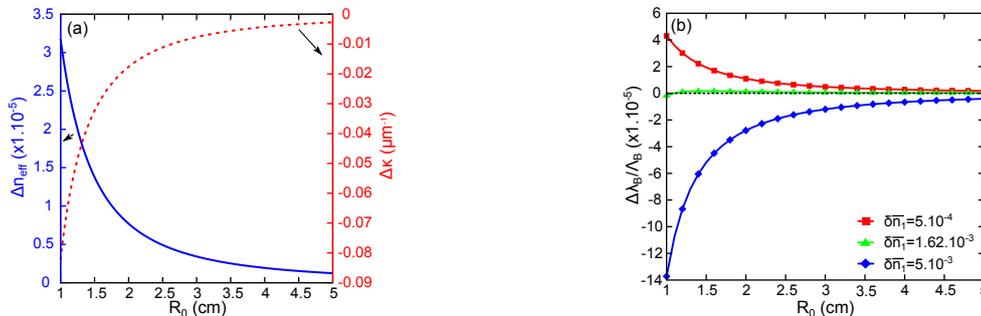


FIGURE 2: (a) Variations de l'indice effectif du mode et du coefficient de couplage en fonction de la courbure du réseau ; (b) Décalage de la longueur d'onde de Bragg avec la courbure de la fibre pour 3 réseaux d'indice effectif moyen différents.

Elle met en évidence l'existence de deux contributions : la variation de l'indice effectif et la variation du coefficient de couplage. Or, comme le montre la figure 2a, ces deux variations se font en sens opposés. Il y a donc en fait compétition entre les deux phénomènes. Le facteur de pondération entre les deux est le terme $\frac{\lambda_B}{2\pi} \delta\bar{n}_1$. L'indice effectif moyen $\delta\bar{n}_1$ conditionne donc la croissance ou la décroissance de la longueur d'onde de résonance avec le rayon de courbure. Cela est illustré sur la figure 2b qui montre la variation de λ_B pour différents réseaux inscrits dans des fibres de type SMF28 ($a_1 = 4,2 \mu\text{m}$, $n_1 = 1,0036$, $n_2 = 1,444024$) ayant la même longueur d'onde de résonance au repos $\lambda_B = 1,551 \text{ nm}$ mais des indices effectifs moyens différents. Pour $\delta\bar{n}_1 = 5 \cdot 10^{-4}$ la longueur d'onde de Bragg augmente quand R_0 diminue comme dans [6], pour $\delta\bar{n}_1 = 5 \cdot 10^{-3}$ elle diminue comme dans [4, 5] et elle reste quasiment constante pour la valeur critique $\delta\bar{n}_1 = 1,62 \cdot 10^{-3}$. En outre, on remarque que l'espace délimité par les courbes $\delta\bar{n}_1 = 5 \cdot 10^{-4}$ et $\delta\bar{n}_1 = 5 \cdot 10^{-3}$ ressemble de façon frappante à la zone grisée de la figure 1a de la référence [3] qui correspond à la dispersion des mesures pour une SMF28. On peut émettre l'hypothèse que les réseaux testés dans cette expérience différaient par leur indice effectif moyen, certains étant en dessous de la valeur critique et d'autres au dessus. Cela expliquerait que pour certains d'entre eux la longueur d'onde de Bragg diminuait avec la courbure tandis qu'elle augmentait pour les autres.

3. CONCLUSION

Dans cet article nous avons montré que la variation de longueur d'onde de Bragg résulte de la compétition entre la variation de l'indice effectif du mode de cœur et de la variation du coefficient de couplage entre les modes contra-propagatifs. Le facteur de pondération entre les deux est l'indice effectif moyen. Quand il est supérieur à une valeur critique la longueur d'onde de Bragg diminue avec le rayon de courbure. Quand il est inférieur à cette valeur critique, la longueur d'onde de Bragg augmente quand le rayon de courbure diminue. Cette modélisation permet d'expliquer toutes les observations expérimentales faites à ce jour.

RÉFÉRENCES

- [1] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 15, no. 8, pp. 1277–1294, Aug 1997.
- [2] A. Kersey, A. Davis, H. Patrick, M. Leblanc, K. Koo, C. Askins, A. Putnam, and E. Friebele, "Fiber Grating Sensors," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1442–1463, 1997.
- [3] S. Wade, D. Robertson, A. C. Thompson, and P. R. Stoddart, "Changes in spectral properties of fibre bragg gratings owing to bending," *Electronics Letters*, vol. 47, no. 9, pp. 558–559, 2011.
- [4] A. C. Thompson, P. J. Cadusch, D. F. Robertson, P. R. Stoddart, S. Wade *et al.*, "Origins of spectral changes in fiber bragg gratings due to macrobending," *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 30, no. 22, pp. 3500–3511, 2012.
- [5] W. Zhang, X. Lei, W. Chen, H. Xu, and A. Wang, "Modeling of spectral changes in bent fiber bragg gratings," *Optics letters*, vol. 40, no. 14, pp. 3260–3263, 2015.
- [6] K.-S. Lim, H.-Z. Yang, A. Becir, M.-H. Lai, M. M. Ali, X. Qiao, and H. Ahmad, "Spectral analysis of bent fiber bragg gratings : theory and experiment," *Optics letters*, vol. 38, no. 21, pp. 4409–4412, 2013.
- [7] S. Timoshenko and J. N. Goodier, *Theory of elasticity*. McGraw-Hill, 1969.
- [8] R. Gafsi and M. A. El-Sherif, "Analysis of induced-birefringence effects on fiber bragg gratings," *Optical Fiber Technology*, vol. 6, no. 3, pp. 299 – 323, 2000. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S106852000090333X>

ÉCHANTILLONNEUR ET AMPLIFICATEUR TOUT OPTIQUE PAR MODULATION TEMPORELLE DE PHASE

Javier Nuño, Marin Gilles, Massimiliano Guasoni, Christophe Finot et Julien Fatome

Laboratoire Interdisciplinaire Carnot Bourgogne, UMR 6303 UBFC-CNRS, 2178 Dijon, France

Javier.Nuno-Del-Campo@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une nouvelle architecture permettant l'échantillonnage à un taux de répétition élevé d'un signal optique. Basée sur une modulation de phase imprimée sur l'onde à analyser, cette technique apporte de plus une amplification virtuelle du niveau du signal. Nous décrivons deux méthodes expérimentales mises en œuvre pour valider ce concept, l'une basée sur une modulation de phase croisée non-linéaire, l'autre sur une modulation temporelle conventionnelle directe.

MOTS-CLEFS : *modulation de la phase optique, échantillonnage tout optique, optique non-linéaire fibrée*

1. INTRODUCTION

Dans les systèmes photoniques modernes, le processus d'échantillonnage revêt une importance majeure pour de nombreuses applications incluant les communications optiques, la métrologie, les capteurs et la détection. Dans ce contexte, les effets non-linéaires ont d'ores et déjà démontré leur potentialité vis-à-vis de l'échantillonnage tout optique ultra-rapide : une impulsion ultra-brève de forte puissance assure le rôle d'une porte optique et un processus non-linéaire est employé pour découper le signal. Parmi la grande variété des processus non-linéaires adéquats, nous pouvons citer le mélange à quatre ondes, la modulation de phase croisée, la rotation non-linéaire de polarisation ou bien encore l'auto-décalage Raman solitonique.

L'approche que nous proposons ici est assez différente. Basiquement, nous nous proposons d'inscrire sur le signal une modulation temporelle de phase au taux de répétition souhaité que nous compensons ensuite, le tout soit de manière simultanée et distribuée, soit par l'action d'éléments linéaires ponctuels. Le premier cas est réalisé par une modulation de phase croisée dans une fibre à dispersion normale alors que la seconde approche est menée grâce à un modulateur de phase suivi d'un compensateur ajustable de dispersion chromatique.

Nous décrivons ici principalement le principe, le montage et les résultats obtenus par la première approche avant d'évoquer la mise en œuvre expérimentale de la méthode linéaire et discrète.

2. PRINCIPE DE L'ÉCHANTILLONNAGE PAR MODULATION DE PHASE CROISÉE ET MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Le principe de l'échantillonnage par modulation de phase croisée est illustré par les panneaux a et b de la figure 1. Nous considérons ici un signal à échantillonner long et de faible intensité par rapport à la période temporelle de modulation d'une pompe sinusoïdale située sur la polarisation orthogonale au signal. Au cours de sa propagation dans une fibre optique hautement non-linéaire, cette modulation d'intensité va inscrire sur le signal à analyser, via la modulation de phase croisée (XPM), une dérive de fréquence (ou chirp) qui sera proportionnelle au gradient temporel de la pompe. La dispersion (GVD) normale intervient alors pour convertir cette modulation de phase du signal en une modulation d'intensité : par effet piston, l'énergie se concentre au minimum de la

pompe, transformant ainsi le signal continu en un train d'impulsions ultra-brèves cadencé au même taux de répétition que la pompe [1]. La dispersion normale agit également sur la pompe, modifiant progressivement son profil en accentuant notamment le gradient existant au niveau des creux [2]. Cette dynamique entre deux ondes polarisées orthogonalement a déjà pu être exploitée dans le cadre de la génération de sources à des débits de 40 GHz [3].

Le montage expérimental adapté à un fonctionnement aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques est résumé Fig. 1(c). Le signal à échantillonner est d'une durée typique de la nanoseconde et est généré par modulation d'une onde continue. La pompe sinusoïdale à 40 GHz est obtenue grâce à un modulateur d'intensité alimenté par une horloge à 20 GHz et opérant à son point de transmission nulle. Une surmodulation en phase est ajoutée pour prévenir toute réflexion Brillouin. Un amplificateur haute-puissance à fibre dopée erbium (HP-EDFA) permet d'atteindre une puissance moyenne de l'ordre du Watt. Grâce à un multiplexeur en polarisation, signal et pompe sont injectés sur les deux axes d'une fibre à dispersion normale ($D = -2.5$ ps/km/nm) de longueur 5 km. Le signal échantillonné est séparé de la pompe par un démultiplexeur en polarisation avant d'être analysé sur un oscilloscope électrique à échantillonnage, un oscilloscope à échantillonnage optique ou un analyseur de spectre optique.

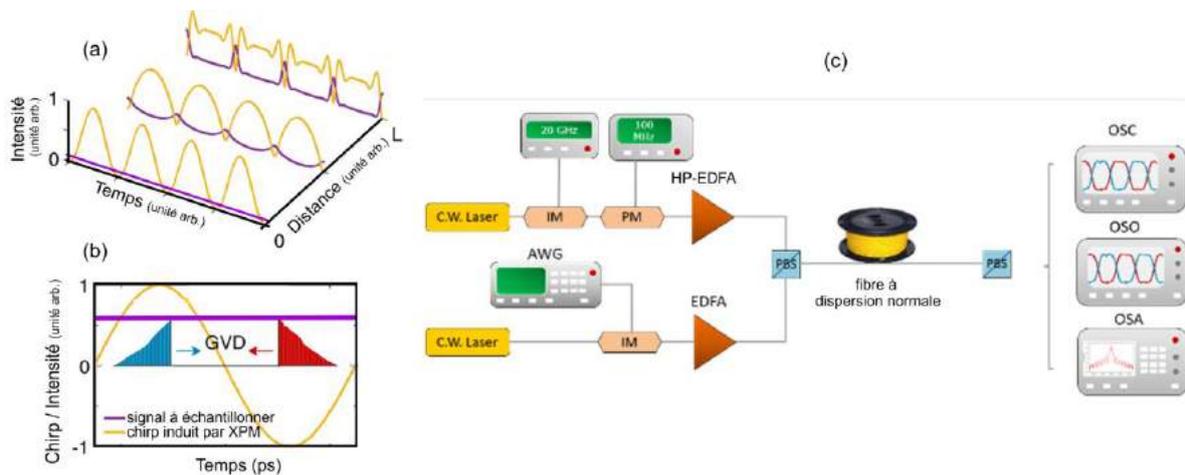


Fig. 1 : (a) Évolution d'une onde quasi-continue de faible intensité (violet) en présence d'une pompe sinusoïdale de forte intensité (jaune) placée sur une polarisation orthogonale. (b) Principe de l'effet piston mis en œuvre pour échantillonner le signal. (c) Montage expérimental utilisé pour valider notre approche.

3. RÉSULTATS OBTENUS PAR MODULATION DE PHASE CROISÉE

Les résultats expérimentaux enregistrés sur les différents appareils de caractérisation confirment la pertinence de l'approche développée. Sur la Fig. 2(a), nous pouvons tout d'abord constater que la forme nanoseconde à analyser est parfaitement échantillonnée, aucune distorsion particulière n'étant visible. La concentration temporelle de l'énergie permet d'accroître le niveau de signal enregistré comme nous pouvons le constater Fig. 2(c) avec une augmentation significative du signal enregistré lorsque la pompe est en route. Notons ici qu'aucun transfert d'énergie entre pompe et signal n'intervient, le processus apparent d'amplification se réalisant à énergie constante pour le signal [4]. Le gain en niveau crête alors obtenu a été mesuré en fonction de la puissance de pompe et peut atteindre 8 dB. Les résultats expérimentaux résumés Fig. 2(c) sont en parfait accord avec les prédictions réalisables à partir de l'intégration d'un système de deux équations de Schrödinger non-linéaire couplées (pompe/signal). Au niveau spectral (résultats non inclus dans ce résumé), nous avons pu constater que la modulation de phase croisée élargissait significativement le spectre du signal et nous avons pu développer une approche analytique prédisant fidèlement cette distorsion.

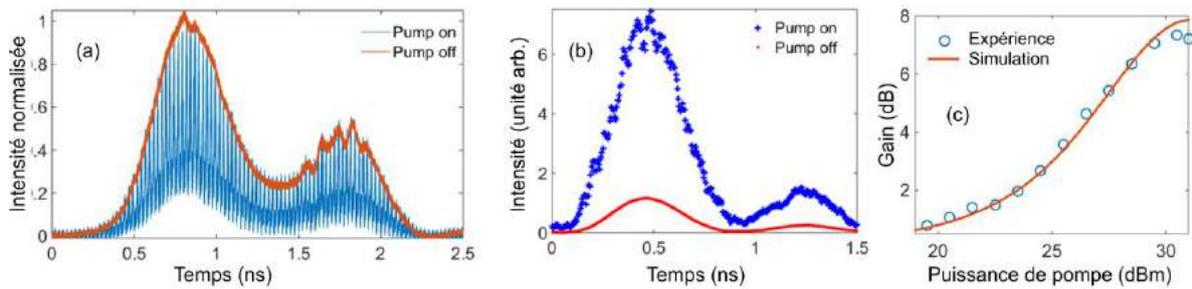


Fig. 2 : Résultats obtenus par la technique non-linéaire. (a) Comparaison du signal de référence (rouge) et du signal après échantillonnage à 40 GHz observé sur un oscilloscope à échantillonnage de bande passante 70 GHz (bleu). (b) Comparaison entre le signal à échantillonner (rouge) et l'enveloppe du signal enregistré après mise en route de la pompe (bleu). Résultats enregistrés sur un oscilloscope à échantillonnage optique. (c) Évolution du facteur de gain en fonction de la puissance de pompe : comparaison des résultats expérimentaux (cercles) et des résultats obtenus par simulation numérique.

4. EXTENSION A UNE MODULATION DE PHASE DIRECTE

L'approche développée précédemment se base sur la modulation de phase croisée progressivement introduite lors de la propagation dans une fibre optique de 5 kilomètres avec la dispersion normale concentrant simultanément et progressivement l'énergie du signal au minimum de la modulation de la pompe. Il est possible de dissocier les deux actions distribuées. Ainsi, en utilisant un modulateur de phase à haute bande passante alimenté par une modulation sinusoïdale à haut-débit, il est possible de recréer dans une première étape la modulation de phase nécessaire à l'effet de compression. Dans un second temps, une compensation partielle de cette phase par un élément dispersif va permettre de réaliser l'échantillonnage attendu. Cet élément dispersif peut prendre la forme d'un segment de fibre dont la longueur a été judicieusement choisie par rapport au niveau de modulation initialement introduite [5]. Cela peut également être un compensateur de dispersion tel un façonneur spectral programmable dont le niveau de chirp est finement ajustable. Le dispositif devient alors flexible et peut s'accommoder de fréquences d'échantillonnage très variées.

Nous avons testé expérimentalement cette seconde approche. Les résultats obtenus confirment totalement la capacité de deux éléments discrets et linéaires à reproduire des performances relativement similaires à celles observées dans le cadre du dispositif non-linéaire distribué.

RÉFÉRENCES

- [1] Q. Z. Wang, *et al.*, "Degenerate cross-phase modulation for pulse compression and amplification of ultrashort laser pulses," *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 1023-1025, 1990.
- [2] J. Fatome, *et al.*, "Observation of Optical Undular Bores in Multiple Four-Wave Mixing," *Phys. Rev. X*, vol. 4, p. 021022, 2014.
- [3] J. Nuño, *et al.*, "40 GHz pulse source based on cross-phase modulation-induced focusing in normally dispersive optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 41, pp. 1110-1113, 2016.
- [4] R. Maram, *et al.*, "Noiseless intensity amplification of repetitive signals by coherent addition using the temporal Talbot effect," *Nat Commun*, vol. 5, 2014.
- [5] T. Kobayashi, *et al.*, "Optical pulse compression using high-frequency electrooptic phase modulation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, pp. 382-387, 1988.

ETUDE DE LA PROPAGATION DU MODE LP_{01} DANS UNE FIBRE DE BRAGG A CŒUR LARGE (50 μm) A LA LONGUEUR D'ONDE DE 1860 NM

Geoffroy Granger¹, Mathieu Jossent¹, Mikhail Likhachev², Sébastien Février¹

¹Univ. Limoges, CNRS, Xlim, UMR 7252, 123 Avenue Albert Thomas, 87060 Limoges, France

²Fiber Optics Research Center RAS, 38 Vavilov Street, Moscow 119333, Russie

sebastien.fevrier@unilim.fr

RÉSUMÉ

Nous avons étudié le contenu modal d'une fibre optique de Bragg de 50 μm de diamètre de cœur à la longueur d'onde de 1860 nm par interférométrie en lumière blanche résolue spatialement en fonction des conditions d'excitation. Il s'avère possible de propager un faisceau proche de la limite de diffraction en ajustant les conditions d'excitation.

MOTS-CLEFS : *Fibre de Bragg tout-solide, interférométrie en lumière blanche résolue spatialement, faisceau en limite de diffraction*

1. INTRODUCTION

Les sources laser basées sur les fibres optiques dopées thulium ont montré ces dernières années un fort potentiel, particulièrement dans les domaines des LIDAR, du micro-usinage de polymères, ou de la spectroscopie. Les problématiques de déport de faisceau sur quelques mètres déjà rencontrées pour les lasers à fibre dopée ytterbium ou erbium doivent donc être résolues à présent pour des lasers opérant à 2 μm . Les fibres à bande interdite photonique comme les fibres de Bragg (BFs) ont déjà démontré leur potentiel pour les applications à 1 μm , notamment de par leurs faibles pertes de propagation, la possibilité d'atteindre un cœur large tout en étant moins sensible à la courbure qu'une fibre à grande aire modale de type PCF ou saut d'indice [1]. De nombreuses études portant sur la modélisation [2], la fabrication [3] et la conception [4-5] sont disponibles. Cependant, aucune étude approfondie des BFs n'a été réalisée à notre connaissance dans la bande spectrale des sources thulium autour de 2 μm . Dans cette communication, nous présentons l'étude du comportement modal d'une fibre de Bragg à cœur large (50 μm de diamètre) opérant à 1860 nm sous diverses conditions d'excitation. Les caractérisations optiques sont détaillées et discutées.

2. PROFIL D'INDICE ET MODELISATION DE LA FIBRE DE BRAGG

La Fig. 1a montre le contraste d'indice mesuré de la BF. Elle se compose de quatre bi-couches de haut et bas indices de largeurs moyennes respectives de 1 et 6.2 μm pour un contraste d'indice maximum de 0.033. Ses caractéristiques opto-géométriques nous permettent de prévoir la position du bord bleu de la première bande interdite photonique autour de 800 nm. Le modélisation (Fig. 1b) montre que la structure supporte au moins les 5 premiers modes LP. Le calcul approché des pertes par l'implémentation d'une couche de Béranger sous COMSOL conduit à une estimation des pertes de confinement à 1860 nm de l'ordre de 2.5 dB/km pour le LP_{01} ; 28, 1200 et 230 dB/km pour les modes LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} respectivement et, finalement, à 20 dB/m pour le mode LP_{03} . L'évaluation des pertes différentielles, bien que favorable au mode fondamental LP_{01} , montre que sur quelques mètres, les modes LP_{11} et LP_{02} sont susceptibles d'être guidés. Une étude expérimentale de l'influence des conditions d'injection, et donc de la fraction d'énergie initialement portée par chaque mode, s'avère nécessaire afin de conclure sur le comportement modal de ce type de structure et sur un éventuel comportement asymptotiquement unimodal.

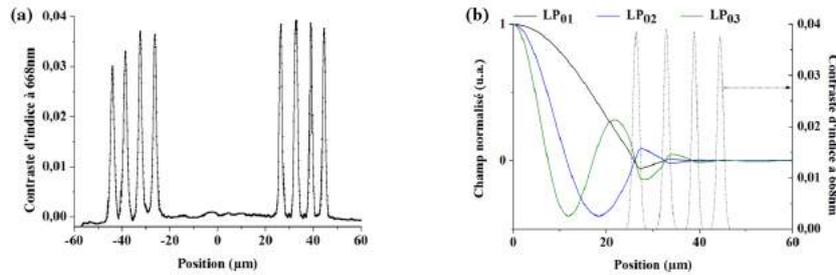


Fig. 1 : (a) Contraste d'indice mesuré sur la fibre de Bragg à 668 nm. (b) Premiers modes centro-symétriques LP_{0n} calculés à 1860 nm dans la BF en résolvant l'équation d'onde scalaire.

3. CARACTERISATION DE LA FIBRE DE BRAGG A CŒUR LARGE DANS LES DOMAINES VISIBLE ET PROCHE INFRA-ROUGE

Dans un premier temps, nous avons caractérisé la BF avec une source supercontinuum (SC). La longueur de fibre testée est de 18 m. La collection du signal porté par le cœur de la fibre est assurée en soudant une SMF28 à sa face de sortie. Les acquisitions des images de mode ont été réalisées à l'aide d'une camera Spiricon pour le domaine visible et InGaAs pour l'infrarouge combiné à des filtres passe-bande de largeur 10 nm.

Afin d'analyser le comportement modal de la BF, et notamment le rôle du désaccord modal en entrée, nous avons choisi un panel de fibres qui seront soudées en entrée à la BF. Celles-ci sont toutes monomodes à la longueur d'onde cible de 1860 nm. Le diamètre de mode de chacune des fibres d'excitation, dénommée F1 à F5, vaut alors : 5 ; 9,9 ; 13,8 ; 22,6 et 34,9 μm. Cette étude permet de confirmer (Fig. 2a) la position autour de 700 nm du bord bleu de la bande interdite dans la configuration F3+BF. Comme montré sur la Fig. 2a, la fibre est relativement peu sensible à la courbure en particulier aux hautes longueurs d'onde et on constate que la bande de transmission se décale vers l'infrarouge à mesure que le diamètre de courbure diminue. Une observation de la figure d'intensité en champ proche à 1550 nm montre l'influence de la fibre d'entrée (Fig. 2b 3 à 5) avec en sortie, un mode complexe pour la configuration F2+BF, une figure proche du LP₀₂ (F3+BF) ou une excitation apparemment unimodale LP₀₁ (F5+BF).

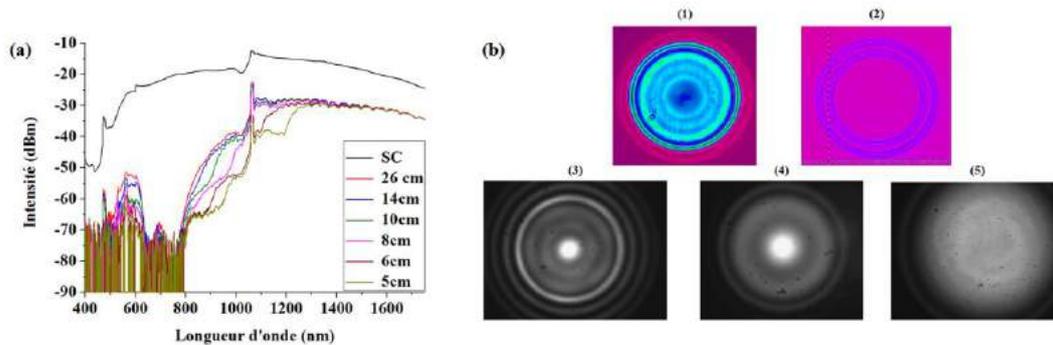


Fig. 2 : (a) Spectres obtenus pour la configuration BF+F3 en fonction du diamètre de courbure. Le spectre de la source SC est décalé vers le haut de 10 dB dans un souci de lisibilité. (b) Distribution d'intensité en champ proche observée pour l'association BF+F3 à (1) 550 nm et (2) 700 nm puis à 1550 nm pour BF+(3) F2, (4) F3 et (5) F5.

4. CARACTERISATION DE LA FIBRE DE BRAGG A 1860 NM EN FONCTION DE L'EXCITATION

Nous avons quantifié l'influence des conditions d'injection à l'aide de l'interférométrie en lumière blanche résolue spatialement [6]. Le signal à 1860 nm provient d'une source d'ASE amplifiée à base de fibre dopée thulium délivrant une puissance de 80 mW. Le faisceau en sortie de la BF est agrandi et collimaté. Une fibre SMF28 balaie point à point le faisceau dans le plan orthogonal à la direction de propagation et, en chaque point, récolte le spectre (Fig. 3a). Grâce à l'algorithme S² [6], il est possible d'extraire l'amplitude de chaque mode présent dans la figure en champ proche. Il est ainsi

possible de reconstruire point à point la figure d'intensité de chacune des composantes modales. Pour chaque mode guidé (MG), cette mesure permet d'obtenir l'intensité relative par rapport au mode préférentiellement excité (MPE), appelé interférence multi trajet définie par $MPI = 10 \log(I_{MG}/I_{MPE})$. Cette technique atteint cependant une limite lorsque trop de modes interfèrent entre eux ou lorsque deux modes sont fortement excités. Ainsi les mesures réalisées avec une excitation via les fibres F1 et F2 sont trop complexes à reconstruire. L'utilisation des fibres F3 à F5 montre au contraire clairement les contributions des modes LP_{11} et LP_{02} . Bien que la caméra montre une distribution d'intensité proche de celle du mode LP_{02} , la mesure S^2 fait apparaître un MPI pour le LP_{02} de -10 dB ce qui nous place dans la limite de la technique (Fig. 3b cadran du haut). Notons que les pics aux temps de groupe différentiels 14 et 43 ps sont en bon accord quantitatif avec ceux calculés pour les modes LP_{11} et LP_{02} , relativement au mode LP_{01} . L'excitation via la fibre F5 montre une figure d'intensité proche de celle du mode LP_{01} (encart Fig. 3b). Cette observation qualitative est confirmée par la mesure des MPI pour les modes d'ordre supérieur : $MPI_{11} = -15$ dB et $MPI_{02} = -21$ dB (Fig. 3b cadran du bas). Ainsi, dans cette configuration favorable, le total des modes d'ordre supérieur porte moins de 4% de la puissance totale, ce qui peut être apparenté à un comportement unimodal transverse.

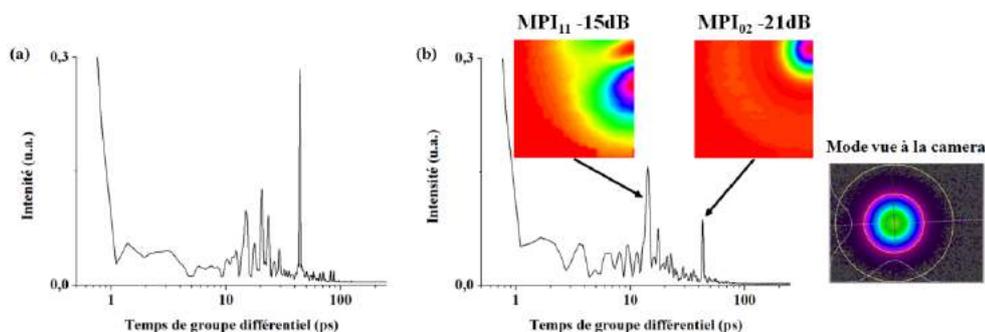


Fig. 3 : (a) Schéma du banc de mesure de S^2 . (b) Résultats obtenus dans les configurations F3+BF et F5+BF pour une longueur de fibre de 18 m. En encart, le distribution d'intensité en champ proche observée à la caméra (à droite) et celles des modes supérieurs LP_{11} à gauche (-15 dB) et LP_{02} au milieu (-21 dB) reconstruites à l'aide de l'algorithme S^2 .

CONCLUSION

Nous avons démontré pour la première fois à notre connaissance, la propagation d'un faisceau quasiment monomode dans une fibre de Bragg à cœur de $50 \mu\text{m}$ de diamètre à 1860 nm par le contrôle fin de l'excitation d'entrée. Associée à des pertes faibles ainsi qu'à l'excellente tenue à la courbure de ce type de fibre, cette propriété montre le potentiel des fibres de Bragg pour le déport d'impulsions énergétiques. De nouvelles stratégies pour accorder les rayons de champ de mode en entrée de fibre sous test, telles que la réalisation de transitions adiabatiques sur la fibre de Bragg, sont actuellement à l'étude.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Février, *et al.*, "Low-loss singlemode large mode area all-silica photonic bandgap fiber," *Opt. Express* **14**, 562-569 (2006).
- [2] Yu. A. Uspenskii *et al.*, "Effect of polymer coating on leakage losses in Bragg fibers," *Opt. Lett.* **32**, 1202-1204 (2007).
- [3] C. Baskiotis *et al.*, "Microbending behavior of large-effective-area Bragg fibers," *Opt. Lett.* **34**, 3490-3492 (2009).
- [4] J.-P. Yehouessi *et al.*, "Design and realization of flexible very large mode area pixelated Bragg fibers," *Opt. Lett.* **40**, 363-366 (2015).
- [5] S. S. Aleshkina *et al.*, "Very-large-mode-area photonic bandgap Bragg fiber polarizing in a wide spectral range," *Opt. Lett.* **36**, 3566-3568 (2011).
- [6] J. W. Nicholson *et al.*, "Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers," *Opt. Exp.* **16**, 7233 (2008).