

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. Orobtcouk 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. Daniault, 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

LES FIBRES OPTIQUES ENTRENT DANS UNE NOUVELLE ÈRE SPATIO-TEMPORELLE

Katarzyna Krupa^{1,2}, Alessandro Tonello¹, Richard Dupiol², Abdelkrim Bendahmane², Badr Mohamed Shalaby^{1,3}, Marc Fabert¹, Alain Barthélémy¹, Guy Millot², Stefan Wabnitz⁴, et Vincent Couderc¹

¹ *Université de Limoges, XLIM, UMR CNRS 7252, Limoges, France*

² *Université de Bourgogne Franche-Comté, ICB, UMR CNRS 6303, Dijon, France*

³ *Tanta University, Faculty of Science, Physics Department, Tanta, Egypte*

⁴ *Università di Brescia, Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Brescia, Italie*

krupa.katarzyna@yahoo.com

RÉSUMÉ

Nous montrons que les fibres optiques multimodes offrent des possibilités inédites pour explorer le couplage non linéaire entre les effets temporels et spatiaux. En particulier nous observons pour la première fois un nouveau type d'instabilité paramétrique géométrique induite dans une fibre à gradient d'indice fortement multimode en dispersion normale. Cette instabilité est à l'origine de la génération d'un peigne de fréquences intenses s'étalant du proche ultraviolet au proche infrarouge. Nous avons découvert par ailleurs dans ces fibres un phénomène original d'auto-nettoyage de faisceau laser sans conversion de fréquences contrairement au nettoyage par effet Raman ou Brillouin.

MOTS-CLEFS : *Fibres multimodes ; instabilité paramétrique géométrique ; réseau Kerr auto-induit ; peignes de fréquences ; auto-nettoyage de faisceau.*

1. INTRODUCTION

Les fibres optiques monomodes ont révolutionné l'industrie des télécommunications et se sont révélées très performantes pour analyser la dynamique purement temporelle des ondes optiques non linéaires. Mais les fibres multimodes connaissent aujourd'hui un vif regain d'intérêt, tant pour le multiplexage modal spatial en télécommunication [1], que pour les nouvelles perspectives qu'elles offrent pour l'exploration du mélange complexe non linéaire des effets temporels et spatiaux [2-5]. C'est ainsi que récemment les fibres multimodes à gradient d'indice ont reçu une attention particulière avec, comme fait remarquable, la première observation de solitons femto-secondes multimodes en dispersion anormale et d'ondes dispersives résonnantes associées [2-5].

Nous abordons ici un nouvel aspect de ce domaine d'actualité en explorant expérimentalement et numériquement la dynamique spatio-temporelle d'impulsions sub-nanosecondes dans des fibres à gradient d'indice multimodes en dispersion normale. Des impulsions de 500 à 900 ps sont délivrées à 1064 nm par un laser powerchip Nd:YAG. Une première étude est consacrée à une fibre supportant seulement cinq modes à la longueur d'onde d'excitation (cas d'une fibre bimodale à 1550 nm). Dans ce régime faiblement multimode la dynamique spatio-temporelle peut être comprise par une analyse détaillée des conditions d'accord de phase et des intégrales de recouvrement du mélange à quatre ondes intermodal qui permettent notamment de calculer les longueurs d'ondes et la composition modale des principales raies paramétriques [6]. Nous montrons qu'une telle fibre faiblement multimode permet de générer un décalage de fréquence exceptionnellement grand, $f_l \cong 200$ THz pour la première paire de bandes latérales. Toutefois, un traitement complet des processus de mélange à quatre ondes intermodal nécessite de prendre en compte une multitude de combinaisons possibles d'interaction non linéaire entre les modes individuels. Ce traitement complet et complexe requiert des temps de calcul importants lorsque le nombre de modes excités est de plus en plus grand.

Ainsi, dans le cas où plusieurs dizaines ou centaines de modes d'une fibre fortement multimode sont simultanément excités, l'approche basée sur les modes individuels devient vite inappropriée et une approche collective s'intéressant à la dynamique du champ total s'impose logiquement [7]. La propagation le long de la fibre multimode à gradient d'indice est alors caractérisée par une localisation périodique du champ optique créant un réseau d'indice de réfraction induit par effet Kerr. Nous montrons que ce réseau auto-induit, de pas submillimétrique, est à l'origine d'une nouvelle forme d'instabilité paramétrique géométrique permettant de générer un peigne de fréquences intenses couvrant un large domaine spectral du proche ultra-violet au proche infrarouge, et caractérisé par un décalage en fréquence également très grand $f_1=123.5$ THz [8]. Les fréquences du peigne ne sont pas équidistantes mais les décalages suivent une fonction racine carrée de l'ordre n des raies paramétriques, soit $f_n \cong \sqrt{n}f_1$.

Nous avons également découvert que la non-linéarité Kerr dans les fibres fortement multimodes à gradient d'indice provoque un auto-nettoyage du faisceau lumineux sans aucun processus de conversion de longueur d'onde [9], contrairement au phénomène de nettoyage de faisceau par effet Raman [10] ou Brillouin [11]. Le faisceau laser injecté à l'entrée de la fibre sous la forme d'un speckle contenant un nombre très élevé de modes est capable d'accroître sa propre cohérence spatiale. Ainsi le faisceau laser émerge de la fibre avec une forme quasi-gaussienne, semblable à celle d'un mode fondamental. Un autre résultat remarquable de nos observations est que ce phénomène original d'auto-organisation spatiale de la lumière est très robuste vis-à-vis de fortes perturbations mécaniques extérieures.

2. QUELQUES OBSERVATIONS CARACTÉRISTIQUES

Les figures 1 et 2 montrent des exemples typiques de spectres expérimentaux enregistrés à la sortie d'une fibre faiblement et fortement multimode, respectivement. Chaque exemple montre l'apparition d'une série de raies spectrales paramétriques réparties non uniformément sur une très large plage de longueurs d'ondes. Nous observons de fortes conversions d'énergie de la longueur d'onde de pompe à 1064 nm au visible, avec par exemple une onde verte générée à 513 nm avec une puissance crête de 1.2 kW (cas de la Fig. 1). Les raies paramétriques vert-jaune à 553 nm et rouge à 623 nm sont suffisamment intenses pour générer leur propre cascade de raies Raman auto-stimulé. La figure 3 montre les profils spatiaux mesurés à la sortie de la fibre pour la pompe à

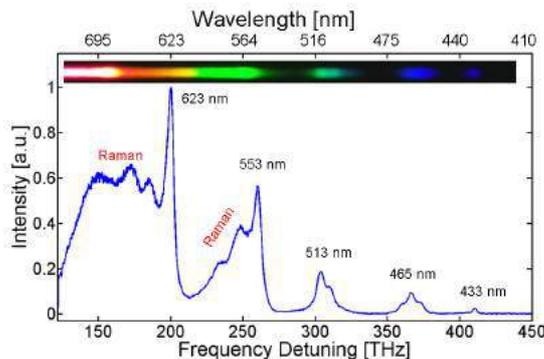


Fig. 1 : Spectre expérimental obtenu dans une fibre faiblement multimode de 10 m avec une puissance crête initiale de 32 kW.

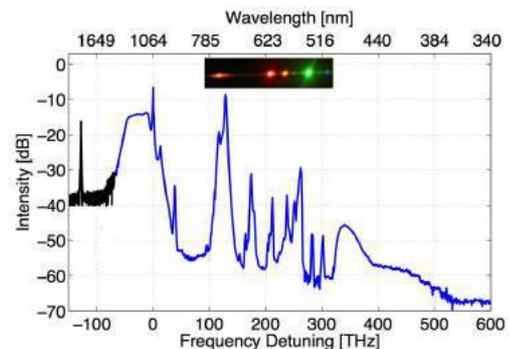


Fig. 2 : Spectre expérimental obtenu à la sortie d'une fibre fortement multimode de 6 m avec une puissance crête initiale de 50 kW.

basse puissance (a) et haute puissance (b). La structure spatiale incohérente (speckle) à basse puissance devient cohérente à haute puissance. Cet effet remarquable de nettoyage de faisceau est également visible sur les raies paramétriques (c) à (f). Un fond incohérent de faible puissance subsiste à la longueur d'onde de pompe et est suffisant pour assurer la génération des raies spectrales paramétriques. La figure 4 montre l'évolution du profil spatial de pompe mesuré à haute puissance en fonction de la distance de propagation. Nous voyons clairement que le faisceau perd sa cohérence spatiale en début de propagation du fait du très grand nombre de modes excités puis la

retrouve au cours de la propagation. Nous avons vérifié que nos résultats expérimentaux sont en très bon accord avec les solutions numériques de l'équation de Schrödinger non linéaire spatio-temporelle à (3+1) dimensions, également connue sous le nom d'équation Gross-Pitaevskii pour la condensation de Bose-Einstein.

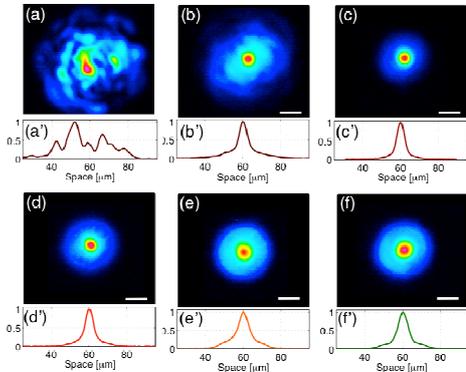


Fig. 3 : Profils spatiaux de la pompe à 1064 nm avec une puissance crête initiale de 0.06 kW (a,a') et 50 kW (b,b'); idem pour les raies anti-Stokes à 750 nm (c,c'), 650 nm (d,d'), 600 nm (e,e') et 550 nm (f,f') pour 50 kW. Barre d'échelle = 10 μm.

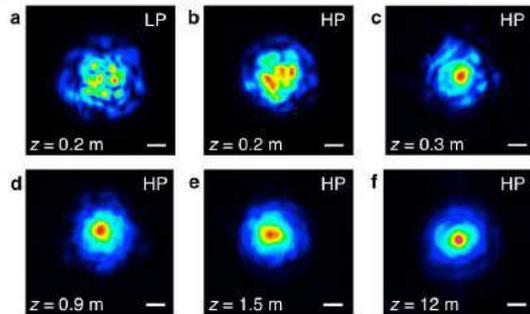


Fig. 4 : Evolution des profils spatiaux en fonction de la distance de propagation pour la pompe à 1064 nm avec une puissance crête de 44 kW. Barre d'échelle = 10 μm. HP= haute puissance. LP = basse puissance.

CONCLUSION

Nos résultats apportent une contribution significative au domaine émergent des systèmes complexes multimodes non linéaires spatio-temporels et peuvent avoir des conséquences importantes dans d'autres domaines où l'équation de Gross-Pitaevskii s'applique. Ils ouvrent la voie à une pléthore d'applications innovantes prometteuses : développement de nouvelles sources fibrées polyvalentes de forte énergie et très large bande, contrôle de la cohérence spatiale de faisceau laser, génération de supercontinuum intenses, pour ne citer que quelques exemples.

REFERENCES

- [1] D.J. Richardson, J.M. Fini and L.E. Nelson "Space division multiplexing in optical fibers," *Nat. Photon.* Vol. 7, p. 354, 2013.
- [2] L. G. Wright, D. N. Christodoulides and F. W. Wise "Controllable spatiotemporal nonlinear effects in multimode fibres," *Nat. Photon.*, vol. 9, p. 306, 2015.
- [3] W.H. Renninger and F.W. Wise "Optical solitons in graded-index multimode fibres," *Nat. Comm.*, vol. 4, article n°1719, 2013.
- [4] L. G. Wright, S. Wabnitz, D.N. Chistodoulides and F.W. Wise "Ultrabroadband dispersive radiation by spatiotemporal oscillation of multimode waves," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, article n° 223902, 2015.
- [5] A. Picozzi, G. Millot and S. Wabnitz "Nonlinear virtues of multimode fibre," *Nat. Photon.*, vol. 9, p. 289, 2015.
- [6] E. Nazemosadat, H. Pourbeyram and A. Mafi "Phase matching for spontaneous frequency conversion via four-wave mixing in graded-index multimode optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* vol. 33, p. 144, 2016.
- [7] S. Longhi "Modulational instability and space-time dynamics in nonlinear parabolic-index optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 28, p. 2363, 2003.
- [8] K. Krupa, A. Tonello, B. M. Shalaby, A. Barthélémy, V. Couderc, A. Bendahmane, G. Millot and S. Wabnitz "Observation of geometric parametric instability sidebands by the periodic spatial self-imaging of multimode waves," <http://arxiv.org/abs/1602.04991> et à paraître dans *Phys. Rev. Lett.*
- [9] K. Krupa, A. Tonello, B. M. Shalaby, M. Fabert, A. Barthélémy, G. Millot, S. Wabnitz and V. Couderc "Spatial beam self-cleaning in multimode fiber," <http://arxiv.org/abs/1603.02972>.
- [10] N.B. Terry, T.G. Alley and T.H. Russell "An explanation of SRS beam cleanup in graded-index fibers and the absence of SRS beam cleanup in step-index fibers," *Opt. Exp.* vol. 15, p. 17509, 2007.
- [11] L. Lombard, A. Brignon, J.-P. Huignard and E. Lallier "Beam cleanup in a self-aligned gradient-index Brillouin cavity for high-power multimode fiber amplifiers," *Opt. Lett.* vol. 31, p. 158, 2006.

RENFORCEMENT DES INTERACTIONS NONLINÉAIRES PAR EXCITATION COHÉRENTE D'UNE MICRO-CAVITÉ

Samuel Serna^{1,2}, Marc Hanna², Xavier Le Roux¹, Philippe Delaye², Eric Cassan¹, Nicolas Dubreuil²

¹ Institut d'Électronique Fondamentale, Univ Paris Sud, CNRS UMR 8622, Bat. 220, 91405 Orsay Cedex, France

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

nicolas.dubreuil@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Le renforcement des interactions nonlinéaires dans une micro-cavité en silicium grâce à une excitation cohérente est démontrée pour la première fois. En contrôlant la dérive de fréquence sur les impulsions, nous assurons à chaque instant que la fréquence d'excitation coïncide avec la fréquence de résonance de la cavité qui se décale vers le bleu au cours du temps sous l'effet des porteurs générés par absorption à deux photons.

MOTS-CLEFS : *Optique nonlinéaire, Micro-cavité optique, Nanophotonique*

1. INTRODUCTION

La réalisation de micro-cavités à cristal photonique permet de fortement augmenter les effets de localisation du champ et donc les interactions entre la lumière et le milieu intra-cavité, comme les interactions nonlinéaires. En revanche, le renforcement des nonlinéarités, qui induit des variations sur les propriétés du milieu, modifie les conditions de résonance de la micro-cavité au cours de son excitation et conduit à une diminution des effets de localisation. A la suite nous traitons l'effet d'une nonlinéarité réfractive qui induit un décalage en fréquence de la résonance au cours de l'excitation et conduit à un désaccord entre les composantes spectrales de l'impulsion et celles de la résonance. Le bénéfice du renforcement du champ dans la cavité n'est plus alors maintenu, même si la durée de l'excitation excède la durée de vie des photons dans la cavité.

Afin de préserver les effets de localisation, nous avons étudié expérimentalement le comportement nonlinéaire d'une micro-cavité de type Fabry-Perot excitée par des impulsions à dérive de fréquence linéaire. La micro-cavité, fabriquée en silicium, est principalement soumise à la variation d'indice induite par l'augmentation de la densité de porteurs générés par absorption à deux photons (TPA), et qui produit un décalage vers le bleu de la résonance de la cavité. En appliquant une phase spectrale contrôlée à l'impulsion, on s'assure qu'à chaque instant une de ses composantes spectrales coïncide avec la fréquence de résonance de la cavité qui se décale vers le bleu. Bien que cette technique d'excitation *cohérente* soit couramment utilisée pour le contrôle des interactions lumière-matière dans des systèmes atomiques ou moléculaires [1], sa transposition aux résonateurs optiques n'avait fait l'objet jusqu'à présent que de travaux théoriques [2, 3, 4]. Nos résultats représentent la première démonstration du renforcement de l'interaction nonlinéaire dans une micro-cavité excitée de manière cohérente [5].

2. MICROCAVITÉ ET BANC D'EXCITATION COHÉRENTE

Nous avons conçu et fabriqué une microcavité Faby-Perot constituée de deux miroirs de Bragg gravés sur un guide ridge en Silicium sur Isolant (SOI) et dont le volume modal vaut $0,8(\lambda/n)^3$. Une photo de la cavité prise au microscope électronique à balayage (MEB) ainsi qu'un schéma du banc d'excitation cohérente sont présentés sur la figure 1. Les impulsions générées par un laser à fibre dopée Erbium fonctionnant en régime de verrouillage de modes, de durée égale à 150 fs avec un taux de répétition de 50 MHz, sont envoyées dans un étireur à réseau qui filtre leur spectre suivant une forme

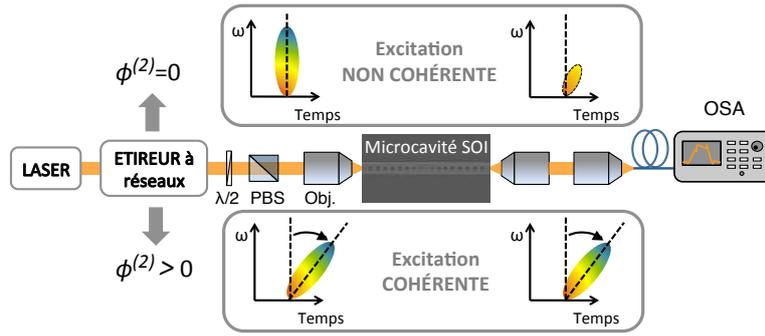


FIGURE 1 : Montage pour la mise en forme des impulsions à dérive de fréquence et l’excitation cohérente d’une microcavité Fabry-Perot (photo MEB) en SOI.

quasi-rectangulaire et introduit un coefficient de dispersion $\phi^{(2)}$ ajustable. La mesure du spectre de transmission linéaire de la cavité montre un pic de transmission centrée autour de 1578,8 nm, avec une largeur de raie égale à 0,22 nm, coïncidant avec une résonance dont le facteur de qualité vaut $Q = 7275$, équivalent à une durée de vie des photons de 6 ps.

3. RENFORCEMENT DES INTERACTIONS NONLINÉAIRES INTRA-CAVITÉ

Au cours de l’excitation en régime nonlinéaire, la génération des porteurs libres par TPA modifie de manière dynamique l’indice de réfraction du milieu. Le décalage vers le bleu de la résonance de la cavité est traitée, en première approximation, comme une dérive de fréquence linéaire dans le temps [4]. Comme l’illustre la figure 1, nous allons comparer la transmission de la cavité excitée de manière *non cohérente*, avec des impulsions dont les composantes spectrales sont en phase ($\phi^{(2)} = 0$), et de manière *cohérente*, avec des impulsions de même énergie mais à dérive de fréquence linéaire ($\phi^{(2)} \neq 0$).

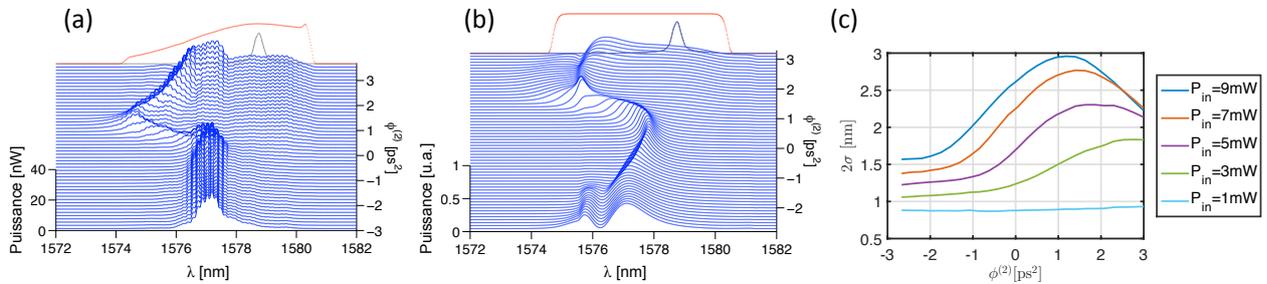


FIGURE 2 : Pour une énergie incidente de 3 pJ, évolution des spectres de transmission mesurés (a) et simulés (b) pour des dispersions $\phi^{(2)}$ variant de -3 à +3 ps². Spectres des impulsions incidentes (en rouge) et de la résonance linéaire de la cavité (en gris). (c) Pour des impulsions de largeur spectrale 3 nm, largeurs spectrales r.m.s. des spectres transmis mesurés en fonction de la dispersion $\phi^{(2)}$ pour différentes puissances incidentes.

La largeur spectrale des impulsions est fixée à 7,3 nm, qui excède celle de la résonance linéaire de la cavité (spectres indiqués sur la figure 2). Pour $\phi^{(2)} = 0$, la durée d’autocorrélation des impulsions est mesurée égale à $T_0 = 2$ ps, proche de la limite de Fourier. Pour une énergie injectée dans le guide de 3 pJ, l’évolution des spectres transmis à travers la cavité pour des dispersions $\phi^{(2)}$ variant de -3 à +3 ps² est tracée sur la figure 2(a). L’ensemble des spectres présente un décalage de la résonance de cavité vers le bleu, comme attendu. Pour des dispersions négatives, où les composantes bleues de l’impulsion sont en avance sur les composantes rouges, le décalage de la résonance ne varie pratiquement pas. En revanche, il s’accroît très nettement pour $\phi^{(2)}$ compris entre 0 à +1,2 ps² et diminue à nouveau pour $\phi^{(2)} > +1,2$ ps². Les valeurs positives de $\phi^{(2)}$ coïncident avec la situation schématisée sur la figure 1 où

la cavité est excitée en premier lieu avec les composantes rouges de l'impulsion. Alors que la résonance se décale vers le bleu, la dérive de fréquence appliquée sur l'impulsion maintient un couplage efficace et accentue le décalage.

Le bénéfice de l'excitation cohérente est démontrée en comparant les spectres obtenus pour deux impulsions de durée identique, supérieure à la durée de vie des photons dans la cavité, mais dont les dispersions diffèrent en signe. En particulier, les spectres obtenus pour les dispersions $+1,2$ et $-1,2$ ps², qui correspondent à une durée d'impulsion de 5,7 ps, montrent que le décalage vers le bleu de la résonance est nettement plus important pour $\phi^{(2)} = +1,2$ ps². Par ailleurs, on note que la largeur spectrale transmise coïncide pratiquement avec celle de l'impulsion incidente. A partir du décalage en fréquence, on montre que la densité de porteurs générée entre ces deux excitations est augmentée d'un facteur 2,5 et démontre le renforcement de l'interaction nonlinéaire entre une impulsion mise en forme et la micro-cavité.

Nous avons confronté nos résultats expérimentaux à des simulations numériques qui s'appuient sur la théorie des modes couplés. Les spectres simulés sont reportés sur la figure 2(b) et sont en très bon accord avec les spectres expérimentaux.

Enfin, nous avons conduit une étude plus systématique sur la manière de contrôler la transmission nonlinéaire de la cavité en fonction de l'énergie des impulsions et de leur dispersion $\phi^{(2)}$. Les évolutions, pour différentes puissances incidentes, de la largeur spectrale r.m.s. des spectres transmis en fonction de la dispersion $\phi^{(2)}$ sont tracées sur la figure 2(c). Ces expériences ont été conduites avec des impulsions de largeur spectrale égale à 3 nm. Ces courbes démontrent qu'il existe, pour chaque énergie d'impulsion, une valeur de $\phi^{(2)}$ qui optimise la largeur spectrale transmise. Plus l'énergie des impulsions incidentes augmente et plus le décalage en fréquence est rapide, nécessitant d'appliquer sur les impulsions une plus forte dérive de fréquence (correspondant à une faible valeur de dispersion).

4. CONCLUSION

L'excitation cohérente d'un résonateur optique en régime nonlinéaire est démontrée expérimentalement pour la première fois. L'application d'une dérive de fréquence contrôlée sur des impulsions permet de renforcer leur interaction nonlinéaire avec une micro-cavité en silicium. A énergie constante, l'excitation cohérente augmente d'un facteur 2,5 la densité de porteurs générés dans la cavité, ce qui induit une variation d'indice $\Delta n/n = \Delta\lambda/\lambda = 2,5 \times 10^{-3}$, directement liée à celle du décalage en longueur d'onde $\Delta\lambda$ de la résonance. Ce résultat illustre également la capacité à manipuler le spectre de transmission d'une cavité par le contrôle de son excitation, puisque les impulsions utilisées dans cette expérience ont une largeur spectrale 30 fois plus grande que celle de la résonance linéaire de la cavité.

5. RÉFÉRENCES

- [1] A. Weiner, "Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 71, p. 1929, 2000.
- [2] S. Sandhu, M. L. Povinelli, and S. Fan, "Enhancing optical switching with coherent control," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 23, p. 231108, 2010.
- [3] P. Trøst Kristensen, M. Heuck, and J. Mørk, "Optimal switching using coherent control," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 4, p. 041107, 2013.
- [4] J. Oden, S. Trebaol, P. Delaye, and N. Dubreuil, "Coherent excitation of a nonlinear microcavity," *J. Eur. Opt. Soc.-Rapid*, vol. 8, p. 13046, 2013.
- [5] S. Serna, J. Oden, M. Hanna, C. Caer, X. L. Roux, C. Sauvan, P. Delaye, E. Cassan, and N. Dubreuil, "Enhanced nonlinear interaction in a microcavity under coherent excitation," *Opt. Express*, vol. 23, no. 23, pp. 29 964–29 977, Nov 2015.

CONCEPTION DE FIBRES APERIODIQUES PASSIVES A GRANDE AIRE EFFECTIVE NE PROPAGEANT QU'UNE POLARISATION DU MODE FONDAMENTAL

Rémi du Jeu^{1,2}, Dia Darwich¹, Romain Dauliat¹, Aurélien Benoit¹, Raphaël Jamier¹, Kay Schuster³ and Philippe Roy¹

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

² Thales Optronique SA, Laser Solutions Unit, 2 avenue Gay-Lussac, 78995 Elancourt, France

³ Leibniz Institute of Photonic Technology, Albert-Einstein-Straße 9, 07745 Jena, Germany

remi.dujeu@xlim.fr

RÉSUMÉ

Nous décrivons des améliorations apportées aux fibres totalement aperiodiques dites à "large pitch" par l'adjonction des barreaux de contraintes afin d'assurer la propagation d'une seule polarisation du mode fondamental. Les propriétés de polarisation sont analysées sur une grande gamme spectrale pour différentes tailles du cœur des fibres. Un taux d'extinction de polarisation de 11,2dB pour une fibre de 50cm est mesuré.

MOTS-CLEFS : *fibre microstructurée, polarisation unique, large-cœur, fibre passive*

1. INTRODUCTION

Contrôler l'état de polarisation de la lumière est indispensable pour la plupart des applications des lasers, en particulier lorsque des processus de conversion de fréquence sont mis en jeu. Ce contrôle s'obtient notamment par l'adjonction de barreaux de contrainte (SAP pour Stress Applying Part) qui imposent des contraintes dans le cœur dont résulte une biréfringence. Les fibres permettent alors le maintien de polarisation (PM) comme les fibres PANDA [1] voire la propagation d'un mode de polarisation unique (PZ) [2]. Plusieurs travaux récents effectués sur des fibres à cristaux photoniques (PCF) ont mis en évidence numériquement le potentiel de ces fibres pour le maintien de polarisation [3,4]. Des fibres à polarisation unique avec des taux d'extinction de polarisation (PER) de 15dB [2,5] pour 1,2m de fibre PCF à large aire modale (LMA) ont été atteints expérimentalement du fait de la coupure d'un des deux modes. Dans notre cas, grâce à la forte discrimination apportée par la contrainte induite par les SAPs, des couplages sélectifs entre un mode de polarisation du mode fondamental et des modes d'ordre supérieurs sont judicieusement exploités. La présente étude a consisté à discriminer suffisamment les deux modes de polarisation (biréfringence) pour contrôler l'état de polarisation du mode fondamental (FM) en ajoutant des SAP. Dans ce résumé, deux évolutions du design de fibres totalement aperiodiques à grande aire modale (FA LPF) sont rapportées et la propagation d'une seule polarisation du mode fondamental est obtenue. Les principes de simulation, la fabrication et les résultats de caractérisation sont présentés.

2. SIMULATION NUMERIQUE

Afin de modéliser le comportement de fibres PM/PZ, il est indispensable de prendre en compte la contrainte induite par des inclusions appelées SAP constituées de silice dopée bore dans la fibre réelle. Ainsi la biréfringence de phase qui en résulte entre les deux modes de polarisation du FM de cœur peut être déterminée. Ici notre modèle, reposant sur une méthode de calcul vectoriel par éléments finis, a été appliquée sur des fibres à large pitch aperiodiques dites FA-LPF dont le potentiel de délocalisation efficace a été récemment démontré [6]. Ces fibres conduisent à la propagation effective d'un mode unique (deux polarisations) pour des dimensions de cœurs allant de 40 à 90λ . Pour de telles dimensions de cœurs, les conditions requises pour l'émergence d'un mode unique sont drastiques et toute perturbation de la cartographie d'indice par les SAP peut altérer la distribution d'intensité du mode guidé, voir compromettre le processus d'obtention de ce mode unique. L'objectif a par conséquent consisté à introduire des zones de contraintes au sein de ces structures FA-LPF tout en préservant le caractère "effectivement" monomode, c'est à dire sans

altérer le mécanisme de délocalisation des modes d'ordre supérieur (HOM). Dans ce but, l'étude a été menée en utilisant deux critères numériques éprouvés dans [6]. En effet, l'émission d'un mode unique dans une fibre laser intrinsèquement multimode est possible si le facteur de recouvrement du FM (Γ) avec le cœur dopé est supérieur à 80% et si, simultanément, la discrimination modale ($\Delta\Gamma$) avec le HOM le plus compétitif est supérieur à 30% ($\Delta\Gamma$ est la différence du facteur de recouvrement du FM et du HOM le plus compétitif). Une fibre biréfringente classique [1] (resp. PCF [2,5]) présente généralement une différence entre les indices effectifs des deux modes de polarisation du FM proche de 1.10^{-4} (resp. 5.10^{-5}). Or les résultats numériques démontrent pour les FA LPF que de telles valeurs entraînent un reconfinement des premiers HOMs dans le cœur. De ce fait un compromis doit donc être trouvé afin d'assurer une émission monomode via la délocalisation efficace des HOMs, soit sur un mode de polarisation unique, soit avec une valeur de biréfringence suffisamment élevée. Parmi les différentes cartographies d'indices étudiées, deux ont finalement été retenues et sont présentées sur la gauche de la Fig.1(a) et Fig.1(b). Par simplicité nous y référerons comme 2SAP et 6SAP en accord avec le nombre de SAP ajoutés (point jaunes sur la Fig.1). Les valeurs de biréfringences calculées sont respectivement $2.55.10^{-5}$ et $3.23.10^{-5}$, soit en bon accord les travaux réalisés sur les PCF [2,5].

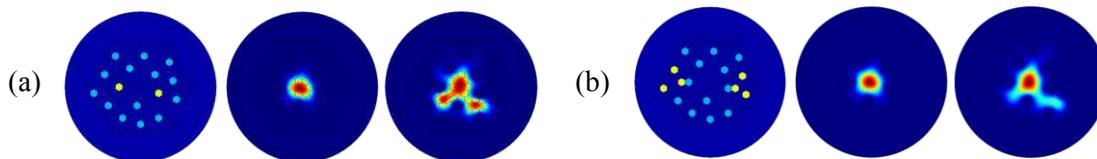


Fig.1. Concepts de FA LPF avec a) deux inclusions de bore appelé 2SAP et b) six inclusions de bore appelé 6SAP. Le matériau de fond en bleu foncé est composé de silice pure, la silice dopée fluor est en bleu clair tandis que les SAP (inclusions de silice dopées au bore) sont en jaune. Pour les deux designs, la distribution d'intensité calculée pour les deux états de polarisation est aussi montrée, celle à droite représente la polarisation selon l'axe des SAP et souffre d'un couplage modal, celle du milieu correspond à l'axe orthogonal.

Il est important de noter que dans ces deux cas, un des modes de polarisation subit un fort couplage modal et sa distribution d'intensité est fortement délocalisée dans la gaine. Nous pouvons donc nous attendre, en pratique, à voir cet état de polarisation disparaître dans la gaine et de ce fait être discriminé par le gain.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans le but d'avoir une étude aussi représentative que possible, des fibres de diamètre de cœur de $40\mu\text{m}$ à $140\mu\text{m}$ ont été étirées pour les deux designs. Un laser "blanc" émettant une radiation non polarisée de 400 à 1700nm a servi à la caractérisation. Un filtre polarisant optimisé à 1064nm a été utilisé pour contrôler l'orientation de la polarisation linéaire du faisceau. Le montage expérimental consiste à adresser un faisceau collimaté dans la zone proche du cœur de la fibre sans rechercher une excitation sélective du FM et à observer la distribution d'intensité en champ proche en sortie de fibre avec une caméra CCD. Dans le cas de nos deux structures, le filtre polarisant a pu être indifféremment placé en entrée (polariseur) ou en sortie de fibre (analyseur).

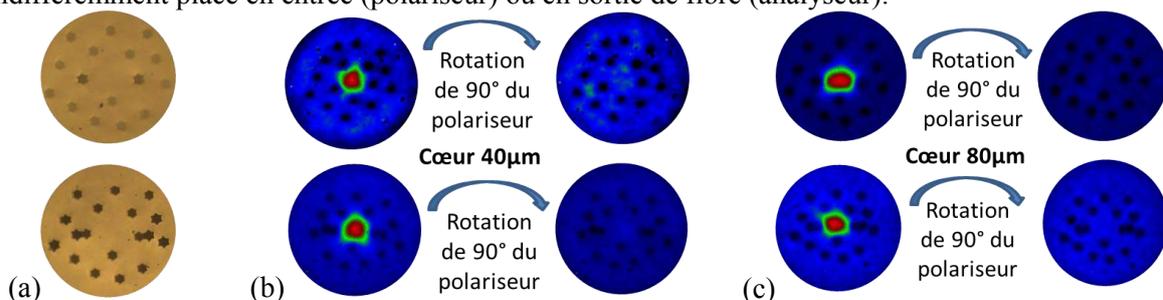


Fig.2 : Mise en évidence d'extinctions via la rotation du polariseur pour les deux géométries FA LPF : 2SAP en haut et 6SAP en bas. (a) Les sections transverses des fibres (b) les images en champs proches pour des fibres de $40\mu\text{m}$ de cœur observées à $1\mu\text{m}$ et (c) $80\mu\text{m}$ de cœur. La rotation du polariseur induit un maximum (axe du polariseur orthogonal à celui défini par les SAP) et une extinction (axe du polariseur et des SAP confondus).

Pour de simples observations sur toute la bande spectrale, des filtres passe-bandes ont été utilisés. Le but ici est d'observer la distribution d'intensité en champ proche et l'état de polarisation post-propagation dans les fibres 2SAP et 6SAP. Dans le cas de fibres PM, une extinction dans le cœur est observée lorsque l'axe de polarisation de l'onde incidente correspond à un axe neutre de la fibre et est orthogonal à l'analyseur. Ici il suffit d'utiliser soit le polariseur soit l'analyseur pour constater une extinction significative pour une orientation donnée du filtre (Fig.2), justifiant qu'un seul état de polarisation (orthogonal à l'axe des SAP) est guidé dans le cœur. Pour chaque structure et à chaque diamètre de cœur, des images en champ proche de la sortie de la fibre ont été acquises de 600 à 1600nm. Les résultats sont résumés sur la Fig.3 où les points noirs marquent les mesures réalisées. Il est important de noter qu'une extinction dans le cœur est observée pour toutes les longueurs d'onde (même en propagation multimode). Par ailleurs, plus le ratio diamètre de cœur/longueur d'onde est élevé plus le faisceau semble comprimé, jusqu'au point où la lumière est guidée dans la périphérie des SAP, particulièrement pour le design 2SAP. La structure 6SAP présente une propagation monomode sur une zone plus étendue.

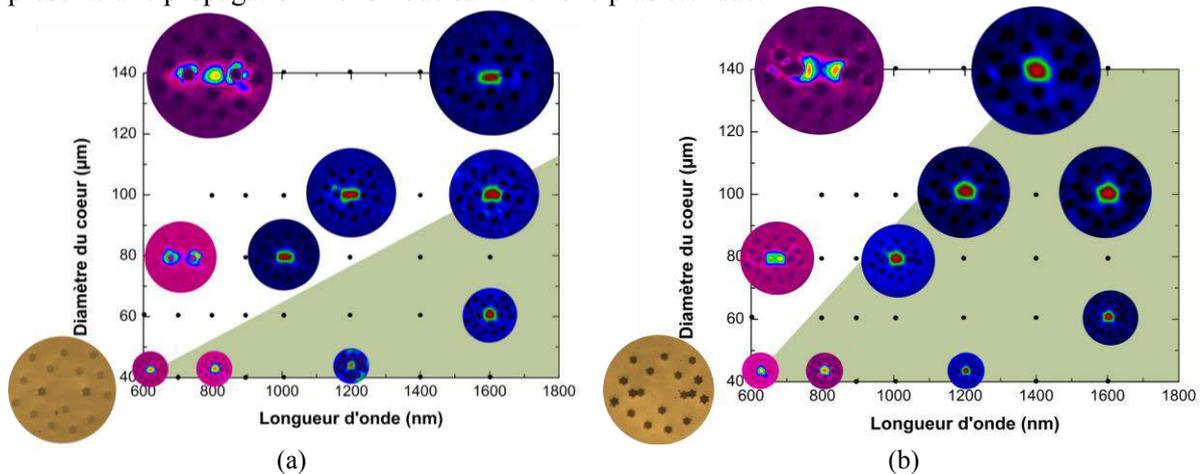


Fig.3 : Distributions d'intensité du mode fondamental observées pour différents diamètres de cœur en fonction de la longueur d'onde de travail pour les deux designs (a) FA LPF 2SAP et (b) FA LPF 6SAP. Chaque point noir représente un point de mesure, la zone de transmission effectivement monomode est arbitrairement représentée en vert.

Finalement, un PER de 11,2dB a été mesuré après propagation dans un échantillon de 50 cm de la fibre 6SAP de cœur 60μm. Les détails de cette mesure seront discutés lors de la présentation.

CONCLUSION

Nous avons présenté ici deux exemples d'amélioration du design des FA LPF qui démontrent la propagation d'une polarisation unique du FM. Les fibres obtenues sont dites "PZ" sur une large bande spectrale pour des dimensions de cœur pouvant atteindre 140μm avec la structure à 6SAP. Un PER égal à 11,2dB pour une fibre de 50cm à 1050nm a été mesuré.

REMERCIEMENT

Les auteurs remercient Eolite System pour le contrat qui a permis le financement de ces travaux, ainsi que l'ANRT pour son soutien via l'attribution de la bourse CIFRE du premier auteur.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Noda *et al*, "Polarization-maintaining fibers and their applications", Journal of Lightwave Tech Vol, LT-4 No.8, 1986
- [2] O. Schmidt *et al*, "Single-polarization ultra-large-mode-area Yb-doped photonic crystal fiber," Opt. Exp., Vol. 16, No. 6, 2008
- [3] T. Schreiber *et al*, "Stress-induced birefringence in large-mode-area micro-structured optical fibers", Opt.Exp, Vol. 13, No. 10, 2005
- [4] T. Yang *et al*, "High birefringence photonic crystal fiber with high nonlinearity and low confinement loss", Opt. Exp., Vol.23, No.7, 2015
- [5] T. Schreiber *et al*, "Stress-induced single-polarization single-transverse mode photonic crystal fiber with low nonlinearity", Opt. Exp., Vol.13, No.19, 2005
- [6] E. Coscelli *et al*, "Analysis of the modal content into large-mode-area photonic crystal fibers under heat load", IEEE journal of Quan.Elect., Vol.22, No2, 2015

OBSERVATION DE LA DIFFUSION BRILLOUIN DE SURFACE DANS UNE FIBRE OPTIQUE À CRISTAL PHOTONIQUE

Joël Cabrel Tchahame¹, Jean-Charles Beugnot¹, Kien Phan Huy¹,
Vincent Laude¹, Alexandre Kudlinski², Thibaut Sylvestre¹

¹ Institut FEMTO-ST, UMR 6174 CNRS, Université Bourgogne Franche-Comté, Besançon, France

² Laboratoire PhLAM, IRCICA, UMR 8523 CNRS, Université de Lille 1, Villeneuve D'Asq, France

Contacts: joelcabrel.tchahame@femto-st.fr ou thibaut.sylvestre@univ-fcomte.fr

RÉSUMÉ

Dans cet article, nous rapportons l'observation originale d'un nouveau mode de diffusion Brillouin de la lumière induite par des ondes acoustiques de surface dans une fibre optique à cristal photonique. Cette observation est confirmée par une simulation numérique de l'équation élasto-dynamique. Cet effet pourrait être exploité pour concevoir des capteurs optiques très sensibles et des fonctions optiques avancées basées sur les ondes acoustiques de surface, ou encore pour sonder l'uniformité des fibres optiques microstructurées.

MOTS-CLEFS : *Fibres optiques, Diffusion Brillouin; Ondes acoustiques de surface*

1. INTRODUCTION

Connue depuis les années 1970, la diffusion Brillouin de surface (DBS) est généralement utilisée comme une méthode très performante de mesure sans contact des propriétés élastiques de couches minces, d'interfaces ou encore de matériaux opaques multi-couches [1]. Contrairement à la diffusion Brillouin dite de volume, la DBS provient essentiellement de phonons présents à la surface des matériaux. Ces phonons se déplacent avec une faible amplitude, créant ainsi une légère corrugation de surface, qui va diffracter la lumière incidente avec un décalage en fréquence lié à la vitesse acoustique de surface. Bien qu'elle soit principalement présente à la surface de matériaux opaques, la DBS vient récemment d'être observée dans les microfibres optiques effilées [2]. La lumière qui s'y propage y est tellement confinée qu'elle peut générer et interagir avec des ondes acoustiques localisées sous la surface du guide. Ces ondes se réfèrent plus particulièrement à des ondes de Rayleigh lorsque qu'elles atteignent la vitesse de phase ultime, valant par exemple 3400 m.s^{-1} pour la silice [3]. Leur fréquence acoustique dépendent également de l'indice de réfraction, et ces ondes peuvent être éventuellement amplifiées et contrôlées par la pression de radiation [2].

Dans cette communication, nous montrons que la diffusion Brillouin de surface existe également dans les fibres optiques microstructurées (FOM), dont la taille du coeur est proche de la longueur d'onde optique et dont le taux de remplissage d'air est relativement important, de manière à limiter les pertes élastiques dans la gaine microstructurée. Nos résultats de mesures montrent la génération de nouvelles fréquences dans le spectre Brillouin autour de 6 GHz, en bon accord avec les calculs de vitesse de phase et les simulations numériques de l'équation élasto-dynamique. Nous présenterons également des mesures de sensibilité à la température de ces ondes surfaciques pour des applications aux capteurs optiques.

2. EXPÉRIENCES

La figure 1(a) montre une image MEB de la section transverse de la fibre conçue et fabriquée au laboratoire PhLAM à Lille pour observer les ondes de surface. Le tableau résume ses principaux paramètres opto-géométriques, dont son diamètre de coeur $d_c=1,9 \mu\text{m}$ et sa fraction d'air $d/\Lambda=0,93$ importante, qui lui confère des propriétés opto-acoustiques inédites. Le dispositif expérimental, présenté sur la figure 1(b), est basé sur une technique de détection hétérodyne, dans laquelle un laser DFB continu à $1,55 \mu\text{m}$ est amplifié puis couplé de façon cohérente avec la lumière rétrodiffusée par la fibre PCF. On

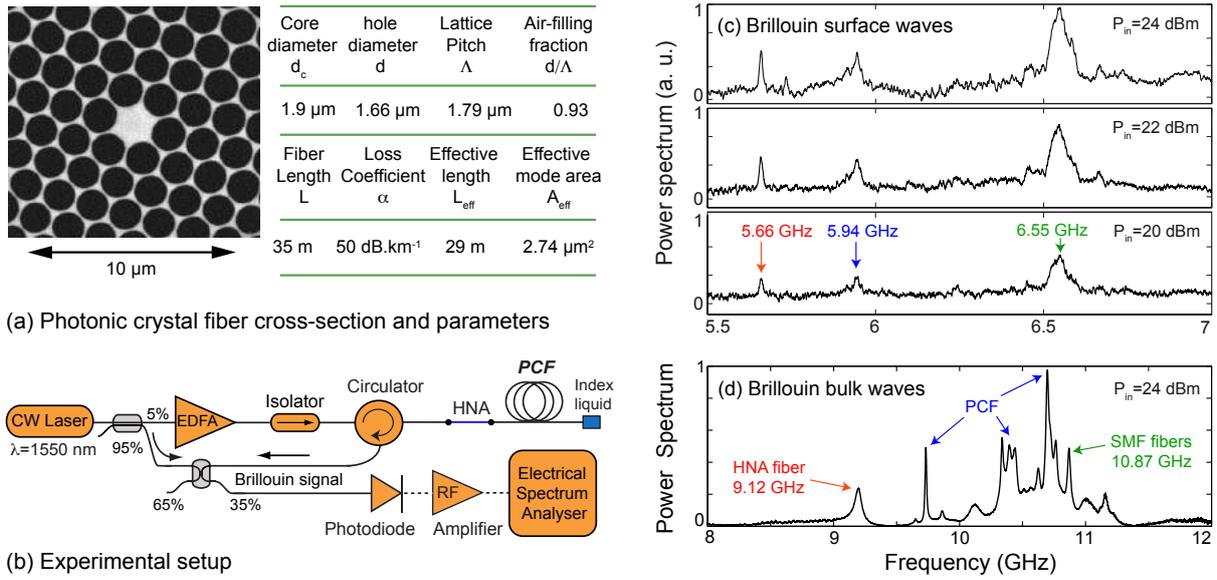


FIGURE 1 : (a) Image de la section transverse de la fibre à cristal photonique et ses paramètres opto-géométriques. (b) Dispositif expérimental pour mesurer la rétrodiffusion Brillouin. HNA : fibre a forte ouverture numérique. (c) Spectres Brillouin en fonction de la puissance optique montrant 3 ondes de surface dans la gamme 5-7 GHz. (d) Spectre Brillouin dans la gamme 8-12 GHz montrant les ondes de volume dans la PCF, ainsi que celles dans la fibre à forte ouverture numérique (HNA) et les fibres standards (SMF).

vient ensuite détecter le battement entre ces 2 ondes à l'aide d'une photodiode rapide et d'un analyseur de spectre électrique [4].

La figure 1(c) présente les spectres Brillouin mesurés pour 3 puissances différentes, et révélant ainsi la génération de nouvelles raies Brillouin inédites, respectivement à 5,66 GHz, 5,94 GHz, et 6,55 GHz. En calculant les vitesses acoustiques correspondantes à partir de la relation d'accord de phase entre les vecteurs d'ondes optique et acoustique, i.e. $\beta_{op} = 2\beta_{ac}$ pour une interaction contra-propagative, on peut aisément vérifier que ces raies proviennent effectivement d'ondes de surface. En effet, la vitesse de phase est alors donnée par la relation suivante $V_S = \lambda v_B / 2n_{\text{eff}}$, avec v_B la fréquence Brillouin, $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ la longueur d'onde optique, $n_{\text{eff}} = 1.3622$ l'indice effectif du mode fondamental (préalablement calculé par une méthode d'éléments finis, COMSOL, cf. Fig. 2). Si l'on prend en exemple la fréquence centrale à 5.94 GHz, cela donne une vitesse de 3380 m.s⁻¹, en parfait accord avec la théorie [3]. Ces vitesses sont typiques des ondes de Rayleigh qui combinent à la fois une composante radiale et une autre axiale et qui sont localisées à l'interface entre le coeur et les trous de la fibre. Pour compléter, la figure 1(d) présente un spectre Brillouin dans la gamme 8-12 GHz. On peut y voir un grand nombre de raies Brillouin. Deux d'entre elles proviennent des autres fibres dans le dispositif expérimental (HNA et SMF), alors que les autres sont la signature de plusieurs ondes acoustiques hybrides de volume, comme ceux observés en 2006 par Dainese et al. [5].

3. SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Afin de mieux comprendre d'où proviennent ces raies Brillouin, nous avons effectué des simulations numériques basées sur l'équation élasto-dynamique incluant la force électrostrictive :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - [C_{ijkl} u_{k,l}] = T_{ij}^{es}, \quad (1)$$

où ρ est la densité, u_i sont les déplacements, C_{ijkl} est le tenseur élastique d'ordre 4. $T_{ij}^{es} = -\epsilon_0 \chi_{klij} E_1 E_2^*$ est le tenseur électrostrictif, avec $\chi_{klij} = \epsilon_{km} \epsilon_{ln} p_{mni}$ la susceptibilité et p_{mni} le tenseur élasto-optique. ϵ_0 est la permittivité du vide. E_1 et E_2 sont respectivement les champs électriques des ondes pompe et Stokes

de fréquences $\omega_{1,2}$ et vecteurs d'onde $k_{1,2}$ [6]. En résolvant numériquement cette équation, on obtient la densité d'énergie cinétique et les déplacements induits par l'électrostriction. Les résultats sont tracés sur la figure 2(a) qui illustre en fausse couleur le spectre Brillouin théorique en fonction de la fréquence et du diamètre du coeur de la fibre. Comme on peut le constater, le spectre Brillouin fait apparaître une série de fréquences autour de 6 GHz et d'autres proches de 11 GHz, comme celles mesurées expérimentalement. La figure 2(b) illustre le profil transverse du mode optique fondamental et les densités d'énergie cinétique associées aux ondes de surface S_1 et S_2 et de volume H_1 , indiquées sur la figure 2(a).

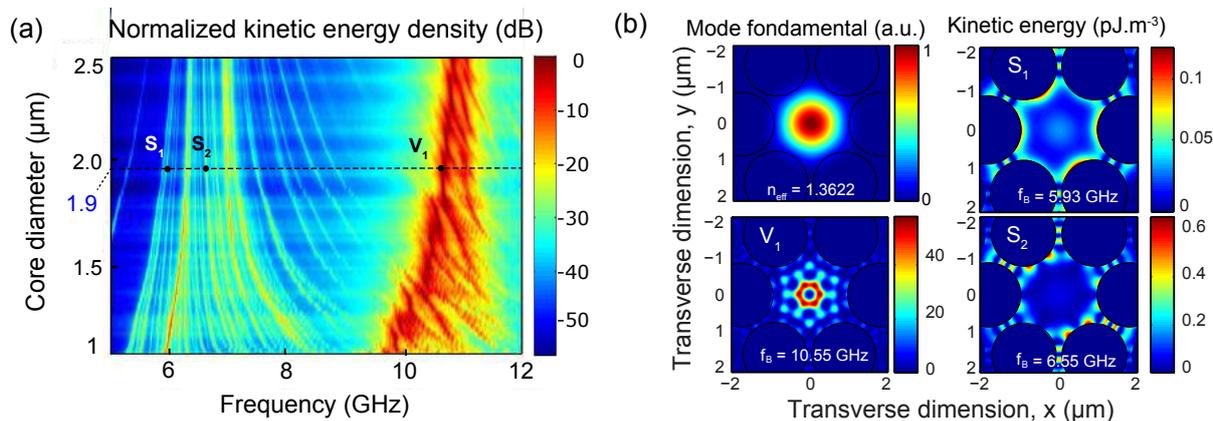


FIGURE 2 : Résultats de simulations numériques : (a) Densité d'énergie cinétique en fonction de la fréquence acoustique et du diamètre de douceur de la fibre PCF montrant les ondes de surface S et de volume V. (b) Profils transverses du mode optique fondamental (module du vecteur de Poynting), et de l'énergie cinétique des ondes de surface S_1 et S_2 et de volume H_1 notée en (a).

CONCLUSION

En conclusion, en explorant la rétrodiffusion Brillouin dans une fibre optique microstructurée à petit coeur et à haute fraction d'air, nous avons démontré l'existence d'ondes de Rayleigh localisées dans le coeur de la fibre à la périphérie des trous d'air. Sensibles à l'état de surface, ce nouveau mode de diffusion Brillouin pourrait être utilisé pour concevoir des capteurs optiques ou des fonctions optiques pour les télécommunications et notamment le filtrage micro-onde.

Subventions : Agence Nationale de la Recherche (ANR-14-CE36-0005-01) ; LABEX ACTION Program (ANR-11-LABX-0001-01) ; TOP-WAVE (ANR-13-JS04-0004).

RÉFÉRENCES

- [1] P. Mutti, C. E. Bottani, G. Ghislotti, M. Beghi, G. A. D. Briggs, and J. R. Sandercock, *Advances in Acoustic Microscopy*, ch. Surface Brillouin Scattering—Extending Surface Wave Measurements to 20 GHz, pp. 249–300. Boston, MA : Springer US, 1995.
- [2] J.-C. Beugnot, S. Lebrun, G. Pauliat, H. Maillotte, V. Laude, and T. Sylvestre, “Brillouin light scattering from surface acoustic waves in a subwavelength-diameter optical fibre,” *Nature communications*, vol. 5, no. 5242, 2014.
- [3] R. N. Thurston, “Elastic waves in rods and clad rods,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 64, no. 1, pp. 1–37, 1978.
- [4] J. C. Tchahame, J.-C. Beugnot, A. Kudlinski, and T. Sylvestre, “Multimode Brillouin spectrum in a long tapered birefringent photonic crystal fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 40, pp. 4281–4284, Sep 2015.
- [5] P. Dainese, P. S. J. Russell, N. Joly, J. Knight, G. Wiederhecker, H. L. Fragnito, V. Laude, and A. Kheif, “Stimulated Brillouin scattering from multi-GHz-guided acoustic phonons in nanostructured photonic crystal fibres,” *Nature Physics*, vol. 2, no. 6, pp. 388–392, 2006.
- [6] J.-C. Beugnot and V. Laude, “Electrostriction and guidance of acoustic phonons in optical fibers,” *Phys. Rev. B*, vol. 86, p. 224304, Dec 2012.

NANOLASERS COUPLES A CRISTAL PHOTONIQUE

Alejandro M. Yacomotti

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (CNRS UPR 20),

Route de Nozay, Marcoussis, 91460, France

alejandro.giacomotti@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Des nanolasers couplés sont des systèmes idéaux « multi puits de potentiel » pour des applications en optique nonlinéaire et quantique. Grâce aux faibles volumes optiques, et à l'interaction efficace des photons avec le milieu à gain, ils permettent notamment de mettre en œuvre des phénomènes nonlinéaires intéressants avec un faible nombre de photons, ce qui les distingue de leurs homologues classiques. En particulier, nous avons démontré récemment la brisure spontanée de symétrie miroir dans deux nanolasers à cristal photonique couplés en semiconducteur III-V (InP). Nous avons mis en évidence l'existence d'une bifurcation de type fourche donnant naissance à deux états localisés avec seulement 150 photons dans les nanocavités. Ceci ouvre des perspectives intéressantes pour la génération de fortes corrélations photoniques, qui pourraient présenter des signatures quantiques dans des futurs nanolasers encore plus performants.

MOTS-CLEFS : *Nanophotonique, cavités optiques, cristaux photoniques, semiconducteurs, dynamique non-linéaire, nanolasers, optique quantique*

1. INTRODUCTION

Depuis les travaux séminaux de Bjorg et Yamamoto, le domaine des nanolasers a suscité un fort intérêt, aussi bien sur le plan fondamental que sur les applications en micro et nanophotonique. De par leurs faibles volumes modaux mais aussi les propriétés de leur environnement électromagnétique –tel qu'un cristal photonique–, les nanolasers permettent d'atteindre de forts facteurs d'émission spontanée (β), ce qui quantifie le couplage de l'émission spontanée dans le mode laser. Ceci a un impact en termes du seuil laser, ce qui est à l'origine de nombreuses recherches vers la réalisation du « laser sans seuil ». Mais aussi, c'est le nombre caractéristique des photons dans la cavité qui est fortement réduit. En effet, le nombre de photons qui sature le milieu à gain suit une loi $S \sim 1/\beta$, ce qui veut dire que pour des nanolasers à fort β ($\beta \sim 1$), seulement peu de photons en moyenne se trouveront dans la cavité. Ainsi, des nanolasers constituent aujourd'hui des systèmes très prometteurs pour étudier l'interaction lumière-matière, notamment via l'émission stimulée, à l'échelle de quelques photons.

La nano-photonique en semi-conducteur permet également de réaliser des systèmes photoniques multi-cavités, ou "molécules photoniques", à l'aide du couplage optique –e.g. évanescent– inter-cavité. Ainsi, l'interaction lumière-matière s'associe à des paysages "multi puits de potentiel", ce qui constitue des briques de base idéales pour l'optique quantique avancée et l'optique non linéaire.

Un phénomène clé résultant d'un double puits de potentiel en présence de nonlinéarités, est la brisure spontanée de la symétrie (BSS) d'inversion, c'est-à-dire le passage d'un état délocalisé à deux états localisés dans les puits, qui sont des images spéculaires l'une de l'autre. Bien que quelques études théoriques aient démontré la BSS dans des systèmes micro et nanophotoniques, la première preuve expérimentale a été rapportée tout récemment [2].

2. RÉSULTATS

Le phénomène de BSS dans un système à cavités couplées actives repose sur un mécanisme de compétition entre la nonlinéarité optique liée à l'excitation des porteurs de charge dans le semiconducteur, et l'effet tunnel photonique entre les cavités. Il en résulte que la BSS peut être atteinte lorsque l'énergie d'interaction nonlinéaire est du même ordre –ou plus grande– que celle due au couplage inter-cavité –ou énergie de dédoublement modal–. L'abaissement du taux de couplage par la conception de la molécule photonique est donc un point clé pour l'observation expérimentale de la BSS [3].

Dans ce travail on montre la BSS via une bifurcation de fourche (*pitchfork*), dans deux nanolasers couplés à semiconducteurs. Les nanocavités en membrane suspendue InP sont constituées par deux défauts optiques (trois trous manquants, L3) dans cristal photonique triangulaire de trous d'air (Fig. 1, gauche). Le milieu à gain est constitué par de puits quantiques InGaAs/InGaAsP insérés dans la membrane. En ce qui concerne la géométrie particulière du cristal photonique, nous avons mis en œuvre trois modifications du réseau de trous autour des cavités afin de : i) augmenter le facteur de qualité des cavités à des valeurs $Q \sim 5000$ (trous bleus) ; ii) confiner l'émission dans un angle faible autour de la direction verticale, afin d'accroître l'efficacité de couplage des photons à l'espace libre (trous rouges); iii) contrôler le couplage évanescent grâce à l'ingénierie de barrière de potentiel séparant les cavités [3] (trous verts).

Afin de démontrer la BSS, le système est pompé de façon incohérente par un laser ($\lambda=800$ nm) focalisé au centre de la molécule photonique. Le laser de pompe est modulé avec des pulses triangulaires, constituant des rampes de pompe adiabatiques de 30 ns de durée et 50 kHz de taux de répétition. Les photons émis par les deux nanocavités par effet laser sont couplés via deux fibres optiques monomode à deux détecteurs APD (largeur de bande 660 MHz). Au-dessus du seuil laser, deux états distincts ont été obtenus: l'intensité est plus forte dans la cavité gauche par rapport à la cavité droite (Fig. 1, droite, carrés), et vice-versa (Fig. 1, droite, rhomboïdes). Ces deux états s'établissent de façon aléatoire, c'est-à-dire que tantôt la cavité de droite qui est majoritairement allumée, tantôt c'est la cavité de gauche. Ces deux états correspondent aux branches d'une bifurcation fourche, qui peuvent être comparées à un calcul des solutions stationnaires d'un modèle de modes couplés (encart de la Fig. 1, droite). De plus, nous avons pu remonter expérimentalement au nombre de photons présents dans les cavités au seuil de bifurcation, et nous avons obtenu $S \sim 150$. Ceci est en accord avec le facteur β de nos nanolasers, $\beta=0.02$.

3. CONCLUSION & PERSPECTIVES

La brisure spontanée de symétrie a été démontrée pour la première fois en nanophotonique. Ceci ouvre des perspectives intéressantes pour la réalisation de bascules (*flip-flops*) optiques ultra-compactes et intégrées basées sur BSS. De plus, le nombre de photons présents dans chacune des cavités est faible, de l'ordre d'une centaine. Ainsi, il est possible de prédire, par l'ingénierie du facteur d'émission spontanée, une réduction encore plus forte du nombre de photons à la saturation, ce qui permettrait des transitions de ce type avec seulement quelques photons dans les cavités. Ceci présente un intérêt majeur pour des applications quantiques avec des photons fortement corrélés.

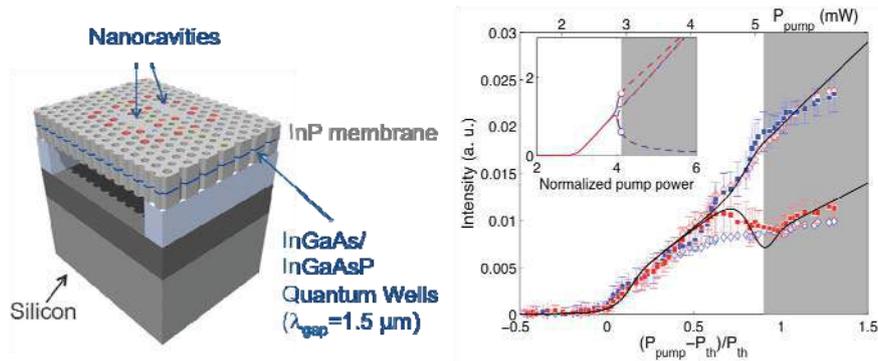


Fig. 1 : Gauche: dessin de la molécule photonique composée de deux cavités L3 en cristal photonique en régime laser. Période de la maille $a = 425$ nm, rayon des trous $r = 0,266a$. Différentes modifications des tailles des trous ont été réalisées: les trous bleus ($r_{\text{blue}} = r - 0,06a$) augmentent le facteur de qualité des cavités, les trous rouges ($r_{\text{red}} = r + 0,05a$) améliorent la directivité des photons émis, les trous verts ($r_{\text{green}} = r - 20\%$) contrôlent la force du couplage et enfin les trous orange ($r_{\text{orange}} = r_{\text{red}} - 20\%$) réunissent les deux derniers effets. Droite: coexistence des états à parité brisée. Bleu (rouge): intensité du détecteur aligné avec la cavité de gauche (droite). Deux états qui basculent de façon aléatoire sont observés : les symboles carrés (rhomboïdes) correspondent à l'état où la lumière est majoritairement confinée dans la cavité de gauche (droite). Encart : solutions stationnaires d'un modèle de modes couplés [2].

RÉFÉRENCES

- [1] Y. Yamamoto, S. Machida, and G. Björk, "A microcavity laser with enhanced spontaneous emission," *Phys. Rev. A*, vol. **44**, pp. 657- 668, 1991; G. Björk, & Y. Yamamoto, Y. (1991), "Analysis of semiconductor microcavity lasers using rate equations", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **27**(11), 2386.
- [2] P. Hamel, S. Haddadi, F. Raineri, P. Monnier, G. Beaudoin, I. Sagnes, A. Levenson, and A. M. Yacomotti, "Spontaneous symmetry breaking in coupled photonic crystal nanolasers", *Nature Photonics* **9**, 311–315 (2015)
- [3] S. Haddadi, P. Hamel, G. Beaudoin, I. Sagnes, C. Sauvan, P. Lalanne, J. A. Levenson, and A. M. Yacomotti, "Photonic molecules: tailoring the coupling strength and sign", *Opt. Express* **22**, 12359 (2014).

MODULATEURS OPTIQUES POUR LA PHOTONIQUE SUR SILICIUM

Alexis ABRAHAM^{1,2}, Ségolène OLIVIER¹, Maryse FOURNIER¹, André MYKO¹,
Laurent VIVIEN², Delphine MARRIS-MORIN²,

¹ Univ. Grenoble Alpes, CEA, LETI, MINATEC Campus, 38054 Grenoble, France

² Univ. Paris-Sud 11, IEF, CNRS UMR 8622, 91405 Orsay, France

alexis.abraham@cea.fr

Cet article présente la conception, fabrication, et caractérisation d'un modulateur optique en silicium. Les procédés technologiques de fabrication sont pris en compte lors de la conception du composant. Une efficacité de modulation de 1.8 V.cm à -2 V, et des pertes de 1.2 dB/mm à 0 V sont obtenues.

MOTS-CLEFS : *optique intégré ; photonique sur silicium ; modulateur optique*

1. INTRODUCTION

La **photonique sur silicium** est une solution très prometteuse pour la réalisation de liens optiques. Cette approche permet d'intégrer des fonctionnalités optiques sur une puce silicium en utilisant les équipements et les procédés de pointe de la microélectronique. L'avantage de cette approche est que la fabrication de composants optiques devient compatible avec de forts volumes de production, tout en réduisant les coûts de fabrication, et permet la co-intégration de composants photoniques avec leurs circuits CMOS de commande. Parmi les composants photoniques constituant un lien optique, le **modulateur optique** représente un enjeu majeur, car il est responsable de la majorité de la consommation énergétique du lien. Sa fonction est de convertir un signal électrique en un signal optique, par exemple deux valeurs de tensions en deux valeurs d'intensité lumineuse.

La conception d'un modulateur optique comporte plusieurs étapes, en particulier la définition de la région active (zone où se produit la modulation) qui inclut une jonction PN. Les niveaux de dopage des régions P et N est critique pour les performances du modulateur. Lors de la conception, en première approximation, ces dopages soient considérés comme uniformes, formant une jonction PN abrupte idéale. Afin d'optimiser plus finement la région active, il est important de coupler les simulations électro-optiques avec des simulations qui tiennent compte des procédés de fabrication, en particulier des étapes d'implantation pour former la jonction PN.

Cet article présente la conception et l'évaluation des performances du modulateur à jonction PN en tenant compte des procédés de fabrication. Les performances expérimentales obtenues valident ce processus de conception. Après l'introduction des bases de la modulation optique dans la section 2, la section 3 détaille la conception de la région active. Les résultats de mesures sont ensuite présentés dans la section 4. La fabrication d'un tel modulateur sera discutée pendant la présentation.

2. PRINCIPE DE LA MODULATION OPTIQUE

Parmi les mécanismes possibles pour réaliser une modulation optique, c'est l'**effet d'électro-réfraction** obtenu dans le silicium par dispersion plasma qui est le plus couramment utilisé [1]. Cet effet exploite la variation de concentration d'électrons ou de trous dans une structure telle qu'une jonction PN [2].

Le principe du modulateur est le suivant : l'application d'une tension électrique induit une variation de charges dans la structure. Par effet d'électro-réfraction, cette variation de charge modifie localement l'indice de réfraction du guide en silicium. Le mode optique est alors perturbé, ce qui se traduit par un déphasage de l'onde optique. Comme le montre la figure 1, ce déphasage est ensuite converti en modulation d'intensité, par une structure interférométrique de type Mach-Zehnder pour être facilement détectée par une photodiode.

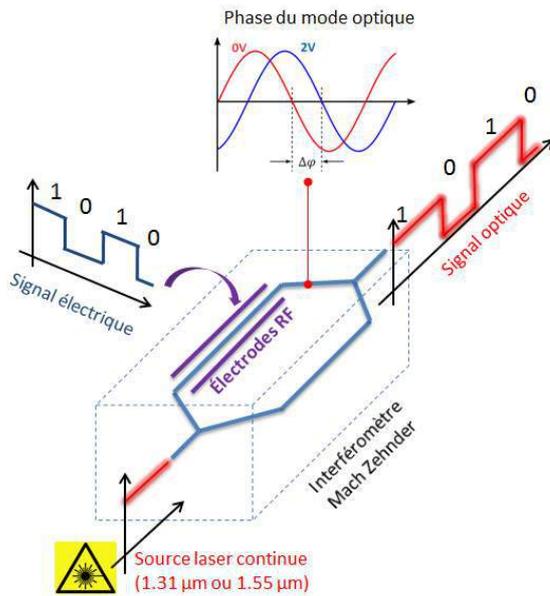


Fig. 1: Principe de fonctionnement d'un modulateur optique.

3. CONCEPTION DE LA REGION ACTIVE

La conception de la jonction PN a été réalisée en tenant compte du cycle de fabrication de la plateforme du CEA-LETI. Pour cette étude, nous avons utilisé des wafers SOI de 200 mm de diamètre, comportant une couche de 220 nm de silicium sur 2 μm d'oxyde enterré. Comme le montre la figure 2, une partie de la couche de silicium est gravée pour définir un guide optique de 400 nm de large, afin d'assurer un comportement monomode.

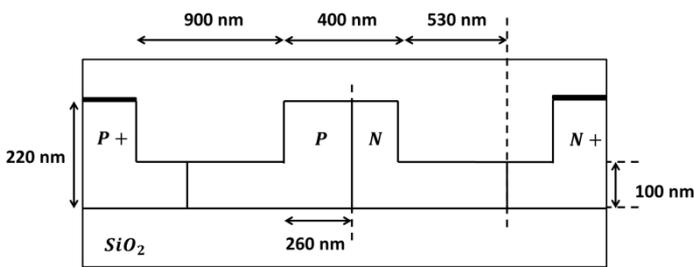


Fig. 2 : Section transverse de la région active du modulateur

Les régions P+ et N+ sont positionnées à 530 nm du guide, ce qui constitue le résultat d'un compromis entre la minimisation de la résistance d'accès et des pertes générées par le fort dopage. La position de la jonction est excentrée de 60 nm par rapport au centre du guide afin de favoriser la déplétion de trous, plus efficace que les électrons en termes de variation d'indice de réfraction.

Une fois la position de la jonction fixée, le profil de dopage est optimisé en combinant des simulations électro-optiques (Suite Lumerical) avec des simulations de fabrication (Silvaco), de manière à prendre en compte les profils de dopages réels pour définir les conditions d'implantation optimales. Plusieurs conditions d'implantations ont été simulées, avec pour objectif d'atteindre le meilleur compromis entre efficacité de modulation et pertes optiques. Le profil de jonction obtenu après optimisation est présenté Figure 3. Les concentrations de Bore (type P) et de Phosphore (type N) sont respectivement de 7.10^{17} at/cm³ et de 9.10^{17} at/cm³ à mi-hauteur du guide, là où le recouvrement avec le mode guidé est maximal. Les performances statiques du modulateur attendues sont de 1.6 V.cm à -2 V avec des pertes de 1.3 dB/mm à 0 V.

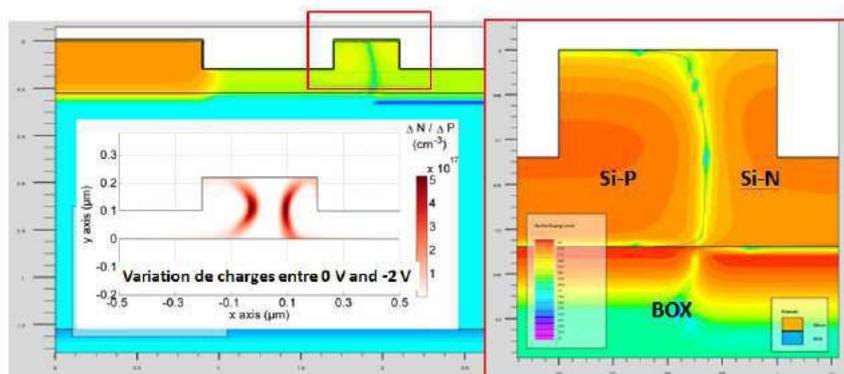


Fig. 3 : Cartographie de la section transverse du modulateur montrant la jonction PN, avec la variation de charges associées sous l'application d'une tension de -2 V.

4. CARACTERISATION DU MODULATEUR

La région active a été implémentée dans un interféromètre Mach-Zehnder de 4 mm de long. Pour faciliter les mesures, le Mach-Zehnder est asymétrique, c'est-à-dire que la longueur des deux bras est différente (dans notre cas $\Delta L = 150 \mu\text{m}$). Cela permet de générer plusieurs pics de résonance à intervalle régulier, ici de 4 nm. Comme le montre la figure 4, lorsqu'une tension est appliquée à l'un des bras, le spectre de transmission se décale en fonction de l'efficacité de modulation. Les mesures expérimentales donnent une efficacité de 1.8 V.cm à -2 V, et des pertes optiques de 1.4 dB/mm à 0 V, soit des valeurs proches des simulations réalisées.

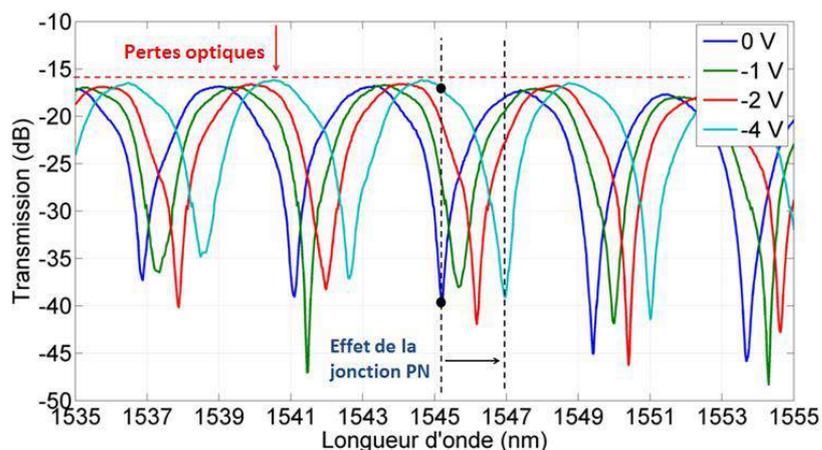


Fig. 4 : Spectre de transmission d'un modulateur Mach-Zehnder de 4 mm de long à différentes tensions

5. CONCLUSION

La conception d'un modulateur à jonction PN est une étape clé pour la réalisation de liens optiques. La prise en compte des profils de dopage réels obtenus lors de la fabrication dans les simulations électro-optiques du modulateur nous a permis d'obtenir expérimentalement le point de fonctionnement voulu, en particulier le meilleur compromis entre efficacité de modulation et pertes de propagation à -2V. Ce résultat très encourageant nous incite à prolonger l'étude de dopage et ouvre de nouvelles perspectives, notamment pour mieux comprendre les caractérisations de futurs modulateurs, et simplifier le procédé de fabrication.

[1] R. Soref and B. Bennett, "Electro-optical effects in silicon", IEEE J. Quantum Electron, **23**(1), 1987

[2] G. T. Reed, G. Mashanovich, F. Y. Gardes, D. J. Thomson, "Silicon optical modulators", Nature Photonics, **4**(8), 2010

GÉNÉRATION SUR PUCE DE SILICIUM DE PAIRES DE PHOTONS MULTIPLEXÉS EN LONGUEUR D'ONDE

**Florent Mazeas¹, Weiwei Zhang², Michele Traetta^{1,3}, Marco Bentivegna⁴, Florian Kaiser¹,
Djeylan Aktas¹, Carlos Alonso Ramos⁴, Lutfi-Arif Bin-Ngah¹, Tommaso Lunghi¹, Xavier Le
Roux², Delphine Marris-Morini², Laurent Vivien², Éric Cassan², Laurent Labonté¹, Sébastien
Tanzilli¹**

¹*Université Nice Sophia Antipolis, LPMC, CNRS UMR 7336, 06108, Nice, France*

⁴*Université Paris Saclay, Institut d'Électronique Fondamentale, CNRS UMR 8622, 91405 Orsay, France*

³*University of Bologna, Bologna, 40136, Italy*

⁴*Sapienza University of Roma, 00185, Roma, Italy*

laurent.labonte@unice.fr

RÉSUMÉ

Nous reportons la conception et la caractérisation d'un générateur de paires de photons, intégré sur substrat de silicium, compatibles avec les réseaux standard des télécoms.

MOTS-CLEFS : *télécoms; mélange à quatre ondes; multiplexage; cryptographie.*

1. INTRODUCTION

La confidentialité des données transmises est un enjeu crucial de notre société, la cryptographie quantique (CQ) vient apporter des solutions dont la sécurité inconditionnelle repose sur les principes de la physique quantique, qui permet de révéler toute tentative d'espionnage. Cependant le débit associé à ces communications (quelques Mbits/s au mieux) est réduit par rapport à celui d'un lien de communication classique (\sim Gbits/sec) à cause de deux limitations principales, la puissance des signaux et l'interdiction de la copie du signal [1]. Cependant, il devient possible aujourd'hui de contourner ces limitations en exploitant diverses stratégies de multiplexage spatial et spectral. Nous proposons une solution intégrée en technologie silicium (Si) d'une source de paires de photons (SPP) dont les longueurs d'onde sont compatibles avec les réseaux standards des télécoms. La technologie Si est extrêmement bien maîtrisée depuis des dizaines d'années grâce à l'électronique, et depuis peu, cette plateforme s'oriente vers la photonique pour la construction de dispositifs hautement non-linéaires ($n_2(\text{Si}) \simeq 10^3 n_2(\text{SiO}_2)$), compacts grâce à un contraste d'indice élevé ($n_{\text{silicium}}=3,5$) et doté d'une grande reproductibilité. Nous pouvons citer les exemples des guides sub-micrométriques ou des micro-résonateurs [2, 3]. Plus récemment, nous avons vu émerger des applications dans le domaine de la photonique quantique, comme par exemple, des expériences d'interférence quantique où les générateurs et les interféromètres ont été entièrement intégrés sur le substrat de silicium [4, 5].

Nous avons conçu et caractérisé de manière classique et quantique un micro-résonateur intégré sur substrat de Si. Les paires de photons générées sont ensuite spectralement démultiplexées grâce à des composants télécoms (multiplexeurs en longueur d'onde (DWDM)), et leur intrication est qualifiée grâce à une expérience d'interférence à 2 photons.

2. CONCEPTION ET CARACTÉRISATION D'UN GÉNÉRATEUR DE PAIRES DE PHOTONS INTÉGRÉ

La figure 1 présente le dispositif expérimental pour la génération des paires de photons et l'analyse de leurs corrélations. Le cœur de notre dispositif est un micro-résonateur en forme d'anneau fabriqué sur un substrat de Si. La réponse spectrale du système est un peigne de fréquences où l'espacement entre deux résonances successives correspond à l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité. Le principe de l'expérience consiste à exciter le micro-résonateur sur une résonance, puis de recueillir une paire de photons sur deux résonances symétriques par rapport à la longueur de pompe. Ces paires peuvent provenir

de deux résonances, situées de part et d'autre de la pompe, soit dans des canaux de plus proches voisins mais également plus éloignées. Cette étendue spectrale va déterminer la capacité du système à produire un grand nombre de canaux multiplexés.

Nous cherchons à connaître les dimensions optimales du guide, telles que l'accord de phase du mélange à quatre ondes dégénérés en fréquence (DFWM) soit respecté. La largeur de la bande spectrale où l'accord de phase est préservé peut être défini comme $|\Delta\beta L_{opt}| < \pi$, où $\Delta\beta$ est le désaccord en phase linéaire et $L_{opt} = Q\lambda/2\pi n_{eff}$ [6]. Nous avons calculé l'évolution des indices effectifs en fonction de la longueur d'onde pour différentes largeurs de guide, sachant que la hauteur est imposée par la technologie (hauteur des substrats de Si, 220 nm). La figure 2 (a) illustre la quantité $|\Delta\beta L_{opt}/\pi|$, et montre que conformément à la littérature, l'accord de phase est obtenu pour des valeurs de dispersion légèrement anormale, c'est-à-dire ici pour une largeur de guide de 600 nm [6]. Le rayon de l'anneau est choisi tel que l'ISL soit compatible avec

la grille ITU (International Telecom Union) des réseaux télécoms, autrement dit un multiple de 100 GHz afin que les signaux générés puissent se propager à des longueurs d'onde normalisées. Nous avons mesuré à l'aide d'un laser accordable la transmission de notre système sur toute la bande C des télécoms, faisant clairement apparaître les différentes résonances comme le montre la figure 2 (b). Nous déduisons respectivement de cette mesure un ISL et un facteur de qualité de 200 GHz et 40000, ce qui garantit une production efficace de paires de photons. Nous avons également mesuré l'efficacité de notre générateur de paires de photons. Pour ce faire, nous avons soit utilisé une seule pompe pour caractériser l'interaction DFWM spontanée ou alors une pompe et un signal pour la quantifier en régime stimulé. Dans les deux cas, la variation des signaux générés en fonction de la pompe est quadratique, nous assurant que les photons générés sont directement issus du processus quadratique. De plus, nous n'avons pas observé de saturation due à des pertes non-linéaires, comme l'absorption à 2 photons, ou l'absorption par porteurs libres. Grâce au facteur de qualité élevé, nous avons atteint une production interne de $3 \cdot 10^6$ paires par seconde pour seulement $500 \mu\text{W}$ de puissance de pompe correspondant à une brillance de $\sim 10^3$ paires/s/MHz/mW, ce qui place cette réalisation parmi les plus efficaces dans le cas micro-cavités monolithiques.

3. RÉVÉLATION DE L'INTRICATION EN ÉNERGIE-TEMPS

Nous avons choisi de coder l'intrication sur les observables énergie-temps, en raison de la robustesse démontrée face à la décohérence le long des fibres optiques. Nous souhaitons connaître la qualité de cette intrication générée par notre SPP lorsque celle-ci est distribuée dans des canaux DWDM complémentaires. Ainsi, grâce à un dispositif interférométrique, nous avons mesuré les franges d'interférences à deux photons en fonction de la phase optique de l'interféromètre. La visibilité des franges constitue la figure de mérite permettant de quantifier le degré d'intrication, et donc de qualifier la source [6]. L'interférence ne peut avoir lieu que si le déséquilibre de l'interféromètre est (i) plus petit que le temps de cohérence du laser et (ii) plus grand que le temps de cohérence des photons individuels.

Nous nous attachons à relever la figure d'interférences pour les canaux complémentaires contigus au canal dans lequel se trouve la pompe, mais également situés dans des canaux plus éloignés. L'idée est ici de connaître le potentiel de notre SPP à produire des paires de photons multiplexées (figure 2 (b)). Les visibilités brutes déduites de ces courbes sont respectivement de $(98.1 \pm 2.0)\%$ et $(97.0 \pm 1.5)\%$ pour

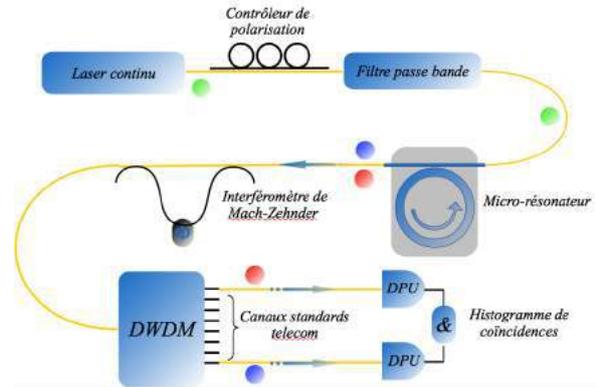


FIGURE 1 : Dispositif expérimental.

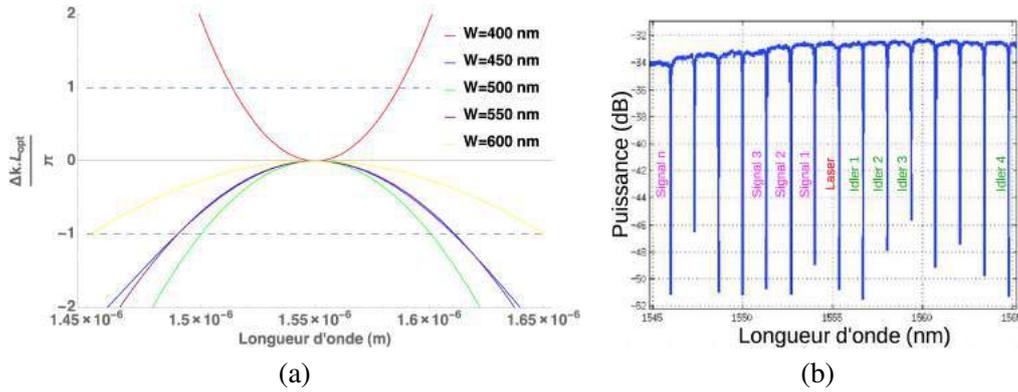


FIGURE 2 : (a) Variation de l'accord de phase pour une longueur de pompe de 1.55 μm . (b) Puissance transmise en fonction de la longueur d'onde. La longueur d'onde de pompe est située sur une résonance, les signaux sont générés de part et d'autre de cette résonance.

les paires de canaux 48 & 52 et 43 & 57 (figure 3). Ces mesures attestent non seulement du potentiel de notre système à produire des paires de photons dont la qualité d'intrication est quasi parfaite mais aussi à proposer un schéma de distribution de paires de photons multiplexés en longueur d'onde.

4. CONCLUSION & PERSPECTIVES

Nous avons montré une expérience de distribution de paires de photons multiplexés spectralement. La production de ces paires est d'une part compatible avec les réseaux standards télécoms, et d'autre part intégrée sur une puce photonique en Si dont la taille est très compacte ($220 \times 600 \text{ nm}^2$). Ce système est extrêmement efficace et permet de générer de grande qualité d'intrication. Ce dispositif basé sur un micro-résonateur en Si est prometteur, puisque la technologie Si permet d'envisager d'intégrer d'autres fonctions sur une même puce, à savoir la fonction de filtrage et de routage, qui se fait actuellement à l'aide de composants extérieurs. Cette puce photonique constituerait sans aucun doute le cœur des futurs réseaux de communication sécurisés.

5. RÉFÉRENCES

- [1] N. Gisin *et al.*, "Quantum cryptography", *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145, (2002).
- [2] W.C. Jiang *et al.*, "Silicon-chip source of bright photon pairs", *Opt. Expr.* **23**, 20884, (2015).
- [3] D. Grassani *et al.*, "Energy correlations of photon pairs generated by a silicon microring resonator probed by Stimulated Four Wave Mixing", e-print arXiv :1602.04962, (2016).
- [4] S.F. Preble *et al.*, "On-Chip Quantum Interference from a Single Silicon Ring-Resonator Source", *Phys. Rev. Appl.* **4**, 021001 (2015).
- [5] J.W. Silverstone *et al.*, "Qubit entanglement between ring-resonator photon-pair sources on a silicon chip", *Nat. Commun.* **6**, (2015).
- [6] M.A. Foster *et al.*, "Broad-band continuous-wave parametric wavelength conversion in silicon nanowaveguides", *Opt. Expr.* **15**, 12949, (2007).

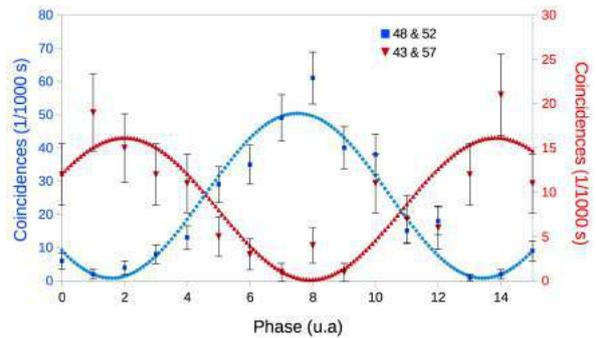


FIGURE 3 : Figure d'interférence à 2 photons pour les canaux 48 & 52 et 43 & 57 permettant de déduire la qualité de l'intrication.

UNE APPROCHE ENTIÈREMENT GUIDÉE POUR L'OPTIQUE QUANTIQUE EN RÉGIME DE VARIABLES CONTINUES

Bruno Fedrici¹, Florian Kaiser¹, Alessandro Zavatta^{2,3}, Virginia D'Auria¹, et Sébastien Tanzilli¹

¹ Université Nice Sophia-Antipolis, CNRS, Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, UMR 7336, Parc Valrose, 06100 Nice, France

² Istituto Nazionale di Ottica (INO-CNR), Largo Enrico Fermi 6, 50125 Firenze, Italie

³ LENS et département de physique, Università di Firenze, Sesto Fiorentino, 50019 Firenze, Italie

bruno.fedrici@unice.fr

RÉSUMÉ

Nous reportons la génération et la détection de lumière comprimée à une longueur d'onde télécom, et ce, pour la première fois, dans une configuration entièrement guidée.

MOTS-CLEFS : *communications quantiques; guides d'ondes; fibres optiques; lumière comprimée*

1. INTRODUCTION

Les propriétés fondamentales de la physique quantique servent aujourd'hui de ressources à un nouveau champ de recherche désigné par le nom d'information quantique. Une des principales applications de ce domaine consiste en l'établissement de protocoles d'échanges sécurisés d'information que l'on regroupe sous le nom générique de "communication quantique". En vu du développement d'applications commercialisables, il est nécessaire de rendre ces protocoles compatibles avec les systèmes de télécommunications par fibres optiques. Dans ce cadre, des applications prometteuses ont été réalisées en employant de la lumière comprimée, pour laquelle les fluctuations d'amplitude ou de phase du champs électromagnétique sont plus petites que le niveau attendu pour un faisceau classique [1]. Bien que très encourageantes du point de vue des résultats, ces réalisations sont toutefois pour la plupart difficilement exportables dans des dispositifs commercialisable de part leur structure massive et leur approche en propagation libre. Pour répondre aux besoins technologiques actuels, nous avons mis au point un dispositif expérimental "plug and play" permettant la génération, la propagation et la détection de lumière comprimée à une longueur d'onde télécom, et ce, pour la première fois, dans une configuration entièrement guidée [2].

2. SCHÉMA DE L'EXPÉRIENCE ET RÉSULTATS

Le dispositif expérimental utilisé est présenté en Fig.1. Un faisceau issu d'un laser télécom continu (CW laser), émettant à 1542 nm et dont la sortie est couplée dans une fibre optique, est amplifié (EDFA) avant d'être dirigé dans un coupleur fibré 70 : 30 (f-BS). Le faisceau de plus forte intensité est doublé à 771 nm par génération de seconde harmonique dans un guide d'onde périodiquement polarisé en niobate de lithium (SHG, PPLN/W). La seconde harmonique ainsi générée est alors utilisée comme faisceau de pompe afin de générer de la lumière comprimée monomode au sein d'un guide PPLN "ridge", par processus de conversion paramétrique spontanée (SPDC, PPLN/RW). La structure "ridge" offre un fort degré de confinement garantissant une grande efficacité de conversion sans avoir recours à des cavités optiques. La fraction du laser à 1542 nm de plus faible intensité, quand à elle, est utilisée comme oscillateur local (LO) et est recombinaisonnée avec le faisceau de lumière comprimée au niveau d'un deuxième coupleur fibré 50 : 50 suivant un schéma de détection homodyne. La soustraction des photo-courants associés aux deux photodiodes InGaAs (PDs) placées en sortie du coupleur permet de remonter au niveau de compression de la lumière lorsque l'on vient parcourir de manière continue la phase de l'oscillateur local avec un contrôleur de phase fibré (Phase Ctrl).

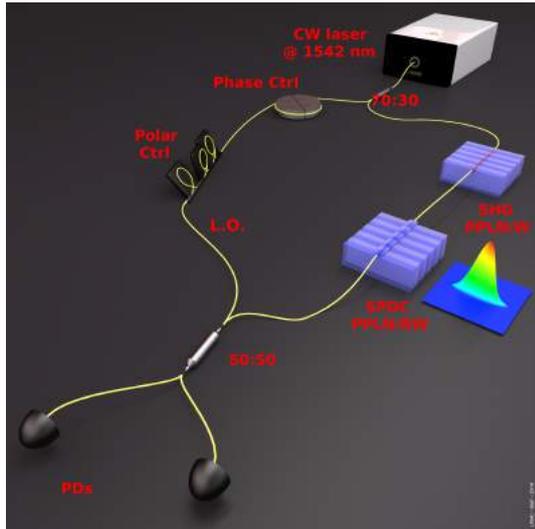


Fig.1 - Schéma du dispositif expérimental.

Outre la miniaturisation du dispositif, un avantage majeur de l'approche guidée en comparaison avec celle en espace libre repose sur le fait que chaque élément du dispositif est un composant indépendant, ce qui offre ainsi à l'utilisateur un dispositif entièrement reconfigurable en vue d'expériences plus complexes. De plus, il est à noter que le mode-matching spatial entre l'oscillateur local et la lumière comprimée est automatiquement satisfait au niveau du second coupleur, un avantage majeur en comparaison des réalisations en espace libre.

La Fig.2 présente la variance du bruit en dB lors d'un scan continu de la phase de l'oscillateur local pour une puissance de pompe en entrée de SPDC de 28 mW ; dans ces conditions, une valeur de -1.83 dB de compression a été obtenu, ce qui, corrigé par les pertes à la propagation et l'efficacité des détecteurs correspond à -3.4 dB de compression directement en sortie du PPLN ridge. Cette valeur est parmi les plus élevées observées en régime de pompage continu en simple passage.

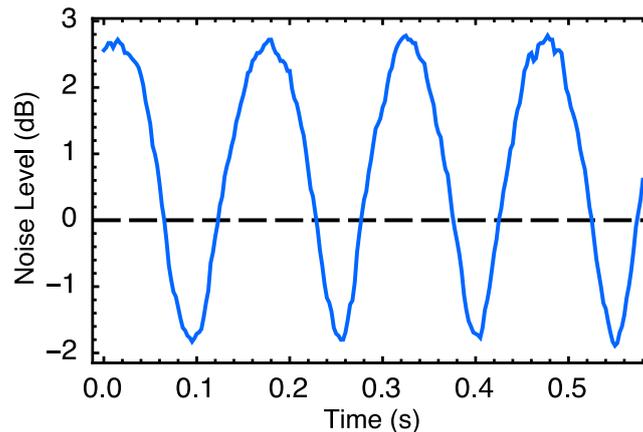


Fig.2 - Variance normalisée au bruit classique du bruit en fonction de la phase de l'oscillateur local (elle même proportionnelle au temps d'acquisition), pour une puissance de pompe en entrée du PPLN/RW de 28 mW.

3. CONCLUSION

En conclusion, basé sur les avancées en matière d'optique non-linéaire guidée et sur les technologies des télécoms optiques, nous avons implémenté pour la première fois un dispositif expérimental permettant la génération, la propagation et la détection de lumière comprimée monomode de manière guidée aux longueurs d'ondes des télécoms. Nous avons observé un niveau de compression du bruit de -1.83 dB. L'extrême maniabilité du dispositif qui ne requiert aucune procédure d'alignement et qui se base uniquement sur des composants "plug-and-play" entièrement compatibles avec les réseaux télécoms actuels en fait un candidat prometteur en vue d'implémenter des protocoles de communication quantique en variables continues en dehors des laboratoires.

RÉFÉRENCES

- [1] S.L. Braunstein, and P. van Loock, “Quantum information with continuous variables”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 77, pp. 513, 2005.
- [2] F. Kaiser, B. Fedrici, A. Zavatta, V. D’Auria, and S. Tanzilli, “A fully guided-wave squeezing experiment for fiber quantum networks”, *Optica*, vol. 52, pp. 265–269, 2016.

INFLUENCE DES PROPRIETES FREQUENTIELLES DE DIFFERENTS LASERS DML SUR LES PERFORMANCES D'UNE EMISSION DUO-BINAIRE A 20 GBIT/S

Justine Konopacki¹, Bertrand Le Guyader¹, Naveena Genay¹, Luiz Anet Neto¹, Philippe Chanclou¹, Didier Erasme²

¹ Orange Labs, 2 avenue Pierre Marzin, 22307 Lannion, France

² CNRS, Télécom ParisTech, Université Paris-Saclay, 75012 Paris, France

justine.konopacki@orange.com

RÉSUMÉ

La réponse fréquentielle de lasers DML est analysée afin d'évaluer la limitation de leur usage dans les transmissions optiques multi-niveaux tels que le duo-binaire.

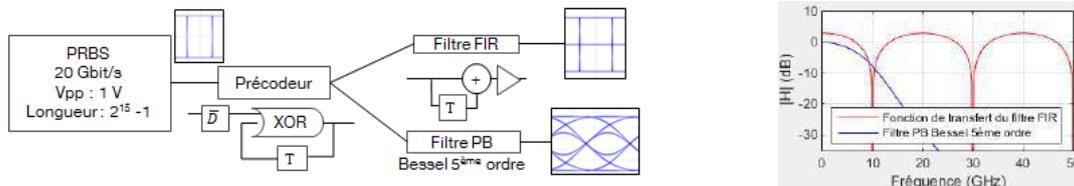
MOTS-CLEFS : DML, gigue, modulation duo-binaire, réponse fréquentielle

1. INTRODUCTION

Actuellement, le réseau d'accès optique utilise le format de modulation NRZ (Non-Return-to-Zero) basé sur la modulation d'intensité au central et de la détection directe côté utilisateur pour les transmissions de données. L'évolution actuelle du nombre d'utilisateurs et l'augmentation continue de leurs besoins contribuent à augmenter le besoin de débit en ligne. Par exemple, en Europe le nombre d'utilisateurs du réseau FTTH/B (Fiber To The Home/Building) a augmenté de 50 % en 12 mois [1]. Le NG-PON2 [2] est une solution technique basée sur le multiplexage en temps et en longueur d'onde avec 4 canaux modulés à 10 Gbit/s qui pourrait remplacer la solution G-PON [3] aujourd'hui déployée. Pour envisager des débits d'au moins 20 Gbit/s par canal, la modulation duo-binaire est une solution technique prometteuse. Le spectre d'un signal duo-binaire est comprimé par rapport à celui d'un signal NRZ à même débit. Ceci permettrait d'utiliser des composants développés pour les transmissions 10 Gbit/s à un débit de 20 Gbit/s. La compression d'un spectre NRZ nécessaire pour la transmission d'un signal duo-binaire se fait par le biais de l'introduction contrôlée d'interférence inter-symbole sur un signal NRZ de référence. On utilise idéalement un filtre à Réponse Impulsionnelle Finie (FIR) à deux coefficients mais on pourrait aussi utiliser des filtres Passe-Bas (PB) passifs au détriment de la qualité des diagrammes de l'œil du signal [4]. Dans cet article est étudié l'influence de la réponse fréquentielle de composants électro-optiques sur l'émission d'un signal duo-binaire électrique à 20 Gbit/s généré par un filtre FIR.

2. LA MODULATION SUR 3 NIVEAUX OPTIQUES

La modulation duo-binaire est un format de modulation basé sur 3 niveaux : « -1 », « 0 » et « 1 ». Le « 0 » binaire est codé « 0 » en duo-binaire. Le « 1 » binaire est codé soit « -1 » soit « +1 » en duo-binaire. L'inversion du signe du « 1 » duo-binaire s'effectue lorsqu'il y a un nombre impair de « 0 » entre deux « 1 » consécutifs dans la trame binaire. La génération d'un signal duo-binaire (Fig. 1a), peut s'effectuer par une solution active basée sur un filtre FIR [5] ou une solution passive basée sur un filtrage PB [6]. La fonction de transfert de la solution active (Fig. 1b. courbe



a. Solutions active et passive de génération d'un signal duo-binaire b. Fonctions de transfert associées
Fig. 1 : Schémas de montage de génération d'encodeur duo-binaire actif et passif électrique.

rouge) peut être approximée par un filtre de Bessel du 5^{ème} ordre (Fig. 1b. courbe bleue), correspondant au filtre de la solution passive. Les diagrammes de l'œil simulés montrent un diagramme de l'œil duo-binaire moins déformé dans le cas d'un encodage actif. Le spectre d'un signal duo-binaire possède une Bande-Passante (BP) réduite d'un facteur 2 [6] par rapport à un signal binaire, ce qui permettrait de transmettre un signal à 20 Gbit/s avec des composants développés pour un débit de 10 Gbit/s.

3. CONCEPTION D'UNE EMISSION DUO-BINAIRE A 20 GBIT/S

Les solutions investiguées sont basées sur une modulation directe de lasers transposant ainsi directement un signal électrique en signal optique. Le montage expérimental présenté sur la Fig. 2a génère un signal duo-binaire électrique d'amplitude 2,4 V à partir d'un signal NRZ connu PRBS (Pseudo Random Binary Sequence) de longueur $2^{15}-1$, à 20 Gbit/s. Ce signal NRZ est encodé en un

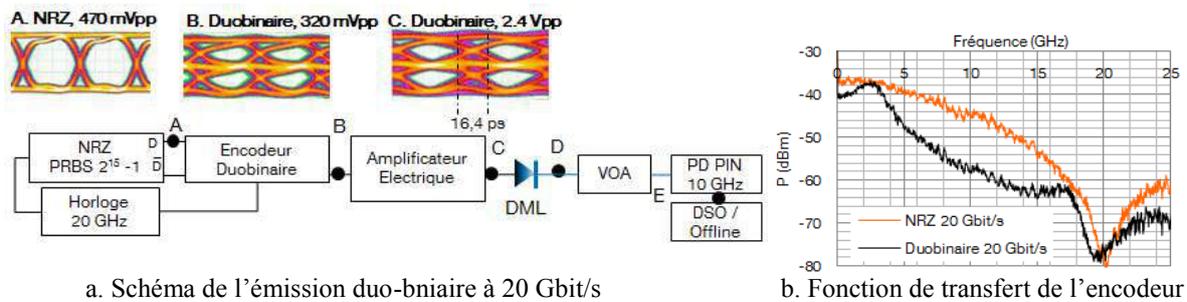


Fig. 2 : Montage expérimental et caractéristique de l'encodeur.

signal duo-binaire (Fig. 2a). La fonction de transfert de l'encodeur est représentée Fig. 2b et montre une réduction de la BP du signal en sortie. Ce signal est amplifié jusqu'à une amplitude de 2,4 V (Fig. 2a, point C) et présente une gigue de 16,4 ps. Dans notre étude, le signal C est utilisé pour moduler trois DML (Directly Modulated Laser) différents : un DML1 émettant à 1550 nm avec une

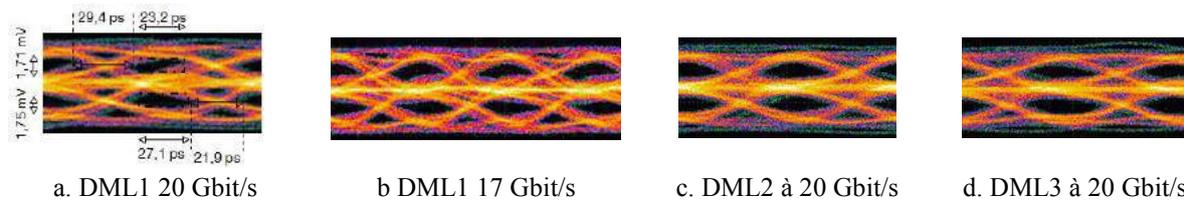


Fig. 3 : Diagrammes de l'œil optique en sortie des différents DML.

puissance optique de 10,4 dBm pour un courant de polarisation de 60 mA ; un DML2 émettant à 1550 nm avec une puissance optique de 12 dBm pour un courant de polarisation de 110 mA et un DML3 émettant à 1310 nm avec une puissance optique de 7,5 dBm pour un courant de polarisation de 60 mA. Le diagramme de l'œil du DML1 (Fig. 3a) présente une distorsion sur l'œil du haut qui réduit son ouverture (Tab. 1). Les réponses fréquentielles des DML (Fig. 4) montrent que l'augmentation du courant de polarisation modifie leur BP à -3 dB ainsi que la forme de leur réponse fréquentielle. La modification de la puissance électrique n'affecte pas les réponses fréquentielles. La réponse du DML1 (Fig. 4a) présente un « creux » (point A) de 4 dB autour de 6 GHz qui va couper ces fréquences ; limitant l'utilisation du DML1 à un débit duo-binaire supérieur à 17 Gbit/s (Fig. 3b). Les DML2 et DML3 présentent des réponses fréquentielles (Fig. 4b. I_{pol} de 100 mA et 4c. I_{pol} de 50 mA) linéaires avec une BP à -3 dB de 16 GHz, permettant une utilisation à un débit de 20 Gbit/s. La variation du retard de groupe résiduel sur la bande spectrale occupée par le

Tab. 1 : Caractéristiques des diagrammes de l'œil optiques des différents DML

		DML1		DML2		DML3	
Gigue		29,4 et 21,9 ps		19,9 ps		20,60 ps	
Ouverture du diagramme de l'œil	Haut	23,2 ps	1,71 mV	26,4 ps	1,45 mV	30,6 ps	1,73 mV
	Bas	27,1 ps	1,75 mV	29,2 ps	1,75 mV	26,9 ps	1,52 mV

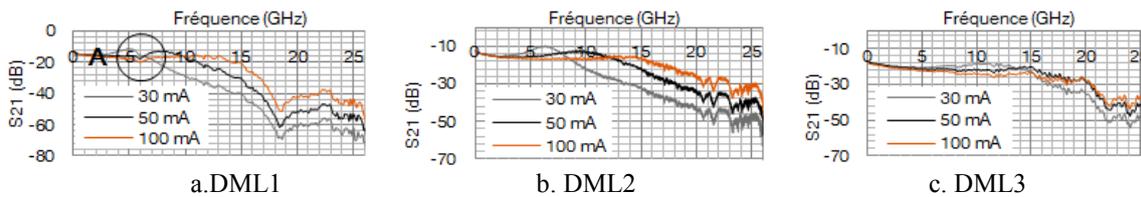


Fig. 4 : Réponse fréquentielle des DML testés pour différents courants de polarisation.

signal (delta RGD) correspond à un retard créé entre les niveaux de transmissions qui modifie les temps de montée et de descente entre chaque niveau et ajoute de la gigue visible sur la Fig. 3. Celui-ci est égal à 47 ps pour le DML1 ; 34 ps pour le DML2 et 37 ps pour le DML3 autour de 10 GHz.

4. CARACTERISATION OFFLINE DE L'EMISSION DUO-BINAIRE A 10 GBIT/S

Le signal optique (Fig. 2 point D) est détecté par une PhotoDiode (PD) PIN de BP électrique à -3 dB de 10 GHz. Le signal électrique est numérisé grâce à un DSO (Digital Storage Oscilloscope) de 12 GHz de BP avec un taux d'échantillonnage de 40 GSamples/s, soit 4 échantillons par bit à 10 Gbit/s ce qui limite nos mesures à ce débit. Un traitement offline décode le signal duo-binaire en signal binaire et le compare à la trame NRZ initialement envoyée. Les résultats Fig. 4 sont comparés à une transmission NRZ à 10 Gbit/s dans les mêmes conditions expérimentales mais avec un taux d'erreur (BER) mesuré via un analyseur de trame PRBS. La transmission duo-binaire réalisée avec le DML1 génère une pénalité de 4 dB sur le Budget Optique (OB) ; et de 1,5 dB avec les DML2 et DML3, montrant le besoin d'utiliser des composants avec une réponse fréquentielle linéaire.

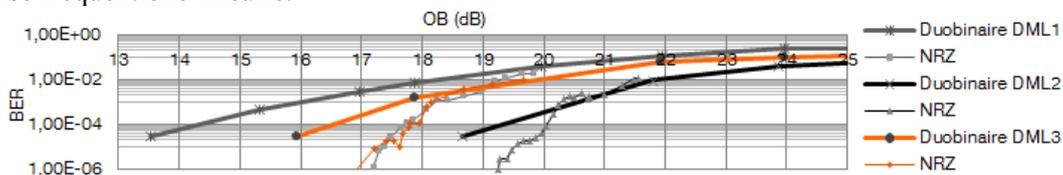


Fig. 4 : Variation du BER en fonction du budget optique pour une modulation à 10 Gbit/s.

CONCLUSION

L'utilisation de DML à l'émission duo-binaire entraîne des pénalités sur le budget optique par rapport à une transmission NRZ. L'utilisation de DML avec une réponse fréquentielle linéaire et une amplitude de signal modulant occupant la plus grande plage d'utilisation du composant serait nécessaire pour obtenir les mêmes performances qu'une transmission NRZ. Un delta RGD faible permettrait de réduire les temps de descente et de montée entre les niveaux et la gigue afin d'être plus robuste à la dispersion chromatique dans le cas de transmissions sur fibre optique.

REFERENCES

- [1] Fiber to the Home Council Europe, "FTTH subscribers in Europe: nearly 15 million homes!", Press release, février. 2015.
- [2] ITUT G. 989.1, "40-Gigabit-capable passive optical networks (NG-PON2): General requirements, " mars 2013. <https://www.itu.int/rec/T-REC-G.989.1/fr>
- [3] G-PON G. 984.1, "Gigabit-capable passive optical networks (GPON): General characteristics, ", mars 2008. <https://www.itu.int/rec/T-REC-G.984.1/fr>
- [4] Z. Li, L. Yi, X. Wang and W. Hu, "28 Gb/s duobinary signal transmission over 40 km based on 10 GHz DML and PIN for 100 Gb/s PON," OSA, Optics Express, Vol. 23, No. 16, pp., 2015.
- [5] Rupinder K; Sanjeev D, "Duobinary Modulation Format for Optical System- A Review," International Journal of Advances Research in Electrical, Electronics and Instrumentation Engineering, VOL 3, NO 8, août 2014, doi: 10.15662/ijareeie.2014.030801.
- [6] Lender A., "The Duobinary Technique for High-Speed Data Transmission," American Institute of Electrical Engineers, Part I: Communication and Electronics, Transactions of the VOL 82 Issue: 2, mai 1963, doi: 10.1109/TCE.1963.6373379.

DEMONSTRATEUR WDM TRES HAUT DEBIT SUR SILICIUM CONSTITUE D'ANNEAUX RESONANTS

Jean-Baptiste Quéléne^{1,2}, Yannis LeGuenec², Jean-François Carpentier¹, Patrick Le Maître¹

¹ *STMicroelectronics, 850 Rue Jean Monnet, 38920 Crolles, Franc*

² *Univ. Grenoble Alpes, IMEP-LAHC, F-38000 Grenoble, France*

jb.quelene@gmail.com

RÉSUMÉ

Nous présentons un démonstrateur *WDM* 4 x 10 Gbit/s constitué d'anneaux résonants. L'amplitude des signaux observés est en accord avec la pénalité des modulateurs évaluée par une analyse statique.

MOTS-CLEFS : *Photonique sur Silicium, WDM, résonateurs optiques*

1. INTRODUCTION

Le domaine de la photonique sur silicium offre la possibilité de réaliser des liens optiques satisfaisant de fortes contraintes de densité d'intégration et d'énergie consommée. Cette technologie est envisagée pour supplanter les interconnexions électriques très haut débit entre puces. Elle intègre sources optiques, modulateurs et récepteurs aux wafers SOI habituellement utilisés pour la microélectronique CMOS. Les résonateurs optiques en anneau offrent une grande compacité (rayons de quelques microns) et une bonne efficacité énergétique en comparaison avec des modulateurs de Mach-Zehnder [1]. Ils donnent également la possibilité de réaliser un multiplexage/démultiplexage en longueur d'onde (*WDM*) pour viser des débits de plusieurs centaines de Gbit/s. Un schéma typique d'architecture *WDM* est donné en exemple sur la figure Fig. 1 représentant N porteuses optiques espacées de $\Delta\lambda_{WDM}$, modulées par N modulateurs (*TX*) et démultiplexées par N filtres (*RX*). La conception d'un tel lien nécessite une évaluation rigoureuse du budget optique à travers le calcul de pénalités en puissance optique [2],[3].

Nous présentons dans ce papier un démonstrateur fabriqué au sein d'une plateforme photonique industrielle 300 mm constitué de quatre modulateurs et quatre filtres récepteurs en anneau espacés de 300 GHz dans le spectre permettant un débit total de 4 x 10 Gbit/s.

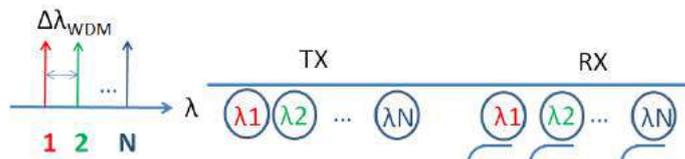


Fig. 1 : Schéma du circuit *WDM*.

2. DEMONSTRATEUR WDM

Le démonstrateur présenté en figure Fig. 2 est constitué d'un transmetteur et d'un récepteur *WDM* à quatre canaux. Le rayon des anneaux de 8 μm et la longueur de couplage d'environ 2 μm permet de multiplexer les canaux avec un espacement de 300 GHz dans l'intervalle spectral libre de ~ 7 nm. La longueur de couplage des anneaux est variée d'un pas d'environ 50 nm de manière à ce que les résonances soient correctement positionnées dans le spectre. Les modulateurs en déplétion

utilisés ont des facteurs de qualité élevés d'environ 17000 et une efficacité de 13 pm/V autorisant un débit par canal de 10 Gbit/s. Les anneaux à la réception filtrent les longueurs d'onde auxquelles ils sont alloués et les dirigent vers des photodiodes intégrées en germanium. Deux porteuses optiques peuvent être couplées simultanément dans le circuit grâce à des réseaux de couplage, modulées par deux modulateurs alimentés par une sonde radiofréquence (Fig. 2) puis reçues à l'aide d'une autre sonde identique. Les anneaux sont munis de résistances chauffantes alimentées par une sonde DC (Fig. 2). Elles permettent d'ajuster leur position spectrale par effet thermo-optique.

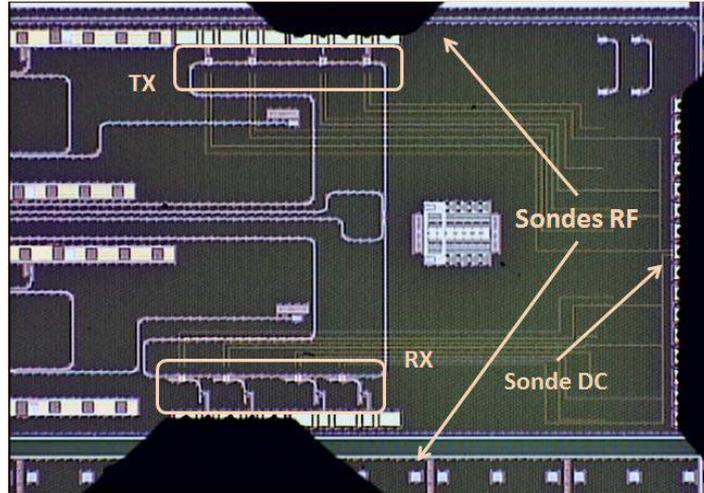


Fig. 2 : Photographie du circuit photonique

3. PREDICTION DES PERFORMANCES DU MODULATEUR PAR UNE ANALYSE STATIQUE ET COMPARAISON AUX MESURES

La pénalité associée à un modulateur en anneau, basée sur l'amplitude de modulation optique (OMA) et normalisée par la puissance laser en entrée P_{in} est donnée par la formule :

:

$$pénalité = -10 \log\left(\frac{OMA}{2P_{in}}\right). \quad (1)$$

Cette pénalité dépend de la position de la résonance par rapport à la longueur d'onde de la porteuse et il existe une position optimale pour laquelle la pénalité minimale P_{min} est atteinte. A partir de la réponse spectrale d'un modulateur donné (Fig. 3), nous pouvons estimer les valeurs de son coefficient de couplage (K) et des pertes dans sa cavité en l'identifiant à un modèle Lorentzien idéal. Grâce à un logiciel commercial [4], nous pouvons calculer la pénalité du modulateur pour différentes positions et en déduire une valeur simulée de P_{min} . En mesurant l'amplitude du diagramme de l'œil correspondant à ce même modulateur pour différentes longueurs d'onde, la pénalité est calculée et donne des résultats proches des simulations. Cette méthode permet ainsi d'estimer la pénalité en puissance d'un modulateur à partir de sa réponse spectrale.

4. RESULTATS

La figure Fig. 4(a) représente des diagrammes de l'œil obtenus en sortie du circuit pour des longueurs d'onde de 1303.4 nm, 1305.1 nm correspondant aux deux premiers modulateurs et au deux premiers filtres. De la même manière, des diagrammes de l'œil sont obtenus aux longueurs d'onde de 1306.7 nm et 1308.3 nm (Fig. 4(b)) en utilisant les deux autres modulateurs et les deux autres récepteurs. L'amplitude des signaux obtenus de l'ordre de 6mV est en accord avec la pénalité évaluée par la méthode présentée en section 3.

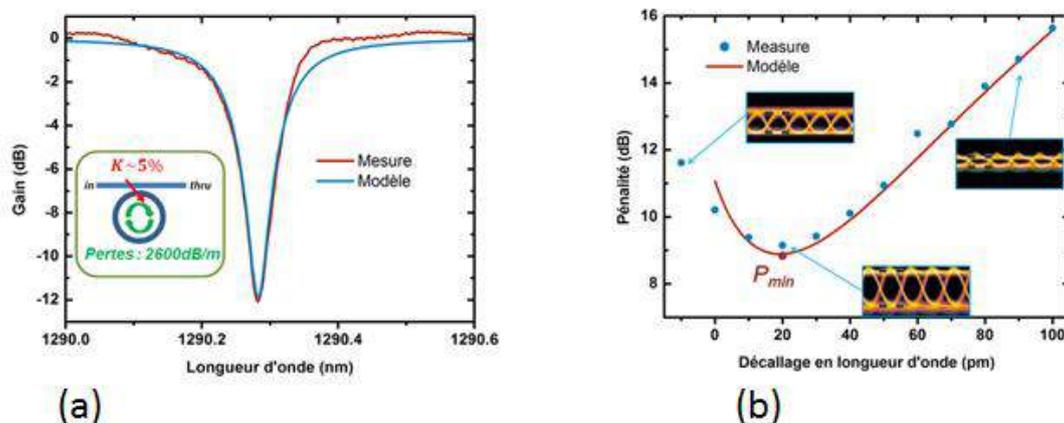


Fig. 3 : (a) Transmission spectrale d'un anneau : modèle (bleu) et mesure (rouge). (b) Pénalité en puissance simulée (rouge) et mesurée (bleu) fonction du décalage spectral entre résonateur et porteuse.

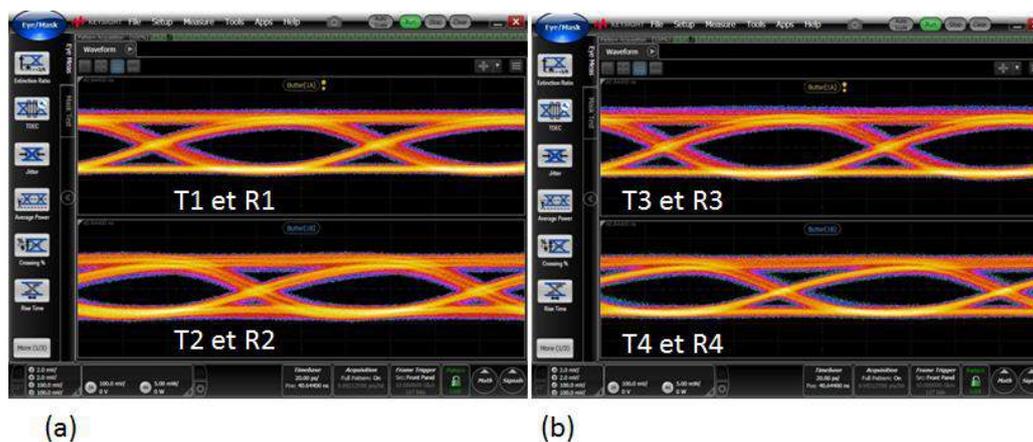


Fig. 4 : Diagrammes de l'œil mesurés.

CONCLUSION

Le démonstrateur présenté réalise une liaison optique *WDM* haut débit au sein d'une même puce électronique. La mise en œuvre du démonstrateur met en évidence son bon fonctionnement aux quatre canaux espacés de 300 GHz. L'amplitude des signaux obtenus est en accord avec la pénalité du modulateur calculée à partir de sa réponse spectrale.

RÉFÉRENCES

- [1] E. Temporiti et al., ESSCIRC 2014, pp 131-134.
- [2] N. Ophir et al., IEEE Micro, vol. 33, no. 1, pp. 54–67 (Jan./Feb. 2013).
- [3] S. Menezo et al., IEEE OIC, pp. 21-22, (May 2013).
- [4] www.lumerical.com