

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



Présentations posters

Posters de la session PAMO/JSM

P0	Symétries vibrationnelles par imagerie raman cohérente <i>C. Cleff, H. Rigneault, S. Brasselet et J. Duboisset</i>	72
P1	Effet Stark dynamique dans le dysprosium et l'holmium <i>H. Li, M. Lepers, J.-F. Wyart et O. Dulieu</i>	73
P2	Effets De L'orientation Sur Les Sections Efficaces Multi-Différentielles de Double Ionisation De La Molécule De Chlorure D'hydrogène <i>S. Mokrani, H. Aouchiche et C. Champion</i>	74
P3	Génération d'impulsions attosecondes portant du moment orbital angulaire <i>R. Généaux, C. Chappuis, A. Camper, O. Gobert, T. Auguste et T. Ruchon</i>	75
P4	Refroidir des ions de terre rare par laser <i>M. Lepers, Y. Hong, J.-F. Wyart et O. Dulieu</i>	76
P5	Structure moléculaire de films de mouillage étudiés par des techniques de spectroscopie vibrationnelle <i>L. Dalstein, J. Liljeblad et E. Tyrode</i>	77
P6	Biréfringence magnétique linéaire du vide sous champ magnétique pulsé <i>A. Rivère, A. Cadène, M. Hartman, M. Fouché, R. Battesti et C. Rizzo</i>	78
P7	Amplification paramétrique infrarouge dans La₃Ga₅Ta_{0,5}O₁₄ <i>E. Boursier, P. Segonds, B. Boulanger, J. Debray, G. Archipovaite, S. Petit, J.C. Delagnes et E. Cormier</i>	80
P8	Bandes rouges de NiH et NiD détectées par CRDS <i>G. Dobrev, J. Morville, D. Tokaryk, A. Ross et P. Crozet</i>	81
P9	Scattering of light by small clouds of cold interacting atoms <i>Y. Sortais, S. Jennewein, M. Besbes, S. Jenkins, N. Schilder, C. Sauvan, J.-J. Greffet, J. Ruostekoski et A. Browaeys</i>	82
P10	Creation of a strongly dipolar gas of ultracold ground-state ^{23}Na ^{87}Rb molecules <i>R. Vexiau</i>	83
P11	FROG monocoupe achromatique du visible à l'infrarouge moyen <i>A. Dubrouil, S. Beaulieu, F. Catoire, E. Constant, D. Descamps, J.C. Delagnes, E. Cormier et Y. Mairesse</i>	84
P12	Décroissance Libre de l'Induction XUV de Paquet d'Ondes de Rydberg <i>E. Bloch, S. Beaulieu, R. Généaux, D. Descamps, S. Petit, V. Blanchet, F. Légaré et Y. Mairesse</i>	86
P13	Optical Fields To Control Ultracold atomic/molecular collisions <i>A. Orbán, R. Vexiau, A. Crubellier, E. Luc-Koenig, H.-C. Nägerl, G. Pupillo, O. Dulieu et N. Bouloufa-Maafa</i>	87
P14	Spectroscopie de la molécule d'ammoniac dans le proche infrarouge <i>P. Cacciani, J. Cosleou, M. Khelkhal, P. Cermak et J. El Romh</i>	88
P15	Photoionization of CH₄, H₂O and NH₃ within a Sturmian Approach <i>C. Granados-Castro, G. Gasaneo, D. Mitnik et L.U. Ancarani</i>	89
P16	Laser-induced fluorescence in NiD <i>M. Abbasi, A. Ross et P. Crozet</i>	90
P17	Electron Impact Ionization of CH₄, H₂O and NH₃ within a Sturmian Approach <i>C. Granados-Castro et L.U. Ancarani</i>	91
P18	Sources moyen infrarouge largement accordables basées sur des lasers à cascade quantique développées pour la détection de gaz <i>L. Bizet, R. Vallon, B. Parvitte, G. Maisons, M. Carras et V. Zéninari</i>	92
P19	Coulomb Three-body Systems with Different Masses: Ground State Calculations using Adjustable Sturmian Functions <i>J. Randazzo et L.U. Ancarani</i>	93
P20	Développement d'un spectromètre à diode laser pour la mesure de CO₂ dans les applications à l'aérologie <i>A.-L. Moriaux, R. Vallon, C. Cilindre, G. Liger-Belair, B. Parvitte et V. Zéninari</i>	94
P21	Scattering problems with nondecaying sources: two-photon ionization as a benchmark <i>A.I. Gomez, G. Gasaneo, D. Mitnik, M. Ambrosio et L.U. Ancarani</i>	95
P22	Conception et simulation de cuves photoacoustiques de type Helmholtz miniatures pour la détection de gaz atmosphériques <i>B. Parvitte, R. Vallon et V. Zéninari</i>	96

P23	Etude spectroscopique à haute résolution de méthane vers 1,65 μm pour la mission spatiale MERLIN <i>R. Vallon, B. Parvite, T. Delahaye, H. Tran et V. Zéninari</i>	97
P24	Testing the velocity distribution of atoms flying nearly-parallel to a wall <i>P. Todorov et D. Bloch</i>	98
P25	Continuous cold-atom inertial sensor with 1 nrad.s⁻¹ rotation stability <i>B. Fang, I. Dutta, D. Savoie, B. Venon, C. Garrido Alzar, R. Geiger et A. Landragin</i>	100
P26	Réponse optique d'agrégats d'argent libres et environnés <i>R. Schira et F. Rabilloud</i>	101
P27	Une nouvelle spectroscopie en couche interne: ionisation et excitation simultanée de deux électrons de cœur. <i>F. Penent, P. Selles, P. Lablanquie, J. Palaudoux, L. Andric, M. Nakano, Y. Hikosaka, K. Ito, T. Marchenko, O. Travnikova, G. Goldsztejn, L. Journel, R. Guillemin, D. Céolin, M. Simon, M. Piancastelli et S. Carniato</i>	102
P28	State selected sympathetically cooled H₂⁺ ions for precision measurements <i>J. Heinrich, N. Sillitoe, J.-P. Karr, A. Douillet, T. Louvradoux et L. Hilico</i>	103
P29	Interaction plasmonique de Casimir-Polder hors équilibre <i>R. Messina, N. Bartolo, D. Dalvit et F. Intravaia</i>	104
P30	Développement de senseurs à atomes froids compacts pour la navigation inertielle <i>L. Fouché, L. Chichet, B. Barrett, B. Battelier, H. Porte, F. Napolitano et P. Bouyer</i>	105
P31	La spectroscopie Ramsey-Comb: une méthode originale de spectroscopie haute résolution dans l'ultra-violet lointain <i>R. Altmann, S. Galtier, L. Dreissen et K. Eikema</i>	106
P32	Le myrténal et ses hydrates : caractérisation par calculs de chimie quantique et spectroscopie micro-onde <i>M. Chrayteh, P. Dréan et T. Huet</i>	107
P33	Dual-Species Bose-Einstein Condensates for a Weak Equivalence Principle test in microgravity <i>G. Condon, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Barrett, B. Battelier, A. Landragin et P. Bouyer</i>	108
P34	Expérience de diffraction d'électrons ultrarapide et présentation de résultats obtenus sur un échantillon de silicium monocristallin. <i>G. Gallé et J. Faure</i>	109
P35	Photoionization du radical méthylidène <i>B. Gans, F. Holzmeier, J. Krüger, C. Falvo, A. Röder, A. Lopes, G. Garcia, C. Fittschen, J.-C. Loison et C. Alcaraz</i>	110
P36	Structure électronique excitée du méthylcyanoacétylène étudiée par photoabsorption VUV <i>N. Lamarre, B. Gans, S. Douin, L. Vieira Mendes, N. De Oliveira, C. Crépin, M. Chevalier, R. Kolos, J.-C. Guillemin et S. Boyé-Péronne</i>	111
P37	Probing superfluidity in a quasi two-dimensional Bose gas through its local dynamics <i>L. Longchambon</i>	112
P38	Mesures Atmosphériques par SpEctromètre Ultra Léger (AMULSE) dédiés à des mesures de profils verticaux des gaz à effet de serre (CO₂, CH₄) sous ballons stratosphériques : développement instrumental et application sur le terrain. <i>R. Maamary, L. Joly, T. Decarpenterie, J. Cousin, N. Dumelié, B. Grouiez, G. Albora, N. Chauvin, Z. Miftah-El-Khair, D. Legain, D. Tzanos, J. Barrié, E. Moulin, M. Ramonet, F.-M. Bréon et G. Durry</i>	113
P39	Backward Raman Amplification in plasma <i>R. Nuter et V. Tikhonchuk</i>	114
P40	Photodétachement en cavité optique <i>D. Bresteau, C. Drag et C. Blondel</i>	115
P41	Manipulation cohérente d'un condensat de Bose-Einstein d'ytterbium sur la transition 'd'horloge'. <i>A. Dareau, M. Scholl, Q. Beaufils, D. Döring, M. Bosch Aguilera, R. Bouganne, J. Beugnon et F. Gerbier</i>	116
P42	Réactions contrôlées de cations et d'anions <i>A. Lopes, C. Romanzin, B. Cunha De Miranda et C. Alcaraz</i>	117
P43	Instabilités spatiales dans un nuage d'atomes froids <i>R. Romain, A. Jallageas, P. Verkerk et D. Hennequin</i>	118
P44	Excitation, Recombination and Dissociation of Molecular Cations in Cold Ionised Media: Mechanisms and Cross Sections <i>F. Colboc, J.Z. Mezei, S. Niyonzima, S. Ilie, M.D. Epee Epee, D.A. Little, B. Peres, V. Morel, N. Pop, M. Leppers, K. Chakrabarti, O. Motapon, D. Benredjem, A. Bultel, O. Dulieu, K. Hassouni, J. Tennyson et I.F. Schneider</i>	119
P45	Elementary Processes Involving H₂: From Early Universe Towards Star Formation <i>J.Z. Mezei, F. Colboc, C. Coppola, O. Motapon, C. Jungen et I.F. Schneider</i>	120

P46	Couplage Vernier d'un peigne de fréquence optique à une cavité de haute finesse pour la spectroscopie d'hydrure métallique d'intérêt astrophysique <i>J. Morville, P. Crozet, L. Rutkowski et A. Ross</i>	121
P47	Interplay between material and optical chirality during self-induced optical vortex generation in liquid crystals <i>N. Kravets et E. Brasselet</i>	122
P48	Towards measuring parity violation in cold chiral molecules using vibrational spectroscopy <i>S. Tokunaga, M. Pierens, D.B.A. Tran, R. Santagata, A. Shelkownik, O. Lopez, C. Daussy, C. Chardonnet, A. Amy-Klein et B. Darquié</i>	124
P49	Vers une nouvelle mise en pratique du kelvin par spectroscopie laser <i>B. Darquié, O. Kozlova, S. Tokunaga, C. Chardonnet, S. Briaudeau et C. Daussy</i>	125
P50	Single-atom imaging of fermions in a quantum-gas microscope <i>B. Peaudecerf, E. Haller, J. Hudson, A. Kelly, D.A. Cotta, G.D. Bruce et S. Kuhr</i>	126
P51	Formation and Destruction of Molecular Ions in Cold ion-Atom Hybrid Traps <i>H. Da Silva Junior, M. Aymar, M. Raoult et O. Dulieu</i>	127
P52	Rydberg atoms of Ytterbium <i>H. Lehec, A. Zuliani, W. Maineult, P. Pillet et P. Cheinet</i>	128
P53	Génération de potentiels versatiles sur un gaz de bose dégénéré à deux dimensions <i>J.-L. Ville, R. Saint-Jalm, M. Aidelsburger, L. Corman, J. Beugnon, S. Nascimbène et J. Dalibard</i>	129
P54	Application de l'intrication spatiale à l'imagerie fantôme temporelle <i>S. Denis, P.-A. Moreau, F. Devaux et E. Lantz</i>	130
P55	Caractérisation des phases non-linéaires et des couplages spatio-temporels des amplificateurs à dérive de fréquence par la méthode D-Scan <i>A. Volte, J.C. Delagnes, S. Petit et E. Cormier</i>	132
P56	Diffraction d'atomes d'Argon métastables lents sur nanoréseaux <i>F. Correia, N. Fabre, F. Perales, J. Baudon, M. Ducloy et G. Dutier</i>	134
P57	Discriminer une Variation de Me/Mp à 1.5 µm <i>F.L. Constantin</i>	136
P58	Etude théorique des états de Rydberg de l'ion HeH⁺ en utilisant le modèle Halfium <i>I. Bouhali, S. Bezzaouia, M. Telmini et C. Jungen</i>	137
P59	Un ralentisseur Zeeman à aimants permanents et autres outils. <i>D. Ben Ali, C. De Rossi, M. De Goer, L. Longchambon, R. Dubessy, T. Badr, A. Perrin et H. Perrin</i>	138
P60	Écoulements optofluidiques pilotés par chauffage laser <i>D. Riviere, H. Chraïbi, U. Delabre et J.-P. Delville</i>	140

Posters des Journées Nationales d'Optique Guidée

P61	Laser à Fibre verrouillé en phase à base de graphène comme absorbant saturable déposé sur un taper <i>G. Semaan, P. Mouchel, M. Salhi, M. Le Flohic et F. Sanchez</i>	142
P62	Compression spectrale améliorée par une modulation de phase correctrice sinusoïdale <i>C. Finot et S. Boscolo</i>	145
P63	Pré-distorsion numérique à très faible complexité pour la compensation d'effets non-linéaires au sein d'un transmetteur optique CO-OFDM <i>M. Younes, S. Azou, N. Tanguy, P. Morel, M. Telescu et C. Diouf</i>	148
P64	PICS4ALL : Faciliter l'Accès à la Conception et à la Production de Circuits Intégrés Photoniques <i>K. Schires, D. Erasme et F. Grillot</i>	151
P65	Laser picoseconde à fibre Yb à taux de répétition continûment accordable entre 11 et 18 GHz <i>A. Aubourg, J. Lhermite, S. Hocquet, E. Cormier et G. Santarelli</i>	154
P66	Réalisation d'une source Yb accordable tout-fibrée accordable pour la conversion de fréquence vers le domaine visible par mélange à quatre ondes dans des fibres microstructurées <i>R. Royon, J. Lhermite, J.C. Delagnes, E. Cormier, G. Santarelli, R. Jamier, P. Roy, D. Darwich et R. Dauliat</i>	157
P67	Laser à Fibre Dopee Erbium Integrant un Interféromètre de Mach-Zehnder pour la Generation d'impulsions Ultra Courtes à Haute Cadence <i>R. Si Fodil, F. Amrani, A. Kellou et P. Grellu</i>	160

P68	Réalisation de guides d'onde enterrés avec un procédé quasi-planaire <i>S. Calvez, A. Arnoult, P.-F. Calmon, A. Lecestre, C. Fontaine, A. Monmayrant et G. Almuneau</i>	163
P69	Interactions non linéaires basées sur un accord de phase modal dans des guides GaN à très faibles pertes. <i>M. Gromovyi, F. Semond, J. Brault, A. Courville, P. Baldi, J.Y. Duboz et M. De Micheli</i>	166
P70	GENERATION D'IMPULSIONS PICOSECONDES HAUTE ENERGIE DANS UN OSCILLATEUR PARAMETRIQUE OPTIQUE A FIBRE ACCORDABLE AUTOUR DE 1.7 μm <i>R. Becheker, M. Tang, P.-H. Hanzard, A. Tyashev, A. Mussot, A. Kudlinski, A. Kellou, J.-L. Oudar, T. Godin et A. Hideur</i>	169
P71	Stabilisation d'un laser Brillouin fibré non résonant pour la pompe : application à la génération de porteuse opto-RF ultra-pure. <i>G. Danion, L. Frein, D. Bacquet, G. Pillet, S. Molin, L. Morvan, G. Ducournau, M. Vallet, P. Szriftgiser et M. Alouini</i>	172
P72	Laser à verrouillage de modes par absorbant saturable à semi-conducteur massif à fort contraste <i>P.-H. Hanzard, M. Tang, L. Fang, A. Haboucha, T. Godin, I. Sagnes, C. Bachelet, J.-L. Oudar et A. Hideur</i>	175
P73	Mesure in situ de vitesses de détonation par réseaux de Bragg à périodes variables <i>S. Magne, Y. Barbarin, A. Lefrançois, V. Chuzeville, J. Luc, K. Woirin, G. Laffont et P. Ferdinand</i>	178
P74	Pre-compensation des effets thermiques pour la montée en puissance dans une fibre aperiodique à large pitch <i>D. Darwich, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoît, K. Schuster et P. Roy</i>	181
P75	Performances de nouveaux codes hybrides à deux dimensions MPS/ZCC dans un système CDMA optique temps/ longueur d'onde <i>C. Kandouci</i>	184
P76	Fibre monomode polarisante à mode fondamental aplati de diamètre 30 μm <i>P. Gouriou, F. Scol, C. Valentin, Y. Quiquempois, L. Bigot, O. Vanvincq, E. Hugonnot et G. Bouwmans</i>	187
P77	Combinaison cohérente d'une barrette de diodes laser en cavité interférométrique <i>G. Schimmel, I. Doyen, S. Janicot, M. Hanna, P. Georges, G. Lucas-Leclin, J. Decker, P. Crump, G. Erbert, U. Witte et M. Traub</i>	190
P78	Modulation en bande latérale unique et translation de fréquence optique accordable <i>C. Guyot, J.C. Tchahame Nougnihi, A. Mottet, N. Bourriot et J. Hauden</i>	193
P79	Contrôle électrique et magnétique de l'effet Goos-Hänchen dans une hétérostructure électro-optique / magnéto-électrique <i>F. Bentivegna, Y. Dadoenkova, N. Dadoenkova, I. Lyubchanskii, R. Petrov et M. Bichurin</i>	196
P80	Source Laser accordable a base des cristaux photoniques non-linéaires (PPLT-2D) <i>H. Chikh-Touami, R. Kremer, Z. Illas, M.W. Lee, L.M. Simohamed, L.-H. Peng et A. Boudrioua</i>	199
P81	Developement d'un endoscope pour l'imagerie Raman cohérente <i>V. Mytskaniuk, A. Lombardini, X. Chen, S. Sivankutty, J. Wenger, R. Habert, C. Fourcade-Dutin, E.R. Andresen, A. Kudlinski et H. Rigneault</i>	202
P82	Design D'un Laser A Miroir En Boucle Non Linéaire Pour La Génération Contrôlée De Mono- Bi- Et Tri-solitons <i>C.B.L. Mback, P. Tchofo Dinda, B. Igbonacho, P. Grellu et A.-B. Moubissi</i>	205
P83	Single frequency high power and low intensity noise 1064nm laser <i>G. Guiraud, G. Santarelli et N. Traynor</i>	208
P84	Amplification paramétrique d'impulsions femtosecondes à dérive de fréquence à 1 μm dans la gamme μJ <i>P. Morin, J. Dubertrand, P. Beaure D'Augères, G. Bouwmans, A. Kudlinski, Y. Quiquempois, A. Mussot et E. Hugonnot</i>	211
P85	Guides d'onde OP-GaAs enterrés à faibles pertes pour la conversion de fréquence vers le moyen-infrarouge <i>S. Roux, A. Evirgen, M. Lecomte, G. Lehoucq, O. Parillaud, B. Gérard, A. Grisard et E. Lallier</i>	214
P86	Réalisation d'une source de photons uniques fibrée <i>P. Boucher, G. Labroille et N. Treps</i>	217
P87	Effet des résonances parasites dans les réseaux optiques sur puce avec une topologie en anneau <i>A. Parini et C. Peucheret</i>	219
P88	Mesure des nonlinéarités effectives du 3ème ordre d'un guide optique par une technique D-scan bi-directionnelle <i>S. Serna et N. Dubreuil</i>	222
P89	Contrôle du confinement des photons à l'intérieur de membranes à cristaux photoniques: Application à des dispositifs spectralement et spatialement sélectifs <i>C. Blanchard, P. Viktorovitch, C. Jamois, J.-L. Leclercq, J.-P. Hugonin, C. Sauvan et X. Letartre</i>	225
P90	Simulations et mesures des pénalités de chirp d'un modulateur silicium en anneau résonant <i>O. Dubray, G. Beninca De Farias, A. Myko, O. Lemmonier, P. Grosse, I. O'Connor et S. Menezo</i>	228

P91	Impact de la diffusion Raman sur la dynamique multi-impulsionnelle dans un laser à fibre à gestion de la dispersion <i>M. Alsaleh, P. Tchofo Dinda, T. Uthayakumar, E. Tchomgo Felenou et P. Grelu</i>	231
P92	Passage de Lumière entre Guides d'onde Photoinduits et Analogies avec des Systèmes Quantiques Hors Résonance <i>H. Oukraou, V. Coda et G. Montemezzani</i>	234
P93	Stabilisation et Réduction de la Largeur de Raie d'un Laser Accordable Autour de 1,55 μm avec une Cavité en Anneau Fibrée et Référencée. <i>P. Grüning, A. Chaouche-Ramdane, M.W. Lee, V. Roncin, F. Du-Burck, S. Trebaol et P. Besnard</i>	237
P94	Analyse, par la METHODE S2 AVANCEE, du couplage de mode dans une FIBRE BI-MODE soumise à une contrainte localisée. <i>C. Castineiras</i>	241
P95	Conception d'un photorécepteur cohérent pré-amplifié réalisé en filière PIC INP pour les applications à 100- 400 Gbit/s <i>G. Santini, C. Caillaud et M. Achouche</i>	244
P96	Génération d'un supercontinuum visible et plat dans une fibre à cristaux photoniques fortement dopée en GeO₂ <i>D. Aydin, T. North, C.-S. Brès, A. Monteville, D. Landais, O. Legoffic et D. Méchin</i>	247
P97	Étude Théorique de la Propagation Optique Simultanée de Données et d'une Pompe de Forte Puissance pour une Liaison Tout-Optique de 10 km Adaptée à des Observatoires de Fond de Mer <i>R. Hamié, E. Dimitriadou, L. Ghisa, V. Quintard, M. Guegan, A. Perennou, M. Fadlallah et A. Hamié</i>	250
P98	Génération et manipulation d'états multi-photon sur puce hybride <i>P. Vergyris, T. Meany, T. Lunghi, J. Downes, M. Steel, M. Withford, O. Alibart et S. Tanzilli</i>	253
P99	Source à Régénération Cascadée en Régime Similariton <i>T. North et C.-S. Brès</i>	256
P100	Vers une source de paires de photons aux longueurs d'onde telecom en fibre à coeur liquide <i>M. Cordier, A. Orieux, R. Gabet, E. Diamanti, I. Zaquine, T. Harlé, N. Dubreuil et P. Delaye</i>	259
P101	Auto-référencement d'un peigne de Kerr par interférométrie f- 2f <i>A. Coillet, P. Del'Haye, T. Fortier, K. Beha, D. Cole, K.Y. Yang, H. Lee, K. Vahala, S. Papp et S. Diddams</i>	262
P102	Nouveaux 'front end' tout fibrés du LULI2000 <i>L. Meignien</i>	265
P103	Interférométrie Adaptative pour la Réalisation d'un Capteur à Fibre Optique Multimode de Grande Sensibilité <i>A. Peigné, U. Bortolozzo, S. Residori, S. Molin, D. Dolfi et J.-P. Huignard</i>	268
P104	Mesure de la Rétrodiffusion dans une Cavité Résonante en Fibre Creuse pour la Gyrométrie <i>A. Ravaille, G. Feugnet, F. Bretenaker, F. Benabid et G. Humbert</i>	271
P105	CONTROL OF LIGHT IN MULTIMODE FIBER AMPLIFIERS - A Theoretical Model For Evaluating The Gain-Dependent Transmission Matrix <i>T. Sperber, S. Gigan, N. Treps et P. Sebbah</i>	274
P106	Une méthode de compensation hétérodyne pour le transfert de pureté spectrale <i>O. Sahni, A.J. Walsh, L. Barry, V. Panapakkam, S. Trebaol et P. Besnard</i>	277
P107	Détermination de la distribution radiale des pertes dans une fibre optique <i>C. Sabatier</i>	280
P108	Microring SOI en cavité laser fibrée pour la génération de trains d'impulsion ultra-rapides <i>M. Meisterhans</i>	283
P109	Ridge électro-optique LiNbO₃ réalisé par scie circulaire de précision <i>A. Caspar, G. Ulliac, M. Suarez, M. Häyrynen, M. Roussey, C. Calero, W. Qiu, M. Kuittinen, M.-P. Bernal et N. Courjal</i>	286
P110	Sélection modale par réseau de Bragg dans un amplificateur à fibre multimode dopée Nd³⁺ <i>B. Leconte, B. Cadier, H. Gilles, T. Robin et M. Laroche</i>	289
P111	Caractérisation en bruit d'un amplificateur Brillouin large bande <i>W. Wei, S. Fresnel, O. Sahni, S. Trebaol, L. Yi, Y. Jaouën et P. Besnard</i>	292
P112	Seed Laser diode in pulsed operation: limitations and reliability investigations <i>G. Le Galès, G. Marcello, S. Joly, G. Pedroza, A. Morisset, F. Laruelle et L. Bechou</i>	295
P113	High energy thulium chirped pulse amplifier in all-fiber format <i>D. Gaponov, L. Lavoute, J.-T. Gomes, P. Cadroas, S. Février, A. Hideur et N. Ducros</i>	298
P114	Ultrafast Amplifier Timing Jitter and Drift Characterization <i>A. Casanova, Q. D'Acremont, G. Santarelli, S. Dilhaire et A. Courjaud</i>	301

P115	Réseaux de guides couplés en Silicium <i>J.-M. Moison, C. Minot, X. Leroux, L. Vivien et N. Belabas</i>	304
P116	Segmentation dans des guides et reseaux de guides InP en arete <i>C. Minot, J.-M. Moison, E. Cambрил, S. Guilet et N. Belabas</i>	307
P117	Modélisation et caractérisation d'un laser à modes verrouillés fibré pour la génération très haute fréquence <i>V. Auroux, A. Fernandez et O. Llopis</i>	310
P118	Highly efficient nonlinear waveguides in LiNbO3 fabricated by a combination of Soft Proton Exchange (SPE) and E-beam writing. <i>M. Neradovskiy, D. Chezganov, L. Gimadeeva, E. Vlasov, V. Kvashnin, E. Kolchina, A. Akhmatkhanov, M. Chuvakova, D. Alikin, H. Tronche, F. Doutre, P. Baldi, V. Shur et M. De Micheli</i>	313
P119	Stabilisation de doubleurs de fréquence à fibre optique périodiquement polée <i>L. Lablonde, Y. Hernandez, S. Guillemet et C. Corbari</i>	315
P120	Fibres optiques multimatériaux a coeur vitrocéramique par le procédé powder in tube <i>D. Pomarede, J.L. Auguste, G. Humbert, S. Chenu, G. Delaizir, J.-R. Duclere, M. Allix, C. Genevois, E. Veron, P. Roy, P. Thomas et G. Matzen</i>	318
P121	Plasmonique nonlinéaire intégrée: modes asymétriques et transitions spatiales dans les guides nonlinéaires à fente <i>M. Elsayy et G. Renversez</i>	321
P122	Etude de la largeur de raie d'un laser à boîte quantique InAs/InP soumis à une force de rappel optique <i>H. Huang, K. Schires, P. Poole et F. Grillot</i>	324
P123	Dispersion engineering on silicon-germanium-on-silicon ridge waveguides for mid-infrared supercontinuum generation <i>M. Sinobad, D. Allieux, M. Calvo, R. Orobtchouk, J.-M. Fedeli, S. Boutami, C. Monat, A. Mitchell et C. Grillot</i>	327
P124	Fibre optique à maintien de polarisation fonctionnalisée avec une matrice vitreuse par l'exploitation de la technologie 'Poudre' <i>M. Kudinova, G. Humbert, J.-L. Auguste et G. Delaizir</i>	330

Posters des Journées Nationales Photonique Organique

P125	Effet Thermique Dans Les μ-OLED En Régime Impulsionnel <i>L. Zeng, A. Chime, M. Chakaroun, M.W. Lee, A. Fischer, H. Nkwawo et A. Boudrioua</i>	333
P126	Amélioration et extinction de l'électroluminescence des OLEDs par des nanoparticules plasmoniques d'argent aléatoirement évaporées dans l'hétéro-structure organique <i>A.T. Diallo, S. Khadir, M. Chakaroun, A. Fischer et A. Boudrioua</i>	335
P127	Utilisation de la diffusion de seconde harmonique pour sonder l'organisation interne de nanoparticules organiques à base de chromophores dipolaires <i>J. Daniel, F. Bondu, F. Adamietz, M. Blanchard-Desce et V. Rodriguez</i>	337

Posters des Rencontres pédagogiques

P128	Avantage de l'Expérience de Polarisation dans l'Enseignement des Propriétés d'Onde de la Lumière <i>K. Nguyen Hoang Dang</i>	339
P129	Apprentissage par projet : réalisation d'un vibromètre laser à effet doppler <i>C. Lapre, C. Eustache, M. Party, T. Daugey et F. Devaux</i>	340
P130	L'Optique et la lumière dans l'enseignement des Télécommunications <i>J.-C. Pissondes</i>	341
P131	Dispositif Pédagogique d'Holographie Numérique avec un Modulateur Spatial de Phase <i>M. Jacquot, M. Asmad Vergara, P. Sandoz, F. Courvoisier, R. Giust, L. Froelhy et J. Dudley</i>	342
P132	Arc en Ciel Chaotique <i>L. Larger, M. Jacquot, Y.K. Chembo et J. Dudley</i>	343
P133	Lightbox: le kit pédagogique <i>R. Dubessy, L. Longchambon et C. Daussy</i>	344
P216	Le mooc : la physique, vivez l'expérience !! <i>S. Chenais, S. Forget et C. Daussy</i>	345

Posters du club Horizons de l'optique

P217	Nanogravure douce induite par la composante magnétique du champ lumineux <i>T. Yatsui, T. Tsuboi, M. Yamagushi, K. Nobusada, S. Tojo, F. Stehlin, O. Soppera et D. Bloch</i>	346
P218	Moment cinétique non conventionnel de la lumière dans un faisceau Gaussien convergent <i>R. Mathevet et G. Rikken</i>	348
P219	Luminescence excitonique de nanoparticules de ZnO synthétisées par voies supercritiques: comparaison avec l'émission d'un cristal <i>V. Jubera, E. Ilin, S. Marre, M. Dumergue, P. Martin et C. Aymonier</i>	350
P220	Détection d'un signal temporel fantôme unique par multiplexage spatial de la mesure <i>F. Devaux, P.-A. Moreau, S. Denis et E. Lantz</i>	352
P221	Transformée de Fourier fractionnaire optique en temps réel <i>C. Schnebelin et H. Guillet De Chatelus</i>	354
P222	Integration of High Coherence High Power Broadly Tunable Single Frequency Semiconductor Lasers for NIR & MIR Applications <i>B. Chomet, L. Ferrières, V. Lecocq, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, L. Cerutti, S. Denet et A. Garnache</i>	356
P223	Génération d'impulsions attosecondes portant du moment orbital angulaire <i>R. Généaux, C. Chappuis, A. Camper, O. Gobert, T. Auguste et T. Ruchon</i>	358
P224	Imagerie fantôme temporelle avec grandissement par projection d'ombre <i>P. Ryczkowski, M. Barbier, A. Friberg, J. Dudley et G. Genty</i>	360
P225	Experimental Evidence of Plasmonic Superradiance <i>P. Fauché, M. Comesana-Hermo, S. Ravaine, R. Vallée, P. Tamarat et B. Lounis</i>	362
P226	Super-résolution par imagerie de phase quantitative <i>P. Bon, S. Leveque-Fort, J. Wenger, B. Lounis et L. Cognet</i>	364
P227	Breaking the acoustic diffraction limit in photoacoustic imaging with multiple-speckle illumination <i>T. Chaigne, J. Gateau, M. Allain, O. Katz, S. Gigan, A. Sentenac et E. Bossy</i>	365
P228	Oscillateur Paramétrique Optique continu simplement résonant à 1.6μm à largeur de raie ultrafine <i>F. Bretenaker, C. Siour et A. Ly</i>	367
P229	Développement d'un procédé de micro-usinage laser pour le recyclage des optiques en silice du Laser MegaJoule. <i>T. Doualle, L. Gallais, S. Monneret, P. Cormont, S. Bouillet, A. Bourgeade, C. Ameil et L. Lamaignère</i>	369
P230	Filtres optiques interférentiels complexes <i>T. Begou, F. Lemarchand, M. Lequime et J. Lumeau</i>	371
P231	Micro-spectromètre compact, à haute résolution spectrale, intégré sur détecteur: premier spectre <i>T. Diard, F. De La Barrière, Y. Ferrec, N. Guérineau, S. Rommeluère, G. Martin et E. Le Coarer</i>	374
P232	Imagerie de phase quantitative appliquée à l'analyse de l'interaction laser matière dans les matériaux et composants optiques <i>L. Gallais et S. Monneret</i>	376
P233	Transparent bioceramics for bioactivity and medical applications <i>M. Prakasam, J. Locs et A. Largeteau</i>	378
P234	Etude comparative de vibromètres pour la détection de vibrations ultrasonores <i>C.M. Goloni, O. Jacquin, V. Girardeau, E. Lacot, O. Hugon et G. Temporão</i>	381
P235	Imagerie sans lentille appliquée au diagnostic anatomopathologique <i>S. Morel, L. Hervé, T. Bordy, O. Cioni, A. Delon, C. Fromentin, J.-M. Dinten et C. Allier</i>	383
P236	Optomagnets generation in metallic structures by spin-orbit coupling between photon and free electrons in structured fields. <i>Y. Lefter, U. Fischer et T. Grosjean</i>	385
P237	Laser-induced Correlative SHG and Fluorescence in a Silver-containing Phosphate Glass Under a Train of Femtosecond Laser Pulses <i>E. Smetanina, B. Chimier, Y. Petit, T. Cardinal, L. Canioni et G. Duchateau</i>	386
P238	Corrélations entre les figures de speckle transmises et réfléchies par un milieu fortement diffusant <i>N. Fayard, A. Goetschy, P. Réfrégier, R. Pierrat et R. Carminati</i>	388
P239	Développement d'un microscope polarimétrique de Mueller à balayage laser utilisant une swept source <i>A. Le Gratiet, M. Dubreuil, S. Rivet et Y. Le Grand</i>	390

P240	Plasmonique de Nanocubes Au par Microscopie de Photoémission d'Electrons, Excitation Sélective par Action de la Polarisation <i>S. Mitiche, S. Marguet et L. Douillard</i>	392
P241	Manipulation optique de quanta de flux uniques <i>W. Magrini, I. Veshchunov, S. Mironov, A. Godin, J.-B. Trebbia, A. Buzdin, P. Tamarat et B. Lounis</i>	394
P242	Inscription De Guides D'onde Par Irradiation Laser Femtoseconde dans des Verres de Phosphate de Zinc à l'Argent <i>A. Abou Khalil, J.-P. Bérubé, J.-C. Desmoulin, T. Cardinal, Y. Petit, R. Vallée et L. Canioni</i>	396
P243	Imagerie pompe-sonde ultra rapide avec ligne à délai acousto-optique <i>X. Audier, N. Balla et H. Rigneault</i>	398
P244	Réponse impulsionnelle et inférence bayésienne pour la calibration de pinces optiques via la lumière rétrodiffusée <i>F. Gillant, K. Perronet, J. Moreau, M. Richly, A. Alexandrou et N. Westbrook</i>	400
P245	Nanoantennes plasmoniques nonlinéaires : de la génération de porteurs chauds au rôle de la cristallinité <i>R. Méjard, S. Viarbitskaya, O. Demichel, A. Bouhelier et B. Cluzel</i>	401
P246	Modal expansions of Maxwell equations and their application to optics and opto-mechanics <i>J. Burgin et M. Perrin</i>	403
P247	Matrice d'interféromètres de Mirau micro-fabriqués comme composant d'un système OCT plein-champ multicanaux <i>N. Passilly, S. Perrin, L. Froehly, S. Bargiel, O. Gaiffe, J. Lullin, J. Albero et C. Gorecki</i>	405
P248	Généraliser les modèles de polarisabilité aux particules diélectriques <i>A. Devilez, R. Colom, B. Stout et N. Bonod</i>	407
P249	Apport de l'optique non-linéaire à l'imagerie infrarouge pour la détection de cibles à longue distance <i>R. Demur, A. Grisard, L. Morvan, E. Lallier, N. Treps et C. Fabre</i>	409
P250	Génération de second et de troisième harmonique d'oxydes nanométriques en suspension <i>J. Riporto, Y. Mugnier, C. Galez, L. Bonacina et R. Le Dantec</i>	411
P251	Light Sheet Microscopy for live imaging of compartmented cell systems <i>G. Recher, D. Strehle, K. Alessandri, M. Feyeux, B. Gurchenkov et P. Nassoy</i>	413
P252	Single-shot imaging through scattering layers via bispectrum analysis of speckle <i>T. Wu, O. Katz et S. Gigan</i>	415
P253	Etude des propriétés optiques de nanoluminophores obtenus par différentes voies de synthèse. <i>B. Mutelet, A. Garcia, Y. Petit et L. Canioni</i>	417
P254	Microscopie topographique diffractive temps-réel <i>J. Bailleul, B. Simon, M. Debailleul et O. Haeberlé</i>	419
P255	Superfluid light flow in a photorefractive crystal <i>M. Garsi, M. Bellec et C. Michel</i>	421
P256	Génération Multifréquence par Photomélangé avec une Tension Alternative <i>F.L. Constantin</i>	423
P257	Fluorescence of semiconductor nanocrystals coupled to optical Tamm cavities <i>F. Feng, W. Daney De Marcillac, X. Lafosse, S. Portalupi, M. Nasilowski, D. Dubertret, J.-M. Frigerio, C. Schwob, A. Maître, P. Senellart et L. Coolen</i>	425
P258	Nouvelle méthode de détermination d'indice de matériaux en couches minces <i>M. Lequime, D. Stojcevski, S. Nadj, C. Koc, C. Grèzes-Besset et J. Lumeau</i>	427
P259	Imagerie de modes de cristaux photoniques par génération de troisième harmonique <i>X. Checoury, Y. Zeng, I. Roland, Z. Han, M. El Kurdi, S. Sauvage, B. Gayral, C. Brimont, T. Guillet, F. Semond et P. Boucaud</i>	429
P260	Contrôle cohérent de l'absorption dans les milieux désordonnés <i>A. Goetschy, S.M. Popoff, S.F. Liew, S.W. Sheehan, C. Schmuttenmaer, Y. Bromberg, A.D. Stone et H. Cao</i>	431
P261	Propriétés optiques des auto-assemblages moléculaires sur graphène <i>S. Le Liepvre, L. Douillard, C. Fiorini, F. Charra, A.-J. Attias et P. Du</i>	433

Posters du Club Nanophotonique

P262	Microlentilles Basées sur la Diffraction par des Nano Objets Métalliques et Organiques <i>O. Ziane, S. Zaiba, A. Tellal et P. Baldeck</i>	435
P263	Quenching, Plasmonic, and Radiative Decays in Nanogap-based Antennas <i>R. Faggioli, J. Yang et P. Lalanne</i>	437
P264	Coupling of quasi-normal modes <i>K. Cognée, F. Koenderink et P. Lalanne</i>	439
P265	Photémission stimulée par des Plasmons de surface de réseaux et de nanoparticules métalliques : Expérience et Modélisation. <i>H. Jouin, M. Raynaud, G. Duchateau, G. Geoffroy, N. Fedorov et P. Martin</i>	441
P266	Couplage entre des émetteurs et des nanofils en argent pour réaliser le transfert d'énergie de fluorescence à grande distance au moyen de plasmons de surface <i>J. De Torres, P. Ferrand, G. Colas Des Francs et J. Wenger</i>	443
P267	Vibrations Acoustiques de Nanoparticules Bipyramidales : Vers des Nano-balances Multicritères <i>J. Burgin, B. Dacosta Fernandes, P. Langot, J. Oberlé, P. Massé, M. Tréguer-Delapierre, N. Vilar Vidal et S. Ravaine</i>	445
P268	Plasmon excitation of thin metallic films by a light emitted from an STM tip <i>M. Achlan et G. Raseev</i>	447
P269	Investigation sur les Procédés d'Usinage par Jet-Photonique en Bout de Fibres Optiques Façonnées <i>G. Chabrol, J. Zeligowski, P. Twardowski, Y. Takakura, P. Pfeiffer, J. Fontaine et S. Lecler</i>	449
P270	Optical response of arrays of Au hemispheres on transparent substrates <i>M. Kildemo, A. Baron, J. Banon, T. Brakstad et I. Simonsen</i>	452
P271	Dynamique électronique et transfert d'électron photo-induit dans des nanoparticules hybrides Ag-ZnO <i>J. Oberlé, J. Burgin, B. Dacosta Fernandes, P. Langot, J.-P. Delville, I. Shupyk et M.-H. Delville</i>	454
P272	Plasmonique de surface opalique : une approche combinée champ proche et champ lointain <i>A. Maître, C. Lethiec, G. Binard, T. Popescu, H. Frederich, P. Ngoc Hong, E. Yraola, C. Schwob, F. Charra, L. Coolen et L. Douillard</i>	456
P273	Méthodes de type élément fini pour la nanophotonique computationnelle <i>S. Lanteri, C. Scheid et J. Viquerat</i>	458

Posters du Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique (COLOQ'15)

P274	Application de l'intrication spatiale à l'imagerie fantôme temporelle <i>S. Denis, P.-A. Moreau, F. Devaux et E. Lantz</i>	460
P275	Générateur de fonctions optiques à 80 GHz <i>J. Fatome, K. Hammani, B. Kibler et C. Finot</i>	462
P276	Façonnage optique intra-cavité dans un laser impulsionnel à fibre <i>S. Boscolo, J. Peng et C. Finot</i>	464
P277	Oscillateur Paramétrique Optique continu simplement résonant à 1.6μm à largeur de raie ultrafine <i>F. Bretenaker, C. Siour et A. Ly</i>	466
P278	Laser picoseconde à fibre Yb à taux de répétition continûment accordable entre 11 et 18 GHz <i>A. Aubourg, J. Lhermite, S. Hocquet, E. Cormier et G. Santarelli</i>	468
P279	Vers une observation de l'absorption par un atome de l'émission thermique en champ proche <i>J.C. De Aquino Carvalho, A. Laliotis, P. Chaves De Souza Segundo, I. Maurin, M. Ducloy et D. Bloch</i>	470
P280	Contribution sub-Doppler en rétrofluorescence pour une vapeur atomique optiquement épaisse <i>J.C. De Aquino Carvalho, A. Laliotis, M. Chevrollier, M. Oria et D. Bloch</i>	472
P281	Generation and parametric amplification of broadband phase stabilized few cycle pulses at 2.9 μm <i>G. Archipovaite, S. Petit, J.C. Delagnes et E. Cormier</i>	474
P282	Métrie et étude des processus d'endommagement laser en régime sub-picoseconde dans les couches minces optiques <i>L. Gallais</i>	476
P283	Oscillateur opto-RF chaotique verrouillé en fréquence <i>A. Thorette, M. Romanelli, M. Brunel et M. Vallet</i>	478

P284	Architectures de liens optiques pour les futurs réseaux métrologiques <i>A. Bercy, N. Quintin, W.-K. Lee, F. Stefani, C. Chardonnet, G. Santarelli, O. Lopez, P.-E. Pottier et A. Amy-Klein</i>	480
P285	Caractérisation des phases non-linéaires et des couplages spatio-temporels des amplificateurs à dérive de fréquence par la méthode D-Scan. <i>A. Volte, J.C. Delagnes, S. Petit et E. Cormier</i>	483
P286	États comprimés à une longueur d'onde télécom, une approche entièrement guidée. <i>B. Fedrici, F. Kaiser, A. Zavatta, V. D'auria et S. Tanzilli</i>	485
P287	Double asservissement Pound-Drever-Hall sur un interféromètre de Michelson à fibre <i>F. Audo, J.-P. Coulon et F. Kéfélian</i>	487
P288	Laser à état solide bi-fréquence autorégulé en bruit d'intensité <i>K. Audo, A. El Amili et M. Alouini</i>	489
P289	Developpement d'un amplificateur à 946 nm à base de fibre cristalline Nd:YAG pompée directement dans le niveau émetteur <i>R. Baudoin, J.-T. Gomes, X. Délen, I. Martial, F. Balembois et P. Georges</i>	491
P290	Démonstration du piégeage cohérent d'atomes de césium avec un VECSEL bifréquence et bipolarisé <i>P. Dumont, S. Janicot, F. Tricot, D. Holleville, S. Guérandel, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, G. Beaudoin, I. Sagnes, P. Georges et G. Lucas-Leclin</i>	493
P291	Un peigne de fréquences ultrastable et accordable pour la spectroscopie moyen-IR à très haute résolution <i>R. Santagata, B. Argence, D.B.A. Tran, O. Lopez, A. Goncharov, S. Tokunaga, D. Nicolodi, M. Abgrall, R. Le Targat, P.-E. Pottier, C. Chardonnet, C. Daussy, Y. Le Coq, B. Darquié et A. Amy-Klein</i>	495
P292	Caractérisation des Pertes Optiques dans une Cavité Fabry-Perot Micrométrique de Grande Finesse <i>R. Metzdorff, L. Neuhaus, S. Zerkani, S. Chua, T. Jacqmin, S. Deléglise, T. Briant, A. Heidmann et P.-F. Cohadon</i>	497
P293	Diffraction d'atomes d'Argon métastables lents sur nanoréseaux <i>F. Correia, N. Fabre, F. Perales, J. Baudon, M. Ducloy et G. Dutier</i>	499
P294	Génération de paires de photons intriqués aux longueurs d'ondes des télécoms <i>F. Mazeas, W. Zhang, M. Traetta, M. Bentivegna, F. Kaiser, D. Aktas, C.A. Ramos, L.A. Ngah, T. Lunghi, X. Le Roux, E. Cassan, D. Marris-Morini, L. Vivien, L. Labonté et S. Tanzilli</i>	501
P295	Direct optical interfacing of CVD diamond for deported NV- based sensing experiments. <i>L. Mayer et T. Debuisschert</i>	503
P296	Inégalités generalisées de spin squeezing avec des observables collectives arbitraires et des fluctuations du nombre de particules <i>I. Saideh, S. Felicetti, P. Milman, T. Coudreau et A. Keller</i>	504
P297	Fluctuations d'intensité de nanolasers à semi-conducteur couplés <i>M. Marconi, P. Hamel, A. Levenson et A. Yacomotti</i>	506
P298	Transfer de stabilité au moyen d'une cavité <i>A. Chaouche-Ramdane, P. Grüning, V. Roncin et F. Du-Burck</i>	508
P299	Caractérisation Spectrale de l'Émission de Paires de Photons dans une Fibre à Cœur Liquide <i>T. Harlé, M. Barbier, I. Zaquine et P. Delaye</i>	510
P300	Electrical Conductivity Measurements For Failure Aanalysis Of Laser Crystals Under High Pump Power Density <i>W. Bolanos, S. Joly, I. Manek-Hönniger, J.C. Delagnes, E. Cormier, L. Bechou et Y. Deshayes</i>	512
P301	distribution de clés quantiques multi-utilisateurs avec une source semi-conductrice <i>C. Autebert, J. Trapateau, A. Orioux, A. Lemaître, C. Gomez-Carbonnel, E. Diamanti, I. Zaquine et S. Ducci</i>	514
P302	Interférométrie atomique en cavité pour l'étude de perturbation du champ gravitationnel à basse fréquence. <i>G. Lefèvre, L. Amand, A. Bertoldi, B. Canuel, B. Fang, R. Geiger, D. Holleville, A. Landragin, N. Mielec, S. Pelisson, I. Riou et P. Bouyer</i>	517
P303	Neodymium MOPA fiber laser for strontium atom cooling. <i>S. Rota-Rodrigo, B. Canuel, A. Bertoldi, P. Bouyer, N. Traynor et G. Santarelli</i>	519
P304	Discriminer une Variation de Me/Mp à 1.5 μm <i>F.L. Constantin</i>	521
P305	Génération d'oscillations micro-ondes sur porteuse optique dans un système de cavités couplées <i>A. Armaroli, P. Féron et Y. Dumeige</i>	522
P306	Etude et réalisation d'une chaîne laser compacte adaptée à l'allumage d'une chambre de combustion <i>G. Amiard-Hudebine, G. Tison et E. Freysz</i>	524

P307	Contrôle de la durée de vie des photons d'une microcavité par effet de lumière lente <i>V. Huet, A. Rasoloniaina, P. Guillemé, P. Rochard, P. Féron, M. Mortier, A. Levenson, K. Bencheikh, A. Yacomotti et Y. Dumeige</i>	526
P308	Écoulements optofluidiques pilotés par chauffage laser <i>D. Riviere, H. Chraïbi, U. Delabre et J.-P. Delville</i>	528
P309	Single-pass quantum source of multimode squeezed states <i>L. La Volpe, S. De, V. Thiel, V. Parigi, C. Fabre et N. Treps</i>	530
P310	Trois lasers asservis en phase pour des processus multi-photoniques cohérents <i>M. Collombon, R. Khayatzaheh, M.R. Kamsap, G. Hagel, O. Morizot, J. Pedregosa-Gutierrez, M. Houssin, C. Champenois et M. Knoop</i>	532
P311	Influence des effets thermiques sur l'efficacité de génération de seconde harmonique à 488 nm d'un laser Yb fibré monomode, monofréquence à bas bruit. <i>R. Dubrasquet, J. Bouillet, N. Traynor, J.C. Delagnes et E. Cormier</i>	534
P312	LG-2DMOT, jet d'atomes froids canalisés et ses applications <i>A. Chopinaud, C. Cabrera-Gutierrez, J. Ruauadel, M. Jacquy, B. Viaris De Lesegno et L. Pruvost</i>	536
P313	Déformation conique induite par laser <i>A. Giro, R. Pascalie, J. Petit, H. Chraïbi, U. Delabre et J.-P. Delville</i>	538
P314	Étude d'un pointeur laser à photons jumeaux <i>C. Autebert, Y. Halioua, G. Maltese, A. Lemaître, C. Gomez-Carbonnel, M. Amanti, C. Sirtori et S. Ducci</i>	540
P315	Sources laser à 626nm et 313nm pour le refroidissement d'ions Be⁺. <i>A. Douillet, J. Heinrich, N. Sillitoe, T. Louvrado, J.-P. Karr et L. Hilico</i>	542
P316	Polarization tomography of a resonantly-excited cavity-QED device. <i>P. Hilaire, C. Anton, C. Kessler, J. Demory, N. Somaschi, C. Gomez-Carbonnel, A. Lemaître, I. Sagnes, O. Krebs, D. Lanzillotti Kimura, P. Senellart et L. Lanco</i>	544
P317	Seeding of modulation instability in a fiber ring cavity <i>A. Bendahmane, J. Fatome, C. Finot, G. Millot et B. Kibler</i>	546
P318	Génération de trains de photons uniques de forte indiscernabilité à l'état solide. <i>G. Coppola</i>	548
P319	Soustraction de photon à partir d'un état de vide comprimé multimode <i>A. Dufour, C. Jacquard, Y.-S. Ra, C. Fabre, V. Parigi et N. Treps</i>	550
P320	Protocole d'informatique quantique avec des atomes froids <i>R. Romain, K. Krzyzanowska, M. Copley-May, C. Maccormick et S. Bergamini</i>	552
P321	Mesure de front d'onde d'impulsion terahertz <i>M. Brossard, H. Cahyadi, S. Ben Khemis, J. Degert, E. Freysz, T. Yasui et E. Abraham</i>	553
P322	Étude théorique des états de Rydberg de l'ion HeH⁺ en utilisant le modèle Halfium <i>I. Bouhali, S. Bezzaouia, M. Telmini et C. Jungen</i>	555
P323	Propagation et Transfert de biphotons dans des réseaux de guides couplés à 3 ou 4 guides <i>C. Minot, T. Lunghi, O. Alibart, S. Tanzilli et N. Belabas</i>	556
P324	Un ralentisseur Zeeman à aimants permanents et autres outils. <i>D. Ben Ali, C. De Rossi, M. De Goer, L. Longchambon, R. Dubessy, T. Badr, A. Perrin et H. Perrin</i>	558
P325	Route vers la cohérence de microlasers à semiconducteurs <i>D. Aktas, T. Wang, O. Alibart, G.L. Lippi, E. Picholle et S. Tanzilli</i>	560
P326	Augmenter la brillance des LED avec des concentrateurs luminescents <i>T. Gallinelli, A. Barbet, A. Paul, C. Blanchard, F. Balembois, J.-P. Blanchot, F. Druon, P. Georges, S. Chenais et S. Forget</i>	562

LASER A FIBRE VERROUILLE EN PHASE A BASE DE GRAPHENE COMME ABSORBANT SATURABLE DEPOSE SUR UN TAPER

Georges Semaan¹, Paul Mouchel^{1,2}, Mohamed Salhi¹, Marc Le Flohic², François Sanchez¹

¹ Laboratoire de Photonique d'Angers, E.A 4464, Université d'Angers,

2 Bd Lavoisier, 49045 Angers Cedex 01, France

² Keopsys, 2 Rue Paul Sabatier, 22300, Lannion, France

georges.semaan@univ-angers.fr

RÉSUMÉ

Dans cet article, nous présentons la fabrication d'un taper fibré et le processus de dépôt de flocons de graphène, afin d'obtenir un taper (GDTF : graphene-deposited tapered-fiber) qui peut être utilisé comme absorbant saturable dans les lasers ultrarapides. Le GDTF possède une puissance de saturation d'environ 15 mW, une absorption saturable détectée de 8 % et une absorption non saturable de 25 %. En l'utilisant dans une cavité fibrée, nous avons démontré le verrouillage en phase.

MOTS-CLEFS : *laser à fibre, absorbant saturable, taper, graphène.*

1. INTRODUCTION

Les lasers à fibre verrouillés en phase sont des sources prometteuses dans plusieurs domaines comme la spectroscopie, le biomédical, la métrologie etc. Le verrouillage de mode dans les lasers à fibre peut être obtenu en utilisant différentes techniques telles que la rotation non linéaire de la polarisation, les boucles non linéaires amplificatrices et les absorbants saturables réels. L'utilisation d'absorbants saturables réels est en plein essor grâce à l'apparition de nouveaux matériaux aux propriétés inédites comme les nanotubes de carbone, les isolants topologiques 2D et 3D ainsi que le graphène. Des lasers impulsifs basés sur les isolants topologiques 2D et 3D ont été démontrés [1,2]. Cependant, le graphène est devenu l'absorbant saturable le plus utilisé dans les lasers verrouillés en phase parce qu'il possède des propriétés uniques permettant une absorption saturable dans des domaines spectraux ultralarges grâce à la dispersion linéaire de ses électrons de Dirac [3,4]. La grande majorité de ces travaux a été limitée en puissance car le graphène est déposé sur la fêrle d'un connecteur [4]. La recherche de moyens effectifs pour augmenter la puissance de saturation a suscité un grand intérêt. Ainsi, plusieurs travaux ont été publiés concernant le dépôt sur les fibres en D [5], le dépôt optique sur fêrle [3,6], des films autocollants [7] ou l'utilisation de tapers [4]. Les tapers ont l'avantage de proposer une interaction indirecte entre le graphène et le champ évanescent ce qui réduit les dommages et améliore l'absorption [1]. Dans cet article, nous démontrons la réalisation d'un GDTF qui peut être utilisé dans un laser à fibre à double gaine pour le verrouillage de mode.

2. FABRICATION ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

A. FABRICATION DU TAPER

La technique choisie pour réaliser le taper est la technique de fusion-étirage. La fibre est maintenue sur deux plateformes qui peuvent se déplacer longitudinalement à l'aide de moteurs pas-à-pas et chauffée par un plasma généré par trois électrodes. La taille du plasma et sa température sont ajustables afin de s'adapter au type de fibre choisi (diamètre de gaine, présence de barreau de contrainte, microstructurée, ...). Les deux plateformes se déplacent dans des sens opposés et à la même vitesse afin d'avoir un taper symétrique. Le processus d'étirage se déroule en deux phases : la première réalise les transitions et la seconde fabrique le col. Un capteur de force mesure la tension

exercée longitudinalement sur la fibre au cours du processus pour contrôler la qualité de l'étréage. Un taper est défini par ses caractéristiques géométriques et par ses pertes d'insertion. Le profil de la figure 1 correspond à une fibre SMF-28 dont le diamètre a été réduit à $8\ \mu\text{m}$ sur une longueur de 11 mm. Les pertes d'insertion de ce composant sont inférieures à 0,1 dB. Le taper est ensuite fixé dans un demi tube en verre afin de pouvoir le manipuler plus facilement et d'effectuer le dépôt de graphène en solution.

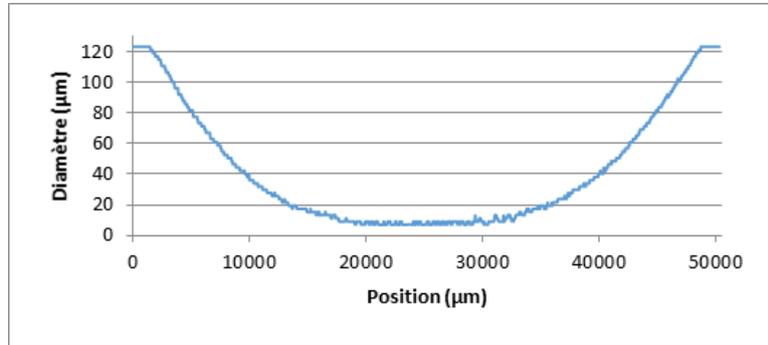


Fig. 1 : Profil adiabatique d'un taper de $8\ \mu\text{m}$ et de pertes inférieures à 0,1 dB. L'aspect crênelé vient de la limite de résolution de la caméra de mesure.

B. DEPOT DE GRAPHENE

Pour le dépôt, nous avons choisi d'utiliser une solution graphène-éthanol qui permet d'avoir un meilleur dépôt et un temps d'évaporation plus rapide que d'autres solutions. On dépose à l'aide d'une pipette micrométrique deux gouttes de solution sur le col du taper afin d'éviter d'éventuelles cassures. On injecte ensuite un faisceau laser à 1550 nm et 70 mW de puissance de sortie pour déclencher le dépôt via un effet de pince optique. La puissance transmise, mesurée en temps réel, est représentée figure 2(a).

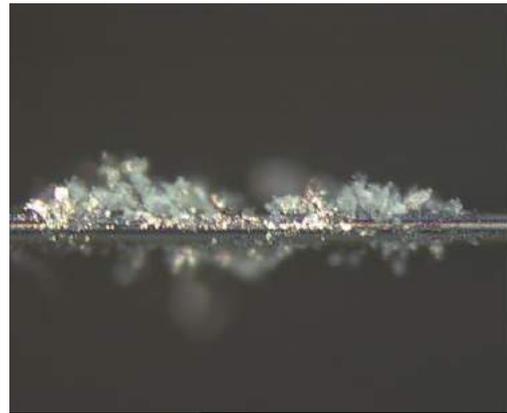
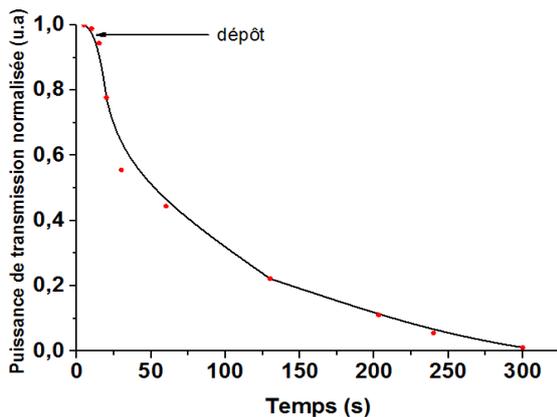


Fig. 2 : (a) Transmission du taper pendant le dépôt, (b) image au microscope du GDTF.

Pour vérifier le dépôt on utilise un microscope électronique avec un grandissement $\times 20$ comme dans la figure 2(b). On remarque les flocons de graphène bien déposés sur le taper. Pour mesurer les caractéristiques d'absorption, on a utilisé un laser verrouillé en phase combiné avec un wattmètre. La transmission du GDTF en fonction de la puissance moyenne incidente est donnée sur la figure 3. On constate une absorption saturable de 8 %, une puissance de saturation d'environ 15 mW et des pertes d'absorption non saturable de 25 %.

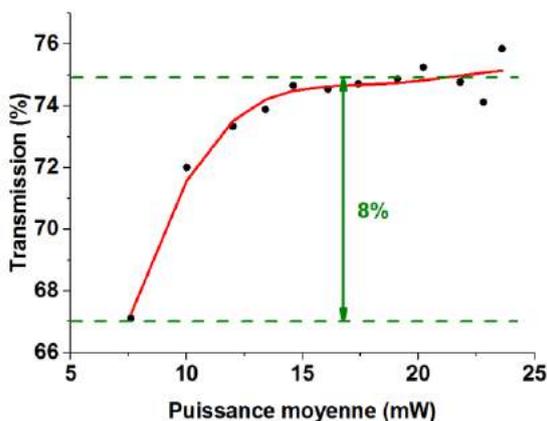


Fig. 3 : Transmission du GDTF.

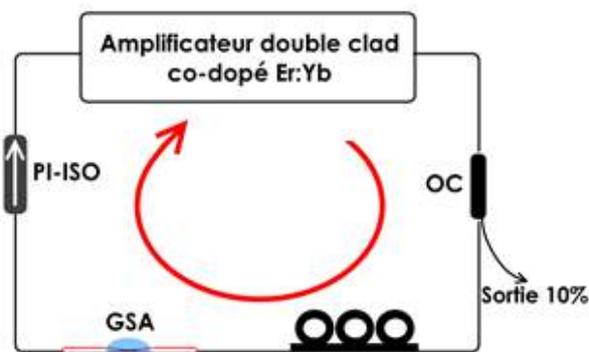


Fig. 4 : Schéma expérimentale du laser à fibre à base de GDTF.

C. VERROUILLAGE DE MODE AVEC LE GDTF

Le composant est ensuite inséré dans une cavité en anneau unidirectionnelle (figure 4). Le contrôleur de polarisation placé avant le taper donne un degré de liberté permettant d'optimiser le verrouillage de mode.

Les premiers essais réalisés démontrent un verrouillage de mode. Le verrouillage a lieu jusqu'à une puissance moyenne de sortie d'environ 33 mW. Au-delà, le laser bascule en régime continu car le graphène est totalement saturé.

CONCLUSION

En conclusion, nous avons démontré expérimentalement le processus de fabrication des tapers et le dépôt de graphène afin de créer un GDTF qui peut être utilisé en cavité pour obtenir un laser verrouillé en phase. Les études doivent être poursuivies afin d'augmenter encore la puissance de saturation du composant.

REFERENCES

- [1] Y. Meng, G. Semaan, M. Salhi, A. Niang, K. Guesmi, Z.-C. Luo, and F. Sanchez, *Opt. Express*, **23**, pp. 23053–23058, 2015.
- [2] J. Sotor, G. Sobon, J. Boguslawski, J. Tarka, and K. M. Abramski, *Fiber lasers XII: Technology, systems and applications*, Proceedings SPIE vol. **9344**, pp. 93441Z–93441Z–6, 2015.
- [3] Y. Meng, A. Niang, K. Guesmi, M. Salhi, and F. Sanchez, *Opt. Express*, **22**, pp. 29921–29926, 2014.
- [4] J. Wang, Z. Luo, M. Zhou, C. Ye, H. Fu, Z. Cai, H. Cheng, H. Xu, and W. Qi, *IEEE Photonics J.*, **4**, pp. 1295–1305, 2012.
- [5] J. D. Zapata, D. Steinberg, L. A. M. Saito, R. E. P. de Oliveira, A. M. Cárdenas, and E. A. T. de Souza, *Sci. Rep.*, **6**, p. 20644, 2016.
- [6] H. Ahmad, F. D. Muhammad, M. Z. Zulkifli, and S. W. Harun, *IEEE Photonics J.*, **4**, pp. 2205–2213, 2012.
- [7] J. Park, K. Park, D. Spoor, B. Hall, and Y.-W. Song, *Opt. Express*, **23**, pp. 7940–7945, 2015.

COMPRESSION SPECTRALE AMÉLIORÉE PAR UNE MODULATION DE PHASE CORRECTIVE SINUSOÏDALE

Christophe Finot¹ et Sonia Boscolo²

¹ *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot Bourgogne, UMR 6303 UBFC-CNRS, 2178 Dijon, France*

² *Aston Institute of Photonic Technologies, Birmingham B4 7ET, Royaume-Uni*

christophe.finot@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

En exploitant une modulation de phase sinusoïdale temporelle additionnelle, nous montrons qu'il est possible d'améliorer significativement les performances d'une compression spectrale réalisée en régime de propagation hautement non-linéaire. Les simulations numériques indiquent ainsi une amélioration des facteurs de compression ainsi que du rapport de Strehl.

MOTS-CLEFS : *optique non-linéaire fibrée, compression spectrale*

1. INTRODUCTION

L'auto-modulation dans une fibre optique non-linéaire est souvent associée à un élargissement du spectre d'une impulsion. Néanmoins, si l'impulsion initiale est initialement dotée d'une dérive de fréquence telle celle acquise dans une fibre à dispersion anormale, le comportement observé peut être totalement différent. Ainsi, au lieu de s'étendre par la création de nouvelles fréquences, le spectre aura dans un premier temps tendance à s'affiner [1, 2]. Ce processus de compression spectrale conduit néanmoins généralement à des impulsions n'étant pas en limite de Fourier, la dérive de fréquence initiale n'étant pas parfaitement compensée par l'auto-modulation de phase. Pour remédier à cette limite et améliorer la qualité du spectre recomprimé, plusieurs voies ont été proposées. Ainsi, un façonnage préalable de l'impulsion pour acquérir un profil parabolique permet de réduire significativement les ailes spectrales [3]. Il est également possible d'exploiter l'auto-façonnage subi dans le régime de dispersion normale pour générer des impulsions rectangulaires ou paraboliques en quasi-limite de Fourier [4, 5]. Nous présentons dans cette contribution une nouvelle approche pour laquelle l'ajout d'une modulation de phase sinusoïdale ayant l'amplitude et la fréquence adéquates permet d'éliminer le chirp résiduel généralement présent et ainsi d'accroître significativement les performances du processus de compression spectrale.

2. SITUATION ÉTUDIÉE – COMPRESSION SPECTRALE EN RÉGIME NON-LINÉAIRE

Nous nous intéressons à la compression spectrale en régime de propagation purement non-linéaire (la dispersion de la fibre est négligeable). Nous considérons une impulsion de forme gaussienne étirée préalablement dans un élément purement dispersif de manière à voir sa durée temporelle augmentée d'un facteur 20. Le problème étudié peut se normaliser facilement par rapport à la durée de l'impulsion initiale T_0 et par rapport à la longueur non-linéaire L_{NL} définie comme l'inverse du produit de la puissance initiale de l'impulsion et du coefficient non-linéaire de la fibre. L'évolution longitudinale du spectre représentée Fig. 1(a) montre clairement le processus de compression spectrale, suivi d'un éclatement du spectre en sous structures. Ainsi, à la distance z_1 , le chirp initial est compensé dans sa partie centrale et conduit à un spectre avec des ailes décroissant de manière monotone. A la distance z_2 , le spectre s'est davantage comprimé, ce qui lui permet d'avoir une brillance supérieure. Le profil spectral souffre néanmoins de la présence de piédestaux. A la distance z_3 , le spectre obtenu semble a priori inexploitable avec de larges oscillations.

Pour quantifier l'évolution longitudinale des performances, nous avons calculé le coefficient de compression spectrale défini soit à partir de la largeur à mi-hauteur du spectre (C_{fwhm}), soit à

partir de sa largeur rms (C_{rms}). Nous avons également mesuré le rapport de Strehl S basé sur le rapport entre la brillance obtenue et la brillance générée idéalement par une impulsion en limite de Fourier. Les résultats résumés sur le panneau c de la figure 1 montrent que la qualité optimale de compression est obtenue à z_2 mais avec un rapport de Strehl restant modéré et une compression C_{rms} assez faible indiquant la présence de piédestaux non-négligeables.

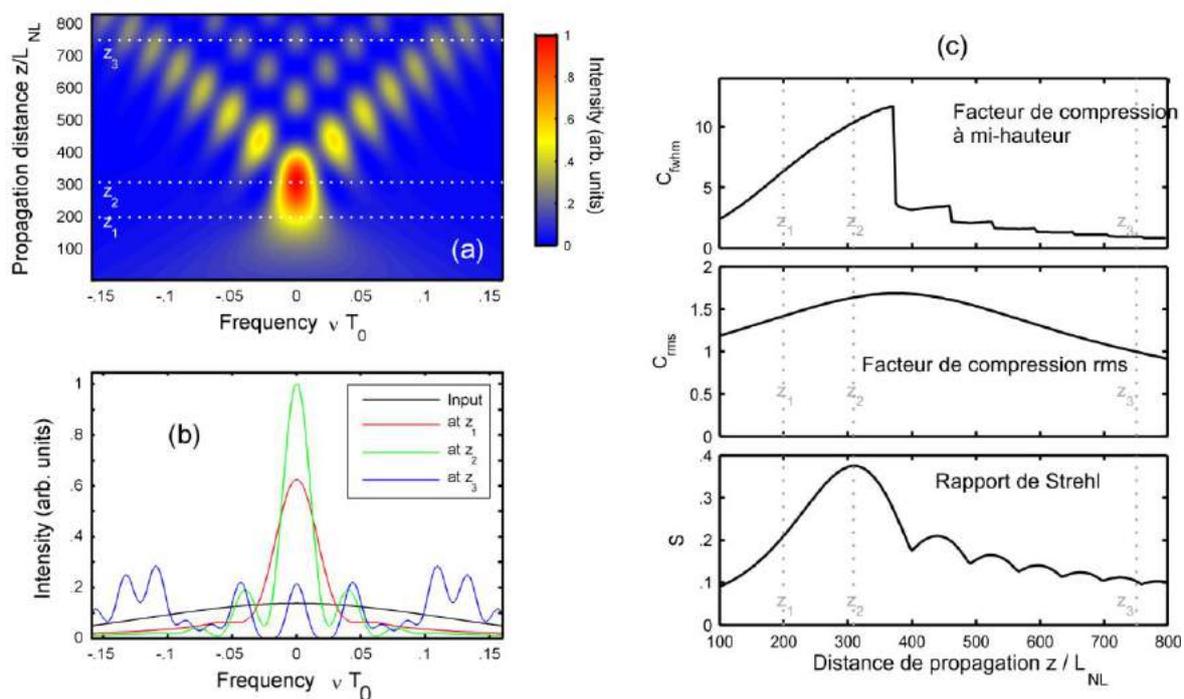


Fig. 1 : Compression spectrale dans une fibre HNLF : (a) Évolution longitudinale du profil d'intensité spectrale. (b) Détail des profils spectraux pris à différentes distances. (c) Évolution longitudinale du facteur de Strehl et de compression en termes de largeur à mi-hauteur ou bien de largeur rms.

3. APPROCHE CORRECTIVE PAR MODULATION DE PHASE TEMPORELLE

Nous montrons maintenant comment l'ajout d'une modulation temporelle de la phase permet d'améliorer significativement les performances. Le profil de chirp en z_1 représenté Fig. 2(a) montre que la compensation du chirp initial par l'auto-modulation de phase est restreinte à une petite part seulement du centre de l'impulsion. Quand on se place à z_3 , le chirp présente de très fortes oscillations dont l'allure générale au centre rappelle une forme sinusoïdale. Il est alors intéressant d'envisager l'annulation de ce chirp résiduel par l'ajout d'une phase temporelle sinusoïdale de signe opposé avec une fréquence et une amplitude adaptées. Après correction, le chirp se montre remarquablement plat sur la quasi-totalité de l'impulsion étirée. Le spectre résultant (panneau b) présente une amélioration indéniable de la compression : l'ensemble des oscillations disparaît et toute l'énergie est désormais concentrée dans la partie centrale du spectre. Cette amélioration est également visible en échelle logarithmique avec une réduction considérable des ailes spectrales de l'impulsion et une augmentation de la brillance.

Ce comportement mis en évidence à la distance z_3 peut également être reproduit aux autres distances de propagation supérieures à z_2 comme le montre la Fig. 3(a). Que ce soit au niveau du facteur de compression à mi-hauteur ou rms, l'amélioration quantitative est également nette. En particulier C_{rms} triple, confirmant la diminution des ailes. Le rapport de Strehl est également presque doublé démontrant tout l'efficacité théorique de notre approche.

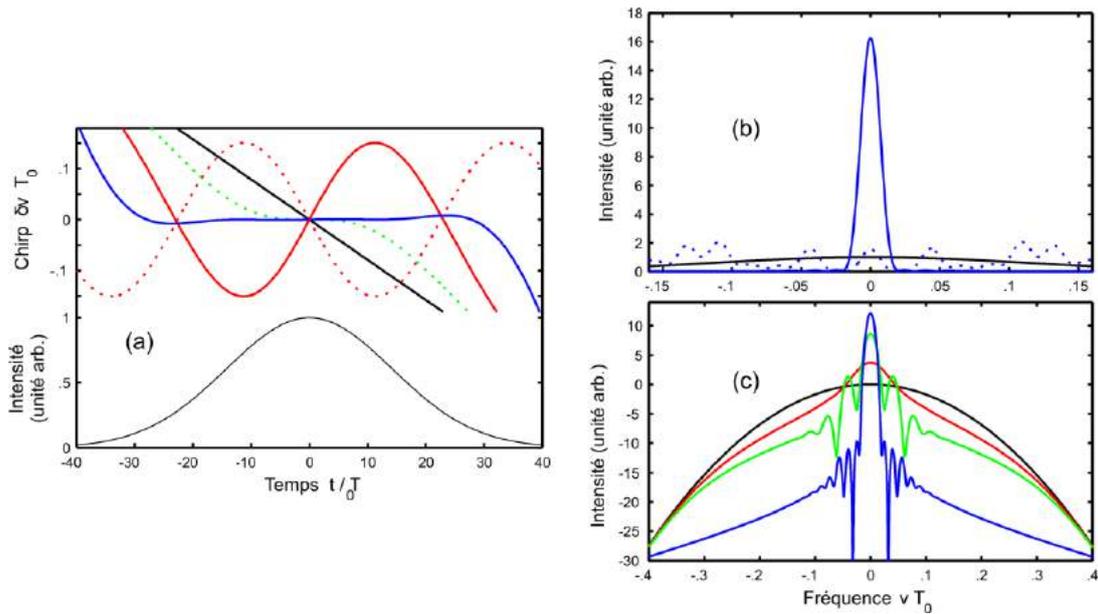


Fig. 2 : (a) Profil d'intensité et de chirp avec et sans correction additionnelle (initial noir ; à z_1 vert pointillé, à z_3 , rouge ; correction appliquée rouge pointillé ; résultat bleu) (b) Spectre résultant de la correction en $z=0$ (noir), en $z=z_3$ (bleu) avant et après correction (pointillé et continu respectivement), (c) Spectres en échelle logarithmique en $z=0, z_1, z_2$ et z_3 après correction (courbes respectivement noir, rouge, vert, bleu).

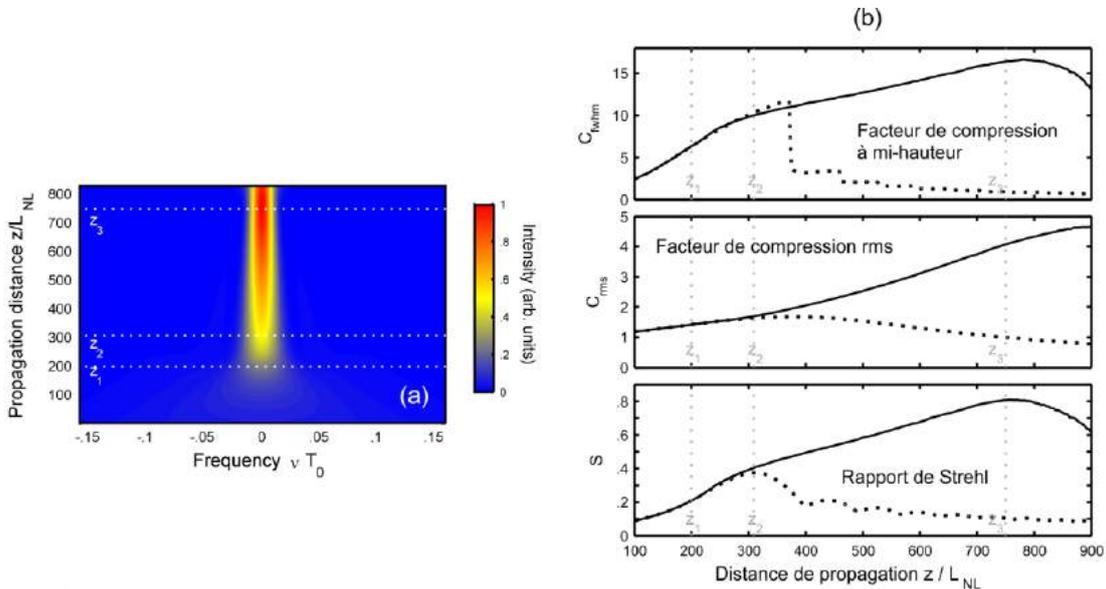


Fig. 3 : Évolution longitudinale du spectre corrigé (a) et des performances du dispositif en termes de facteur de compression et de rapport de Strehl (b) avec et sans correction (courbes continues et pointillées).

RÉFÉRENCES

- [1] A. V. Zohrabian and L. K. Mouradian, "Compression of the spectrum of picosecond ultrashort pulses," *Quantum Electronics*, vol. 25, p. 1076, 1995.
- [2] M. Oberthaler and R. A. Höpfel, "Spectral narrowing of ultrashort laser pulses by self-phase modulation in optical fibers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, pp. 1017-1019, 1993.
- [3] J. Fatome, *et al.*, "All-fiber spectral compression of picosecond pulses at telecommunication wavelength enhanced by amplitude shaping," *Appl. Opt.*, vol. 51, pp. 4547-4553, 2012.
- [4] C. Finot and S. Boscolo, "Design rules for nonlinear spectral compression in optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 33, pp. 760-767, 2016.
- [5] A. A. Kutuzyan, *et al.*, "Dispersive regime of spectral compression," *Quantum Electronics*, vol. 38, pp. 383-387, 2008.

PRÉ-DISTORSION NUMÉRIQUE À TRÈS FAIBLE COMPLEXITÉ POUR LA COMPENSATION D'EFFETS NON-LINÉAIRES AU SEIN D'UN TRANSMETTEUR OPTIQUE CO-OFDM

Mohamad Younes ^{1,2}, Stéphane Azou ², Noël Tanguy ¹, Pascal Morel ², Mihai Telescu ¹, Cherif Diouf ²

¹ Université de Bretagne Occidentale / CNRS UMR 6285 Lab-STICC, Brest, France

² Ecole Nationale d'Ingénieurs de Brest / CNRS UMR 6285 Lab-STICC, Brest, France

Mohamad.Younes@univ-brest.fr

RÉSUMÉ

Dans cette communication, nous étudions la pré-distorsion numérique en bande de base pour compenser les effets non-linéaires inhérents à la modulation optique ou à l'amplification, réalisée à l'aide d'un SOA (Semiconductor Optical Amplifier), au sein d'un transmetteur CO-OFDM. Deux approches à très faible complexité sont examinées : l'une classique consistant en une compensation statique, l'autre combinant en parallèle une non-linéarité statique et un filtre à réponse impulsionnelle finie (FIR). Une meilleure flexibilité de l'émetteur est ainsi obtenue, permettant d'opérer sur une plage de puissance étendue.

MOTS-CLEFS : *OFDM optique cohérent; Amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA); Linéarisation; Pré-distorsion numérique*

1. INTRODUCTION

La technologie OFDM offre de nombreux atouts pour les futurs réseaux de communication optique à très haut débit [1], avec en particulier la flexibilité d'allocation de bande passante et la compensation efficace d'imperfections du canal dans le domaine fréquentiel par traitement numérique du signal. Récemment, la faisabilité pratique d'une amplification de signaux OFDM optique cohérents par SOA a été démontrée [2], mais les effets non-linéaires intrinsèques à ce type de composant, résultant de sa dynamique de gain rapide, peuvent dans certains cas affecter les performances du système. La linéarisation est un moyen classique de réduire l'impact de non-linéarités dans les systèmes télécoms; la pré-distorsion numérique en bande de base constitue une approche intéressante pour répondre à ce problème et pour sa capacité à satisfaire à la fois aux critères de performance (diminution du critère d'EVM¹) et de flexibilité. Le pré-distorseur correspond alors à un modèle numérique inverse du composant source d'effets non-linéaires (essentiellement le SOA dans notre cas). Une grande diversité de pré-distorseurs numériques est étudiée dans la littérature, essentiellement pour le cas de systèmes radiofréquence [3]; l'intérêt de ce type de traitement pour les systèmes optiques est beaucoup plus récent [4] [5]. Dans cette communication, nous comparons la solution basique d'une non-linéarité statique (STATIC) à une solution étendue avec l'ajout d'un filtre FIR en parallèle (STATIC//FIR) afin de caractériser les effets mémoires de l'amplificateur. Nous montrons alors qu'une linéarisation des propriétés dynamiques du transmetteur offre de meilleures performances.

2. MODÉLISATION DU SYSTÈME CO-OFDM

Le système CO-OFDM étudié est illustré en Figure 1. Au niveau de l'émetteur, des non-linéarités sont engendrées par le modulateur IQ, dans une moindre mesure, ainsi que par l'amplificateur optique (SOA); les imperfections des circuits RF en amont du modulateur sont ignorées. Pour le SOA, nous utilisons le même modèle que dans [2], optimisé pour simuler un composant commercial (INPHENIX-IPSAD1501); une excellente adéquation entre résultats de simulation et expérimentaux est ainsi obtenue.

Les structures de l'émetteur et du récepteur sont classiques, à l'exception des blocs dédiés à la linéarisation (via STATIC ou STATIC//FIR). Par la suite, nous nous focalisons sur le cas d'une

¹ Error Vector Magnitude

transmission QPSK/OFDM de bande 3 GHz avec 128 sous-porteuses; l'amplificateur polarisé à 200 mA offre un gain de 19 dB à la longueur d'onde 1540 nm pour un facteur de bruit de 7 dB.

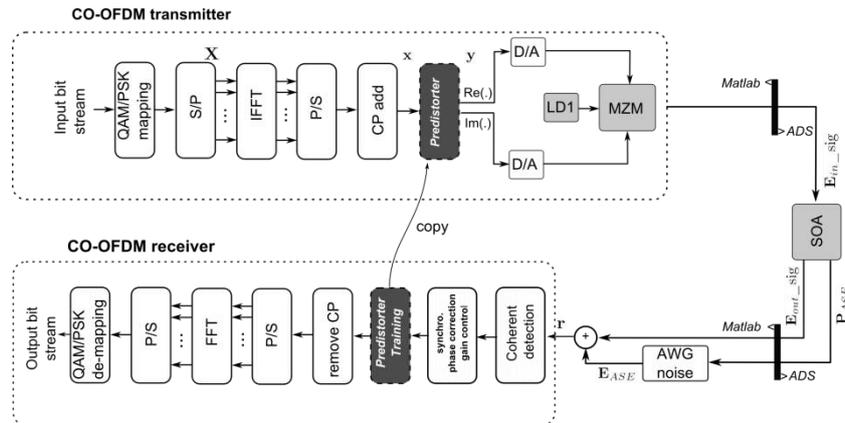


Figure 1 : Système CO-OFDM basé sur une co-simulation Matlab/ADS, incluant une pré-distorsion

3. LINÉARISATION VIA PRÉ-DISTORSION NON-LINÉAIRE

Deux pré-distorseurs sont étudiés ici. Le STATIC caractérisé par la relation entrée-sortie (1) offre la possibilité d'ajuster l'ordre de non-linéarité P . La structure STATIC//FIR, décrite en (2), présente un degré de liberté supplémentaire sur la profondeur mémoire M .

$$y_s(n) = \sum_{i=1}^P a_i x(n) |x(n)|^{i-1} \quad (1)$$

$$y_{sf}(n) = \sum_{i=1}^P a_i x(n) |x(n)|^{i-1} + \sum_{j=1}^M b_j x(n-j) \quad (2)$$

Les coefficients des pré-distorseurs sont calculés au niveau du récepteur à l'aide de symboles pilotes en utilisant un algorithme des moindres carrés.

4. RÉSULTATS DE SIMULATION

La figure 2 montre les résultats obtenus pour une puissance d'identification (P_{ref}) de -19.48 dBm, en termes d'EVM en fonction de la puissance d'entrée (P_{in}) du SOA, pour différents cas : système conventionnel (absence de linéarisation), pré-distorsion via STATIC ou pré-distorsion via STATIC//FIR. La forme de constellation en sortie de SOA sans pré-distorsion et avec pré-distorsion STATIC//FIR (pour $P_{in} = -19.4$ dBm) est représentée sur la figure 2(b).

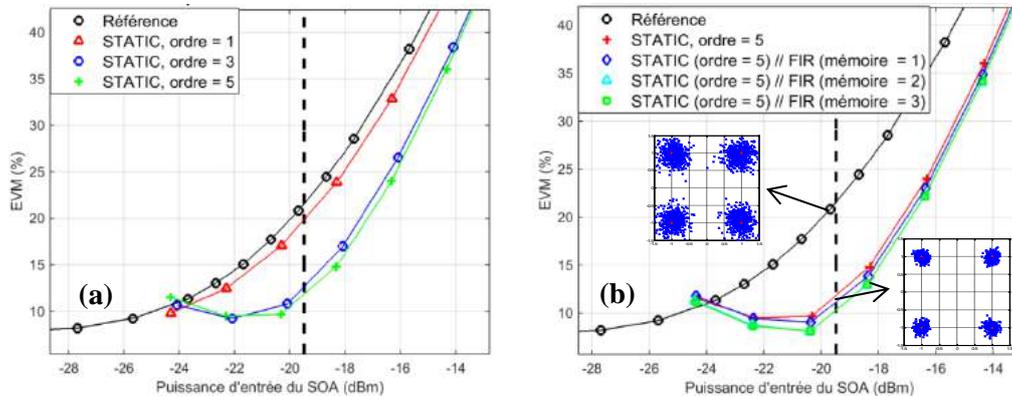


Figure 2 : (a) Pré-distorseur STATIC, influence de l'ordre P pour $P_{in} = -19.4$ dBm : (b) Pré-distorseur STATIC//FIR, influence de la profondeur M pour $P_{in} = -19.4$ dBm et pour un ordre de non-linéarité STATIC égale à 5.

Pour identifier les paramètres du bloc de linéarisation, une séquence d'apprentissage constituée de 2^{11} symboles QPSK répartis sur les 128 sous-porteuses est utilisée. Le meilleur compromis performance/complexité est obtenu pour un ordre 5 du pré-distorseur STATIC, et pour une profondeur mémoire de 2 (équivalente à un délai de 166.6 ps) dans le cas du STATIC//FIR. En effet au-delà de ces valeurs il n'y a plus d'amélioration significative de l'EVM.

La figure 3 (a) montre l'influence de la puissance injectée dans l'amplificateur et de la puissance d'identification Pref sur les performances du pré-distorseur STATIC//FIR. Ainsi, en commutant les coefficients du modèle en fonction du point de fonctionnement, nous obtenons un gain de performance supplémentaire; la figure 3 (b) montre les pré-distorseurs STATIC et STATIC//FIR ainsi obtenus. Il peut être clairement observé que les deux pré-distorseurs offrent un large gain de performance par rapport au système CO-OFDM conventionnel, avec une réduction de la puissance d'entrée du SOA d'environ 2.5 dB pour une EVM cible de 30%. Par ailleurs, on remarque une marge de performance significative pour la structure STATIC//FIR, pour une complexité calculatoire comparable.

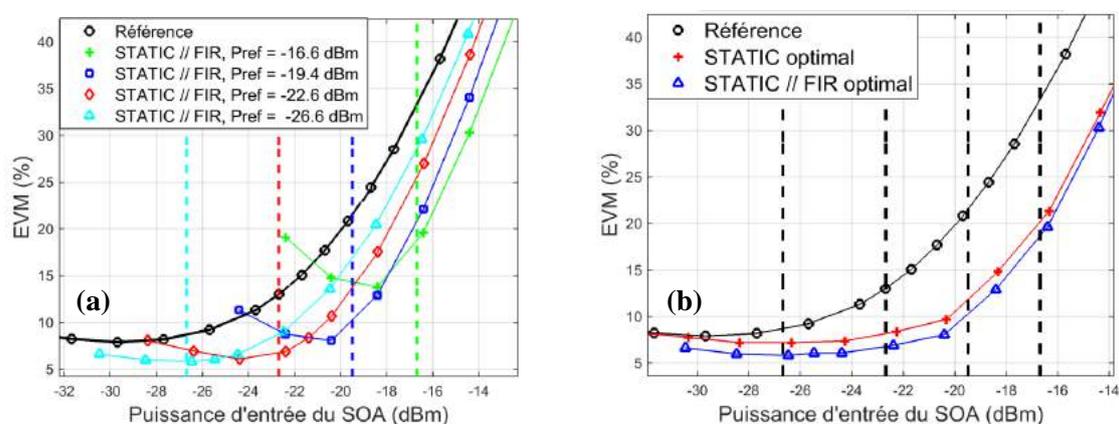


Figure 3 : (a) Pré-distorseur STATIC//FIR, influence de la puissance d'identification (Pref), (b) Performances obtenues en combinant les divers pré-distorseurs (STATIC ou STATIC//FIR) identifiés aux différentes puissances.

5. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

La compensation d'effets non-linéaires pour un transmetteur OFDM optique cohérent a été étudiée dans ce travail en se fixant une contrainte de très faible complexité d'implémentation. Nous avons montré l'intérêt d'un ajustement des propriétés dynamiques des signaux en bande de base en jouant sur la linéarisation des caractéristiques de l'émetteur. Ce travail sera poursuivi par une étude expérimentale, en considérant d'autres modèles comportementaux que la structure STATIC//FIR pour linéariser le dispositif.

RÉFÉRENCES

- [1] N. Cvijetic, "OFDM for Next-Generation Optical Access Networks", IEEE J. Lightw. Technol., vol. 30, no. 4, feb. 2012.
- [2] H. Khaleghi, P. Morel, A. Sharaiha, and T. Rampon, "Experimental Validation of Numerical Simulations and Performance Analysis of a Coherent Optical-OFDM Transmission System Employing a Semiconductor Optical Amplifier", IEEE J. Lightwave Technol., vol. 31, no. 1, pp. 161-170, January 2013.
- [3] L. Guan, A. Zhu, "Green Communications: Digital Predistortion for Wideband RF Power Amplifiers", IEEE Microw. Mag., nov./dec. 2014.
- [4] Z. Liu, M. Violas, N. B. Carvalho, "Digital predistortion for RSOAs as external modulators in radio over fiber systems", Optics express, vol. 19, no. 18, 2011.
- [5] S. Bejan, S. Azou, P. Morel, C. Diouf, M. Telescu, N. Tanguy, A. Sharaiha, "A joint Linearization/Companding Approach for Improving a CO-OFDM Transmitter", IEEE Photonics Technology Letters, 27 (20), pp. 2162-2165, 2015.

PICS4ALL : FACILITER L'ACCES A LA CONCEPTION ET A LA PRODUCTION DE CIRCUITS INTEGRES PHOTONIQUES

Kevin Schires, Didier Erasme, et Frédéric Grillot¹

¹CNRS LTCI, Télécom ParisTech, Université Paris-Saclay

46 rue Barrault, 75634 Paris Cedex 13, France

schires@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Le projet H2020 PICs4All a pour objectif de faciliter l'accès à la conception et à la production de dispositifs photoniques intégrés sur phosphore d'indium et nitrure de silicium. PICs4All soutient en particulier le monde académique et les TPE-PME dans l'évaluation et l'utilisation de ces technologies alliant conception, réalisation et validation. Les centres d'assistance aux applications répartis dans chacun des huit pays partenaires, et dont Télécom ParisTech est le représentant Français, connectent les utilisateurs aux concepteurs de composants optoélectroniques et organisent l'accès aux plateformes technologiques. Un service gratuit de prototypage est également offert aux utilisateurs de PICs4All.

MOTS-CLEFS : *circuits intégrés photoniques, JEPPIX*

1. INTRODUCTION

La complexité des circuits photoniques intégrés (*Photonic Integrated Circuits* i.e. PIC) a suivi une croissance constante durant les dernières années, allant jusqu'à des propositions incorporant sur la même circuiterie plusieurs centaines de fonctions optiques. Malgré cela, il est clair aujourd'hui, que seul une faible proportion des PIC pourra être transférée sur le marché sous la forme de produits commerciaux. Une des raisons généralement donnée pour expliquer cette sélectivité axée sur les PIC les plus performants est liée à la fragmentation du marché de la photonique [1], constitué d'une myriade de centres de fabrication spécialisés et peu adaptés à une production à l'échelle industrielle. Des plateformes d'intégration générique [2] ont donc émergé afin de donner accès à des utilisateurs peu aguerris à la conception et à la fabrication de PIC variés et versatiles, notamment en rassemblant et mutualisant ces centres technologiques de pointe. Les briques de base (BB) proposées par les différents centres comprennent des circuits passifs, des modulateurs de phase, des convertisseurs de polarisation et des amplificateurs optiques à semi-conducteurs (dans le cas d'applications intégrant des composants actifs) [3]. Les utilisateurs développent ensuite leurs applications autour des BB proposées par la plateforme, en suivant ses règles de conception. Dans un tel modèle, les coûts de fabrication peuvent être partagés entre plusieurs utilisateurs par l'association de composants issus de plusieurs projets distincts sur une même plaque (wafer) (*Multi-Project Wafer* i.e. MPW), réduisant ainsi le coût de prototypage pour chaque application.

2. FONCTIONNEMENT

Afin de fonctionner de manière optimale, cette approche requiert un écosystème permettant de soutenir chaque utilisateur et de l'aider à utiliser au mieux les capacités de la plateforme. La figure 1 représente schématiquement cet environnement complexe regroupant des centres spécialisés dans

une ou plusieurs de ces activités : conception, simulation, fabrication, conditionnement et caractérisation de composants photoniques. Afin d'aider au mieux chaque utilisateur à évoluer dans cet écosystème, un soutien peut être obtenu via les Centres d'Assistance aux Applications (*Application Support Center* i.e. ASC) disponibles dans chacun des huit pays partenaires au sein de l'Union Européenne [4] (voir figure 2).

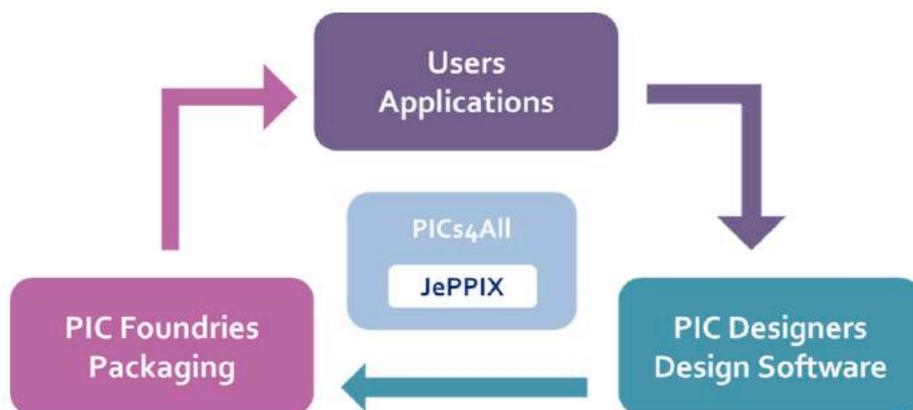


Fig. 1 : Représentation schématique de l'écosystème de la plateforme PICs4All. La plateforme est dédiée au développement de composants photoniques semi-conducteurs reposant sur les technologies InP et TriPleX.

Les réalisations techniques sont fondées non pas sur de l'optique sur silicium, mais sur la combinaison de semi-conducteurs réalisés à base de phosphure d'indium InP et de guides d'ondes sur nitrure de silicium SiN (TriPleX [5]), faisant de PICs4All une initiative unique au monde. À titre d'exemple, la figure 2 montre des composants photoniques intégrés réalisés à partir des technologies InP et TriPlex, en vue d'applications sur des marchés spécifiques (détection de gaz source accordable, bio-photonique, générateur de signaux TéraHertz, transmetteurs WDM, interrupteur optique, etc.)

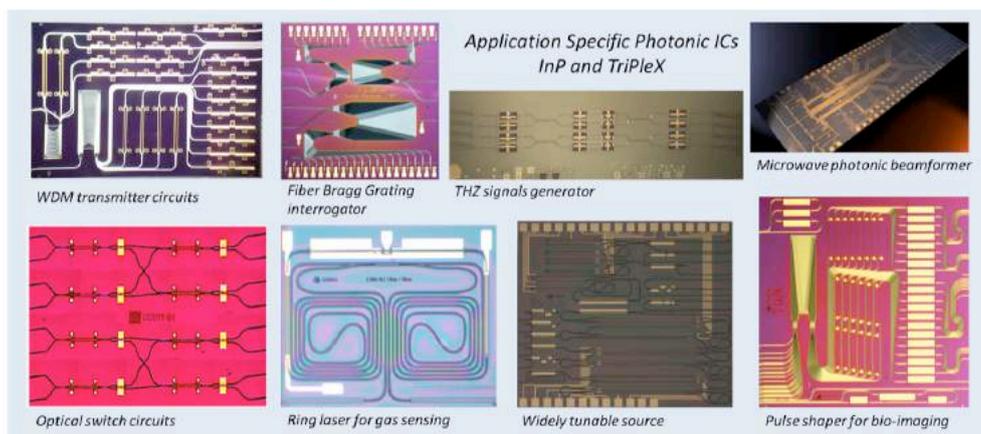


Fig. 2 : Exemple de composants photoniques intégrés destinés à des domaines d'applications spécifiques et issues des technologies InP et TriPleX.

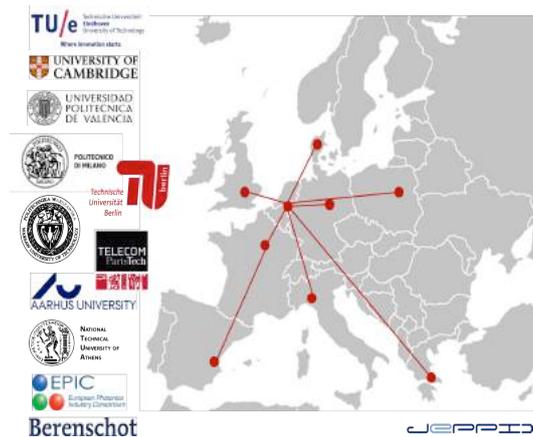


Fig. 3 : Consortium PICs4All, (<http://pics4all.jeppix.eu>)

Le but de PICs4All est d'élargir à une échelle plus étendue le concept fructueux de la plateforme JePIX [5] créée à l'Université d'Eindhoven (Pays-Bas) et qui permet à ses utilisateurs d'accéder à des centres de fabrications de pointe grâce à des partenariats dans le domaine de la manufacture et du conditionnement, d'expertise en CAO photonique, de laboratoires de R&D et de centres de conception de PIC. Le réseau d'ASCs du projet PICs4All a pour vocation de promouvoir et de soutenir l'utilisation des technologies photoniques auprès du monde académique et des TPE- PME et *in fine* de les guider dans la conception, la réalisation et la validation de PIC. Les ASCs connectent les utilisateurs aux concepteurs de composants optoélectroniques et organisent l'accès aux MPW. Les ASCs peuvent également exercer un rôle d'expertise en proposant aux utilisateurs un accès privilégié à des techniques de caractérisation très spécifiques dans le but d'analyser les performances de leurs PICs voire de faire du « debuggage » de composants (*reverse-engineering*). L'action PICs4All est la résultante de plusieurs années de recherche et développement au niveau européen incorporant le réseau d'excellence ePIXnet (2004), EuroPIC (2009), Paradigm (2010) ou encore le projet Actphast [6], qui offre un service gratuit de prototypage aux TPE-PME et qui peut également être utilisé par les utilisateurs de PICs4All. Les laboratoires et/ou entreprises qui seraient intéressées par le développement de PIC en vue de les intégrer dans leur gamme de produits sont invités à contacter les auteurs.

REMERCIEMENTS

Ce projet est financé par le programme de recherche et d'innovation de l'Union Européenne Horizon 2020 n° 687777 (PICs4All).

RÉFÉRENCES

- [1] Lawniczuk, K., "Photonic ICs in a generic foundry," in Indium Phosphide and Related Materials (IPRM), 26th International Conference on, 11-15 May 2014
- [2] M. Smit et al. "An introduction to InP-based generic integration technology," Semiconductor Science and Technology, 29, 8, 2014
- [3] Melati D., et al., "Validation of the Building-Block-Based Approach for the Design of Photonic Integrated Circuits," in Lightwave Technology, Journal of , vol.30, no.23, pp.3610-3616, Dec.1, 2012
- [4] PICs4All project, <http://pics4all.jeppix.eu>
- [5] Jeppix, <http://jeppix.eu>
- [6] Actphast project, <http://www.actphast.eu/>

LASER PICOSECONDE À FIBRE YB À TAUX DE RÉPÉTITION CONTINÛMENT ACCORDABLE ENTRE 11 ET 18 GHz

Adrien Aubourg^{1,3}, Jérôme Lhermite¹, Steve Hocquet², Giorgio Santarelli³, Eric Cormier¹

¹ Centre Lasers Intenses et Applications, Université Bordeaux-CNRS-CEA-UMR 5107, 33405 Talence, France

² Greenfield Technology, 1 bis rue Marcel Paul, 91300 Massy, France

³ Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences (LP2N), UMR 5298, CNRS-IOGS-Université Bordeaux, 33400 Talence, France

adrien.aubourg@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une source laser à fibre monolithique basée sur la modulation en phase et en amplitude d'une diode laser monofréquence pour générer des impulsions picosecondes à 1030 nm. La cadence de répétition de la source est continûment ajustable dans la gamme 11-18 GHz.

MOTS-CLEFS : Laser impulsif ; Modulations de phase et d'amplitude ; Amplificateur à fibre dopée Yb ; Pulse-picking

1. LES PEIGNES DE FRÉQUENCE OPTIQUES GÉNÉRÉS PAR MODULATIONS ÉLECTRO-OPTIQUES

Les peignes de fréquence générés à partir d'une source monofréquence continue (continuous wave, CW) à l'aide de modulations électro-optiques en phase et en amplitude permettent de sculpter des impulsions d'une durée de l'ordre de la picoseconde à des cadences de répétition variables et très élevées de quelques gigahertz. Cette architecture propose de nombreuses applications, tout particulièrement autour des accélérateurs d'électrons (X-band) [1], pour la génération de profil temporel arbitraire [2]. Cependant, le développement de telles sources laser a surtout été effectué aux longueurs d'onde télécoms autour de 1.5 μm [3,4], intervalle où les composants optiques sont efficaces, robustes et abordables. A ce jour, très peu de travaux ont étudié sur la modulation de sources autour de 1 μm , où grâce au potentiel de gain de l'ion Ytterbium il est possible d'envisager une montée en puissance moyenne et en énergie importante.

Dans cette présentation, nous décrivons l'architecture et les performances d'un laser émettant des impulsions picosecondes à 1030 nm, avec une cadence de répétition pouvant finement ajustée entre 11 et 18 GHz avec une résolution de 0,1 Hz. Une montée en puissance moyenne à 2,2 W est aussi présentée, suivie d'une montée en puissance crête à l'aide de prélèvement d'impulsions (pulse-picking). Les mesures des bruits de phase et d'amplitude de la source sont également discutées.

2. RÉALISATION EXPÉRIMENTALE

Le principe générale consiste à moduler sinusoïdalement en phase et en amplitude un faisceau laser initialement continu (CW) à 1030 nm issu d'une diode laser monofréquence (largeur de raie 100 kHz) (Fig. 1). Tout d'abord, les deux modulateurs de phase (PM) élargissent le spectre (~ 4 nm) jusqu'à ce qu'il soit compatible avec la génération d'impulsions picosecondes (Fig. 2).

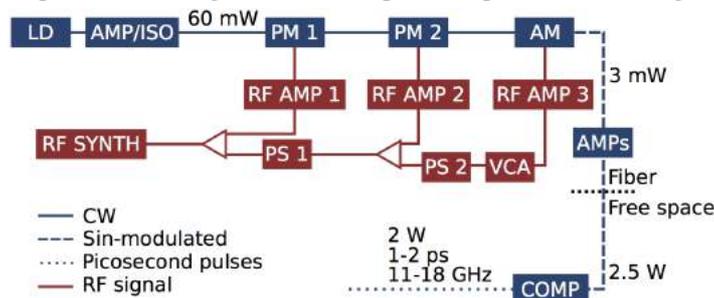


Fig. 1 – Schéma général de la source laser. LD : diode laser, ISO : isolateur, PM : modulateur de phase, AM : Modulateur d'amplitude, AMP : amplificateur à fibre dopée Ytterbium, COMP : compresseur, RF SYNTH : oscillateur radio-fréquence, PS : déphaseur, RF AMP : amplificateur RF, VCA : atténuateur RF variable.

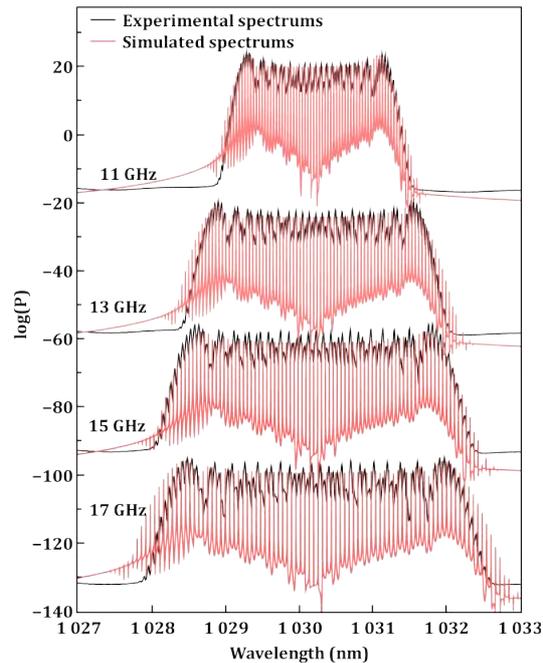


Fig. 2 Spectres théoriques (noirs) et expérimentaux (rouges) à la sortie du modulateur d'amplitude pour différentes fréquences de modulations. Les déphaseurs ne sont pas ajustés d'une fréquence à l'autre. Les spectres sont décalés en amplitude par soucis de représentation graphique.

Le modulateur d'amplitude (AM) délivre un train sinusoïdal. On obtient alors avec les étages de modulations une source de cadence de répétition variable à partir de la source continue. Au cours du processus de modulation de phase, la phase spectrale quadratique introduite peut être compensée à l'aide d'un compresseur (COMP) de manière à obtenir un train d'impulsions picosecondes (Fig. 3). En outre, les pertes des câbles radio-fréquences (RF) et le gain des amplificateurs RF varient avec la fréquence. C'est pourquoi il est nécessaire d'ajuster la puissance injectée dans le modulateur d'amplitude à l'aide d'un atténuateur variable (VCA) pour éviter des sous/sur-modulations.

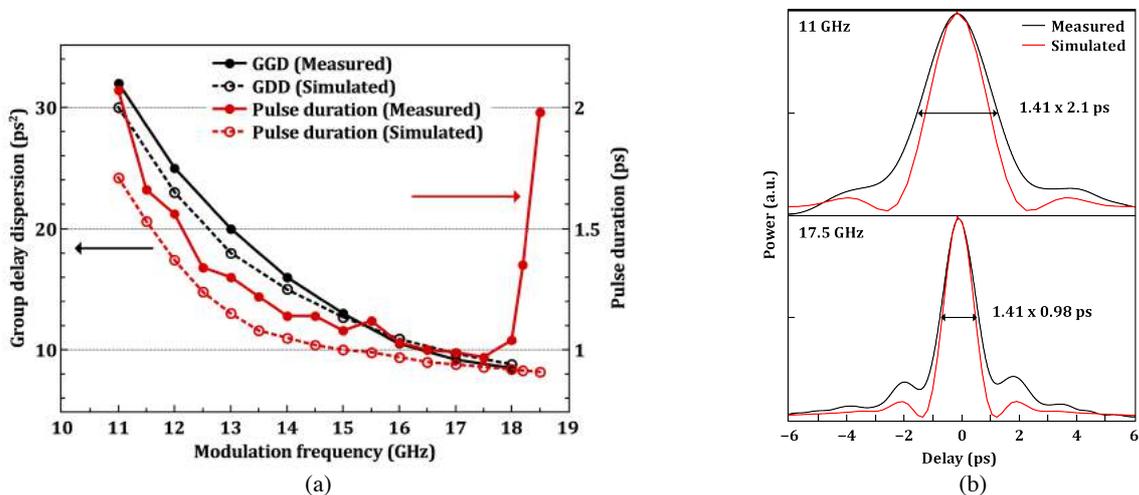


Fig. 3 : (a) Dispersions du délai de groupe (noir) induit par le compresseur pour optimiser la durée des impulsions (rouge) (plein : mesures expérimentales, pointillées : simulations). (b) Traces d'autocorrélation mesurées (noires) et simulée (rouge) obtenues pour des cadences de 11 GHz (haut) et 17 GHz (bas).

La limite haute de la cadence de répétition de cette source laser (18 GHz) est fixée par les bandes passantes des câbles et des amplificateurs RF (DC-20 GHz). La limite basse provient quant à elle de la distorsion des amplificateurs RF. En effet, en dessous de 11 GHz, leur première harmonique se situe dans la bande passante des modulateurs électro-optiques (DC-22 GHz) et génère des modulations d'amplitude et des distorsions spectrales parasites.

Pour que la cadence de répétition puisse être variable sans avoir à ajuster systématiquement les déphaseurs (PS), il est nécessaire que les délais électrique RF et optique soit égaux de manière à

appliquer une même modulation sur la même phase de la porteuse optique. Les déphaseurs permettent une compensation fine du chemin RF.

La dispersion du délai de groupe (GDD) à compenser varie avec la fréquence de modulation. Ainsi, la dispersion compensée par le compresseur « en espace-libre » doit elle aussi être variable. Pour cela, son architecture est directement inspirée de la référence [5], mais en utilisant un réseau en réflexion, plutôt qu'un prisme comme milieu dispersif. La platine motorisée sur lequel est fixé le réseau est automatiquement ajustée pour minimiser la durée des impulsions en sortie de compresseur (Fig. 3).

3. PRÉLÈVEMENT D'IMPULSION

Afin d'augmenter la puissance crête et l'énergie par impulsion, il est possible de prélever les impulsions à une fréquence sous-multiple de la cadence de répétition (pulse-picking). Pour cela, un deuxième modulateur électro-optique d'amplitude fibré ($V_{\pi} = 2,6$ V) est inséré dans la source laser juste avant la sortie en espace libre vers le compresseur. Le modulateur est piloté par un générateur d'impulsions électriques, développé en collaboration avec Greenfield Technology, capable d'émettre des impulsions d'une durée de 40 ps et d'amplitude 2V (sur 50 Ohms). Pour compenser la baisse de puissance moyenne dans cette configuration, un amplificateur à fibre Yb est également ajouté dans le système.

Ainsi, des cadences de 0,8 et 1,6 GHz ont été démontrées (Fig. 4) à partir d'une fréquence de répétition de 16 GHz, avec une puissance moyenne maximale similaire à la configuration sans pulse-picking (2,5 W).

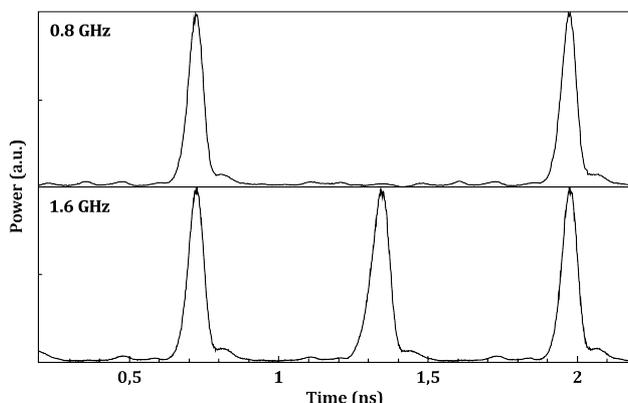


Fig. 4 : Traces temporelles des trains d'impulsions picosecondes à 0,8 GHz (haut) et à 16 GHz (bas). Mesures effectuées à l'aide d'une photodiode rapide Picometrix D-8ir-FC et d'un oscilloscope Agilent 86100D. La bande passante du système de mesure est d'environ 80 GHz.

4. RÉSULTATS

La source laser délivre des impulsions dont la durée est de 1 à 2 picosecondes dans l'intervalle de cadences de répétition 11-18 GHz à 1030 nm. La sélection de la cadence s'effectue simplement en faisant varier la fréquence de modulation en sortie de l'oscillateur RF. Le compresseur et l'atténuateur variable sont automatiquement ajustés pour minimiser la durée des impulsions. L'émission à 1030 nm permet la montée en puissance moyenne à l'aide d'amplificateurs à fibre dopée ytterbium; plus de 2 W ont été obtenus en sortie de compresseur, soit environ 100 W crête. Par prélèvement d'impulsion, des cadences autour du GHz ont été démontrées, permettant une montée en puissance crête au-delà de 2 kW. Les bruits de phase et d'amplitude de la source laser ont aussi été mesurés et étudiés et seront commentés lors de la présentation.

5. RÉFÉRENCES

- [1] Matthew A. Prantil, Eric Cormier, Jay W. Dawson, David J. Gibson, Michael J. Messerly, and C. P. J. Barty, "Widely tunable 11 GHz femtosecond fiber laser based on a nonmode-locked source" *Opt. Lett.* 38, 3216-3218 (2013).
- [2] Zhi Jiang, Chen-Bin Huang, Daniel E. Leaird, Andrew M. Weiner, "Optical arbitrary waveform processing of more than 100 spectral comb lines" *Nature Photonics* 1, 463 - 467 (2007).
- [3] Y. Dai and C. Xu, "Generation of high repetition rate femtosecond pulses from a CW laser by a time-lens loop" *Optics express* 17, 6584-6590 (2009).
- [4] A. Metcalf, V. Torres-Company, D. Leaird, and A. Weiner, "High-power broadly tunable electrooptic frequency comb generator" *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 19, 231-236 (2013).
- [5] S. Akturk, X. Gu, M. Kimmel, and R. Trebino, "Extremely simple single-prism ultrashort-pulse compressor" *Optics express* 14, 10101-10108 (2006).

**REALISATION D'UNE SOURCE YB ACCORDABLE TOUT-FIBREE POUR LA
CONVERSION DE FREQUENCE VERS LE DOMAINE VISIBLE PAR MELANGE A
QUATRE ONDES DANS DES FIBRES MICROSTRUCTUREES**

**Romain Royon^{1,2,3}, Jérôme Lhermite¹, Jean-Christophe Delagnes¹, Eric Cormier¹,
Giorgio Santarelli⁴, Raphael Jamier⁵, Philippe Roy⁵, Dia Darwich⁵ et Romain Dauliat⁵**

¹ *Centre Lasers Intenses et Applications Université de Bordeaux- CNRS-CEA-UMR 5107, 33405 Talence, France*

² *SATT Aquitaine Science Transfert, Bâtiment A31 – 3ème étage, 351, cours de la libération, 33405 Talence, France*

³ *IRISIOME Domaine du haut Carré, CS 10 004, 351 cours de libération, 33400 Talence CEDEX*

⁴ *LP2N (UMR5298), IOGS-Université de Bordeaux -CNRS, 351 cours de la Libération, F-33405 Talence, France*

⁵ *Univ. Limoges, CNRS, XLIM, UMR 7252, F-87000 Limoges, France*

jean-christophe.delagnes@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons des résultats théoriques et expérimentaux sur le design de fibres micro-structurées pour optimiser la conversion d'une source picoseconde Yb³⁺ vers le visible et l'infrarouge moyen par mélange à quatre ondes dégénéré.

MOTS-CLEFS : *laser ytterbium fibré, mélange à quatre ondes, laser visible, fibres à cristaux photoniques*

1. INTRODUCTION

Les sources lasers dans le domaine visible attirent une attention considérable en raison du nombre croissant d'applications dans le domaine académique, médical et industriel. Il existe cependant peu de matériaux laser actifs et efficaces dans ce domaine, de sorte que les rayonnements visibles produits par conversion de fréquence (seconde harmonique, somme de fréquence) ou par conversion paramétrique (OPA, mélange à quatre ondes) de lasers infrarouges représentent une alternative intéressante notamment avec la nette augmentation de l'efficacité de ces processus non-linéaires à partir de sources toujours plus puissantes, stables et compactes.

Dans ce contexte, la grande efficacité et la forte brillance des fibres à double gaine dopées aux terres rares – et en particulier la grande largeur spectrale de gain de celles dopées à l'ytterbium (Yb³⁺) – en font des lasers de pompe agiles en longueur d'onde, idéaux pour les processus paramétriques dans les fibres [1]. En effet, le confinement et le guidage de l'énergie lumineuse dans les fibres optiques permettent d'obtenir des effets non-linéaires du troisième ordre facilement observables, même pour des puissances crêtes modestes (< MW). Parmi ces effets du troisième ordre, la compétition et les effets combinés du mélange à quatre ondes dégénéré (d-FWM), de l'effet Kerr optique (OKE) et Kerr croisé (X-OKE), ainsi que de la diffusion Raman spontanée et stimulée (SpRS, SRS) donnent lieu à des modifications spectaculaires du spectre laser. Le processus principal est celui du mélange à quatre ondes dégénéré. La condition d'accord de phase entre les constantes de propagation $\beta_m(\omega_m) = n_{\text{eff}}(\omega_m) \omega/c$ des ondes pompe ($m = p$), anti-Stokes (signal $m = s$) et Stokes (idler $m = i$) sur le même mode transverse s'écrit :

$$\beta_s(\omega_s) + \beta_i(\omega_i) - 2\beta_p(\omega_p) + \beta_{NL} = 0. \quad (1)$$

avec $\hbar\omega_s + \hbar\omega_i = 2\hbar\omega_p$ et où $\beta_{NL} = 2\gamma P_p$ désigne la constante de propagation non-linéaire effective due à l'effet Kerr ($\gamma \propto n_2$) de la pompe de puissance crête P_p [2].

Par comparaison, la génération paramétrique dans les fibres se distingue sur plusieurs points des processus du deuxième ordre d'amplification paramétrique optique (OPA) à base de cristaux non-centro-symétriques. Dans ces derniers, l'accord de phase (critique) et donc l'accordabilité sont obtenus pour un triplet pompe/signal/idler donné par l'orientation du cristal, ou par l'ajustement du retard optique dans les OPA large bande (NOPA, OPCPA). En revanche, dans les fibres optiques la dispersion est fixée par la structure et le(s) mode(s) transverse(s) considéré(s). Il est toutefois possible d'observer des processus à 3 et 4 ondes soit (i) entre modes transverses différents pour les différentes ondes impliquées [3], soit (ii) en changeant la longueur d'onde de la pompe ou des pompes utilisées [1]. Dans ce dernier cas, si une seule onde de pompe est utilisée on parle de mélange à quatre ondes dégénéré. Les fibres à cristaux photoniques (PCF) présentent deux avantages pour répondre à cette problématique. Premièrement l'architecture et la composition chimique des PCF permettent d'ajuster très finement leurs propriétés de dispersion. On est ainsi capable, pour un domaine d'accordabilité de la pompe, d'optimiser les bandes accessibles pour l'onde signal et pour l'onde idler. Ensuite, les propriétés uniques de confinement des structures photoniques permettent d'obtenir des aires modales effectives bien plus grandes que les fibres à saut ou à gradient d'indice. Les PCF offrent ainsi la possibilité d'appliquer des lois d'échelles sur leur design afin de permettre leur fonctionnement à forte puissance moyenne, et plus particulièrement la production de rayonnements visible (signal) et moyen-infrarouge (idler) très largement accordables et de forte brillances.

2. MODELISATION ET REALISATION DE LA STRUCTURE PHOTONIQUE

Nous avons employé un logiciel commercial basé sur la méthode des éléments finis permettant de déterminer les constantes de propagation des modes guidés puis mis au point un programme calculant le zéro de dispersion λ_{ZD} , l'évolution spectrale de la courbe de dispersion $\beta(\omega)$ et ses dérivées $\beta^{(n)}(\omega)$ d'ordres supérieurs (jusqu'à $n=5$). Ces dernières permettent notamment de résoudre l'Eq. (1) en développant les expression $\beta_m(\omega_m)$ ($m = p, s, i$) au voisinage de $\omega_{ZD} = 2\pi c/\lambda_{ZD}$.

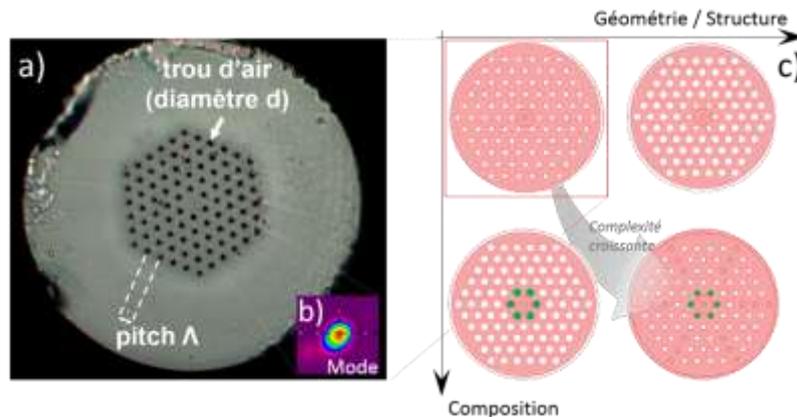


Fig. 1 : Fibre microstructurée pour le mélange à quatre ondes dégénéré : a) image de la section transverse obtenue au microscope, b) mode transverse (champ lointain), c) géométries et compositions simulées (rose = silice pure, blanc = trous d'air, vert = inclusions solides bas-indice de silice dopée fluor).

Outre ses propriétés de dispersion, le design de la microstructure doit également supporter une propagation monomode transverse ayant la plus grande aire modale possible afin de permettre leur fonctionnement avec des impulsions de forte énergie. Enfin, la géométrie finale doit être compatible avec les étapes de fibrage (stabilité des structures). Parmi les différentes structures étudiées théoriquement, seules les structures air/silice ont pu être réalisées et caractérisées pour le moment.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Afin de valider le modèle et de mettre en évidence la bande d'accordabilité correspondant au design prédit, nous avons étudié les caractéristiques (spectre, énergie...) du signal produit par mélange à quatre ondes à la sortie de différentes fibres réalisées dans lesquelles le signal d'une source Yb^{3+} accordable est injecté. Pour cela, nous utilisons une source fibrée Yb^{3+} en configuration MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) que nous avons développée [4, 5]. L'injecteur est une source continûment accordable entre 1020 et 1050 nm, qui délivre des impulsions de 50 ps à une cadence de répétition de 10 MHz. Sa puissance moyenne est > 1 mW sur tout le domaine d'accordabilité. Ces impulsions sont ensuite successivement amplifiées dans deux étages fibrés pour atteindre une puissance de 4 W. L'émission du visible au proche infrarouge du signal (fig.2 a-c) et de l'idler (fig 2.a) correspondant est finalement obtenue par d-FWM dans des fibres PCF hautement non-linéaires.

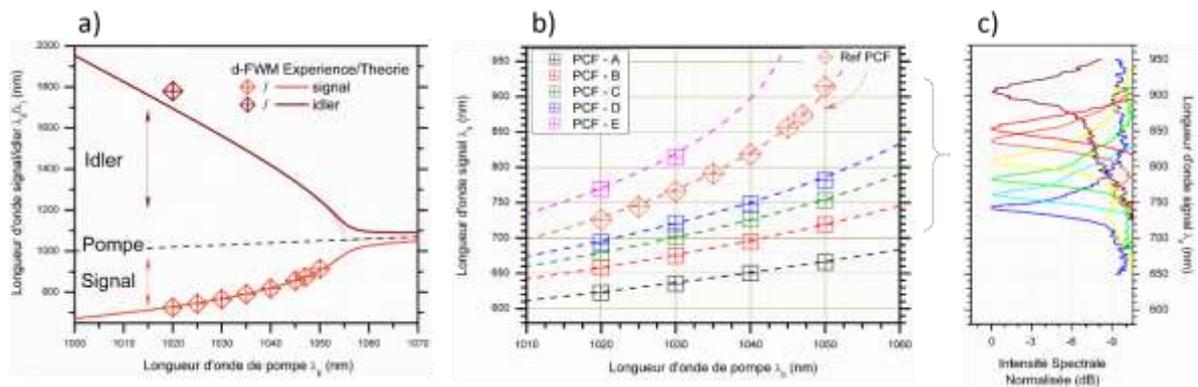


Fig. 2 : Courbes d'accord de phase a) comparaison théorie/expérience pour les portions « signal » (anti-Stokes) et « idler » (Stokes) d'une micro-structure, b) pour différentes microstructures. c) Spectres du signal (en dB) pour différentes longueurs d'onde de pompe (branche « anti-Stokes » de la fibre PCF de Référence Fig. 2.a).

Nous avons prédit et testé différentes structures de PCF (fig 2.b) adaptées aux caractéristiques de la source Yb (piloté par ordinateur), afin de couvrir le plus grand domaine de longueurs d'onde pour l'onde visible. Pour l'ensemble des fibres testées, les valeurs extrêmes des différents spectres obtenus varient de 620 nm à 910 nm (voir fig. 2). La puissance moyenne > 1 W est obtenue sur l'ensemble du rayonnement visible généré, correspondant à une énergie par impulsion de 0,1 μJ . L'efficacité de conversion du FWM est d'environ 20% proche de la valeur théorique. Il y a également un très bon accord entre les longueurs d'onde prédites et générées pour l'ensemble des fibres (fig 2.b). Nous discuterons les caractéristiques spectrales détaillées ainsi que les perspectives de fonctionnement à plus haute puissance qui impactent le design des fibres.

RÉFÉRENCES

- [1] E. A. Zlobina et al., "Phase matching for parametric generation in polarization maintaining photonic crystal fiber pumped by tunable Yb-doped fiber laser," J. Opt. Soc Am. B, vol. 29, p 1959, 2012.
- [2] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics," Academic Press, 2001.
- [3] M. Delgado-Pinar, et al., "Third harmonic generation in uniform fibre nanotapers via intermodal coupling," Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), 2010, San Jose, CA, 2010. (doi: 10.1364/CLEO.2010.CWL4).
- [4] R. Royon, J. Lhermite, L. Sarger, and E. Cormier, "High power, continuous-wave ytterbium-doped fiber laser tunable from 976 to 1120 nm," Opt. Express 21, 13818-13823 (2013)
- [5] R. Royon, J. Lhermite, G. Machinet, L. Sarger, and E. Cormier, "Continuously tunable sub-ns ytterbium-doped MOPA system for frequency conversion," in CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CJ_P13.

LASER A FIBRE DOPEE ERBIUM INTEGRANT UN INTERFEROMETRE DE MACH-ZEHNDER POUR LA GENERATION D'IMPULSIONS ULTRA COURTES A HAUTE CADENCE

Rachid Si Fodil^{1,2*}, Foued Amrani¹, Abdelhamid Kellou², and Ph. Grellu^{1**}

¹Laboratoire ICB UMR 6303 CNRS - Univ. Bourgogne Franche-Comté, 9 Av. A. Savary, BP 47870, Dijon Cedex F-21078, France

²Laboratoire d'Electronique Quantique, USTHB, BP32 El Alia, Bab Ezzouar, Algiers, Algeria.

*rsifodil@usthb.dz ; sifodilrachid@yahoo.fr

**philippe.grellu@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons les résultats expérimentaux concernant la génération d'impulsions à très haute cadence, obtenus avec deux architectures laser à fibre dopée erbium incorporant un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI). Ce dernier permet de contrôler le taux de répétition sur une plage très étendue dans la gamme multi-GHz. Nous caractérisons la stabilité des régimes afin de confronter la dynamique observée à celle attendue dans le cadre d'un blocage de modes harmonique.

MOTS-CLEFS : *Laser à fibre ; impulsions ultracourtes ; haute cadence ; blocage de modes*

1. INTRODUCTION

Les sources lasers à fibre émettant des impulsions ultracourtes à haute cadence permettent de nombreuses applications en communications optiques, métrologie, spectroscopie, et biophysique. Les progrès apportés dans leur conception, via en particulier le blocage de modes actif, ont permis de développer des sources performantes avec des taux de répétition atteignant plusieurs dizaines de GHz. Il est également intéressant de trouver des alternatives reposant sur le blocage de modes passif à haute harmonique, que ce soit pour fonctionner dans des gammes de fréquences où l'électronique devient inopérante, ou bien pour simplifier grandement les dispositifs et limiter leur coût [1,2]. Cependant, le blocage de modes harmonique passif souffre généralement d'une stabilité médiocre. Dans le but d'améliorer la stabilité du train d'impulsions, plusieurs architectures ont été proposées, permettant d'atteindre des taux répétitions très élevés mais également ajustables. Une stratégie consiste à insérer un composant optique possédant une fonction de transfert spectrale périodique, comme un filtre Fabry-Pérot, un micro-résonateur en anneau, ou un interféromètre de Mach-Zehnder [3]. Un travail antérieur avait exploré la possibilité d'incorporer un MZI actif – les deux bras comportant un milieu à gain – en cavité fibrée [4], puis une architecture plus simple, basée sur l'intégration en cavité laser à fibre d'un MZ passif, a été récemment mise en avant [5]. Les résultats de cette dernière architecture, présentés d'une manière très avantageuse eu égard à son extrême simplicité, mais manquant d'une caractérisation détaillée, nous ont amenés à réaliser le travail expérimental présent [6]. Nous présentons donc une caractérisation du régime à haute cadence obtenue dans un laser à fibre incorporant un MZI, et proposons une nouvelle architecture employant une boucle de recirculation dans laquelle est introduit un MZI, permettant d'améliorer la stabilité.

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

La cavité laser présentée en Fig. 1(a) est un anneau unidirectionnel comportant 3 m de fibre dopée erbium (EDF) pompée à 1480 nm par un laser Raman via un multiplexeur (WDM). Un MZI est réalisé à partir de deux coupleurs (50/50), et d'une ligne à retard variable (OTDL) sur l'un des bras.

Dans une portion à l'air libre se trouvent un cube séparateur de polarisation (PBS) et les lames de phase permettant de régler l'absorbant saturable virtuel qui repose sur l'évolution non-linéaire de polarisation dans les fibres optiques de la cavité. La dispersion chromatique de la cavité est anormale ($\beta_2 L = -18 \text{ ps}^2$). Les taux de répétition attendus et mesurés expérimentalement en fonction du délai optique de l'OTDL sont présentés à la Fig. 1(b), montrant un excellent accord sur plus de deux décades de fréquences (3-300 GHz). Nous avons ensuite pris quelques cadences fixées, dans la gamme de fréquences qui nous permet de disposer de l'ensemble des mesures optiques et électroniques, afin de caractériser la stabilité des trains d'impulsions obtenus, comme présenté à la Fig. 2 pour un taux de répétition de 6.9 GHz, obtenu pour un délai optique ΔL de 43.5mm.

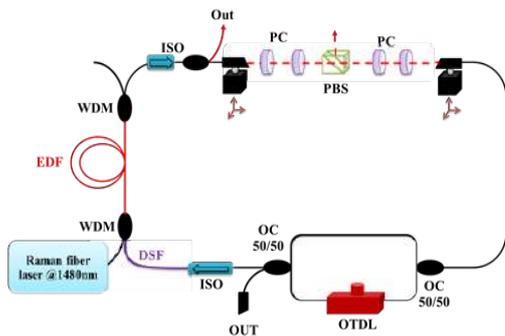
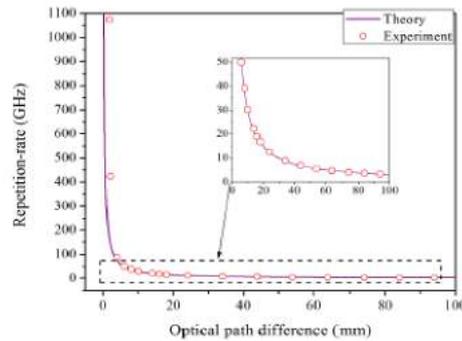
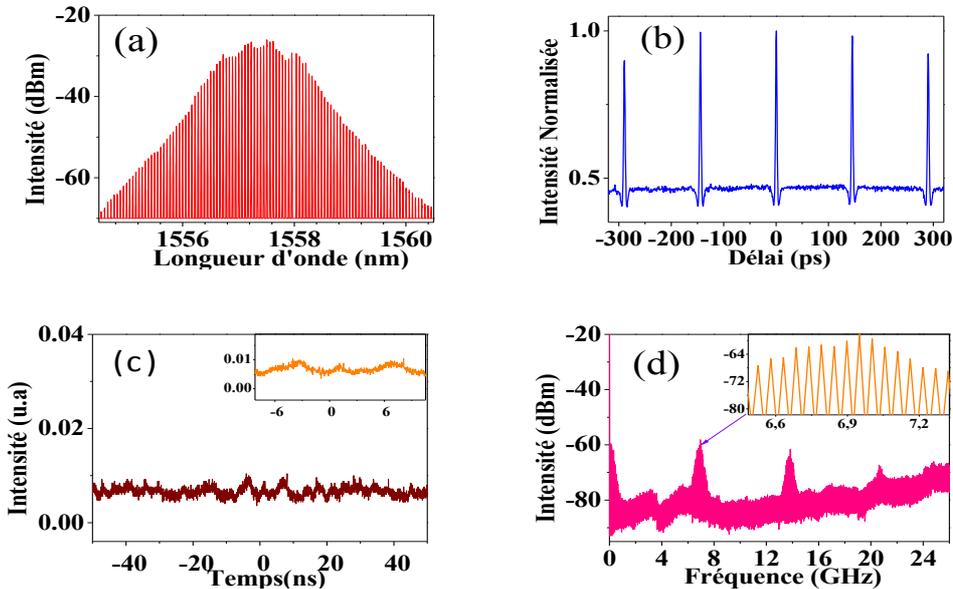


Fig. 1.a : Dispositif expérimental initial.


 Fig. 1.b : Taux de répétition en fonction du délai ΔL .

 Fig. 2: Caractérisation de la cadence de 6.9 GHz obtenue pour $\Delta L = 43.5 \text{ mm}$: (a) spectre optique (b) trace d'autocorrélation optique (c) intensité optique temps réel (d) spectre radiofréquence.

Au regard des enregistrements, répétés à d'autres cadences, nous montrons qu'en dépit de cette génération contrôlée du taux de répétition particulièrement simple, cette architecture laser ne permet généralement pas de produire un régime de blocage de modes harmonique stable. Ceci s'explique par une sélectivité spectrale insuffisante des supermodes. Afin d'améliorer la stabilité, nous avons conçu une autre configuration plus sélective dans laquelle le MZI est inséré dans une boucle de recirculation fibrée, voir Fig. 3(a). A l'aide d'un coupleur (OC : 99/1), on injecte 99% de

l'énergie dans la boucle de recirculation. Gardant le même délai optique que pour la Fig. 2 ($\Delta L = 43.5$ mm), les enregistrements expérimentaux sont présentés sur la Fig. 3. Les traces temporelles en temps réel et le spectre radio fréquence confirment le gain important de stabilité obtenu, permettant de qualifier ce dernier régime de blocage de modes harmonique.

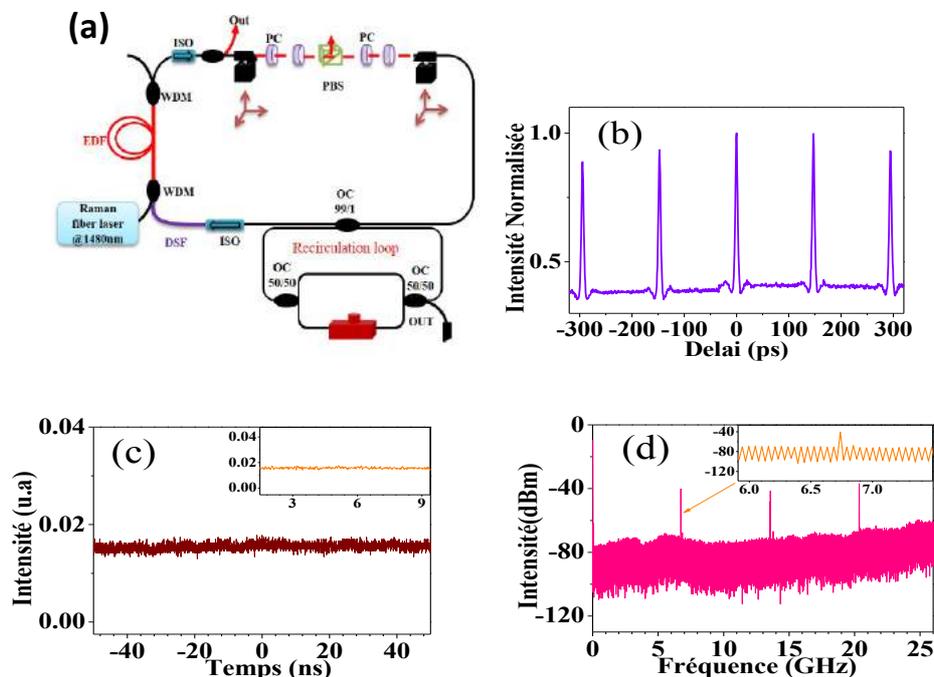


Fig. 3: (a) Nouveau dispositif expérimental et (b,c,d) caractérisation de la cadence de 6.9 GHz obtenue pour $\Delta L = 43.5$ mm : (b) trace d'autocorrélation optique (c) intensité optique temps réel (d) spectre RF.

3. CONCLUSION

Nous avons rappelé l'importance de mettre en œuvre conjointement l'ensemble des moyens de caractérisation optiques et électroniques, afin de pouvoir qualifier l'intérêt d'une technique de génération d'impulsions ultracourtes à haute cadence. Nous avons ainsi invalidé une grande partie des conclusions d'un article publié récemment dans une revue réputée [5], qui mettait en avant la stabilité de la génération de blocage de modes harmoniques par une simple présentation d'enregistrement moyennés (spectre et autocorrélation optiques). Les enregistrements temporels rapides que nous avons présentés montrent effectivement que la stabilité des régimes n'est en règle générale pas présente. Nous avons ensuite proposé une nouvelle architecture laser incorporant un MZI et une boucle de recirculation, permettant une sélectivité spectrale supérieure. Certains régimes haute-cadence obtenus deviennent alors conformes au concept de blocage de modes harmonique.

RÉFÉRENCES

- [1] A. B. Grudinin and S. Gray, J. Opt. Soc. Am. B 14, 144 (1997).
- [2] C. Lecaplain and Ph. Grelu, Opt. Express 21, 10897-10902 (2013).
- [3] M. Peccianti, A. Pasquazi, Y. Park, B.E. Little, S.T. Chu, D.J. Moss, and R. Morandotti, Nat. Commun. 3, 765 (2012).
- [4] J. Lhermite, D. Sabourdy, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, A. Barthelemy, and J-L. Oudar, Opt. Lett. 32, 1734-1736, (2007).
- [5] D. Mao, X. M. Liu, Z. Sun, H. Lu, D. Han, G. Wang, and F. Wang, Sci Rep 3, 3223, (2013).
- [6] R. Si Fodil, F. Amrani, C. Yang, A. Kellou, and Ph. Grelu, *article soumis* (2016).

REALISATION DE GUIDES D'ONDE ENTERRES AVEC UN PROCEDE QUASI-PLANAIRE

Stéphane Calvez¹, Alexandre Arnoult¹, Pierre-François Calmon¹, Aurélie Lecestre¹,
Chantal Fontaine¹, Antoine Monmayrant¹, Guilhem Almuneau¹

¹ Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes, Université de Toulouse, CNRS, UPS,
7 avenue du colonel Roche, F-31400 Toulouse, France

scalvez@laas.fr

RÉSUMÉ

Ce papier présente la première démonstration d'un procédé quasi-planaire de fabrication de structures de guides d'onde optiques enterrés dans des semiconducteurs III-V. L'approche repose sur l'utilisation d'une oxydation latérale de large étendue à partir d'une distribution discrète de trous et correspond à une évolution avantageuse du procédé conventionnel mettant en jeu une oxydation à partir de mesas dont les flancs sont continus.

MOTS-CLEFS : *guide d'onde ; AlOx ; oxydation ;*

1. INTRODUCTION

L'oxydation des alliages de semiconducteurs III-V à haute teneur en aluminium est un procédé établi pour la réalisation de composants photoniques tels que les lasers émettant par la tranche, les lasers à cavité verticale émettant par la surface, les convertisseurs non-linéaires de fréquences, et les résonateurs à modes de galerie [1-5]. Conventionnellement, cette oxydation est réalisée après la gravure des mesas qui permettent d'accéder aux couches enterrées d'AlGaAs à oxyder. Il en résulte une perte de planéité qui peut complexifier les étapes de fabrication suivantes.

Ici, on valide une modification du procédé pour réaliser des guides d'onde où l'accès aux couches à oxyder est obtenu via une distribution discrète de trous plutôt que grâce à un mesa dont le flanc est continu, laissant ainsi la surface de l'échantillon quasi-planaire.

2. METHODE

Les structures finales des guides d'onde AlOx/AlGaAs enterrés fabriqués soit par le procédé conventionnel soit avec le procédé planaire introduit ici sont représentées en Fig. 1.

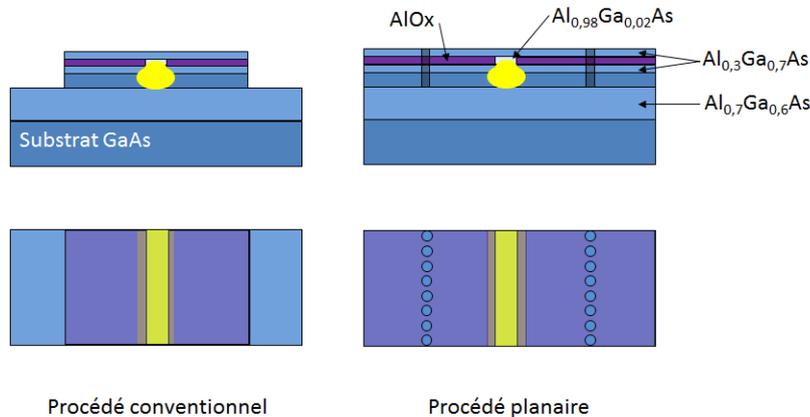


Fig. 1 : Diagramme montrant la vue en coupe et la vue de dessus d'un échantillon fabriqué, à gauche, avec le procédé conventionnel et, à droite, avec le procédé planaire développé. La partie en jaune représente le mode guidé.

Indépendamment du procédé utilisé, la structure verticale des guides d'onde est réalisée sur substrat GaAs par épitaxie par jets moléculaires et comprend une couche de confinement inférieure en $\text{Al}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ de $1,6\ \mu\text{m}$, un cœur en GaAs de $480\ \text{nm}$, et une couche supérieure de $480\ \text{nm}$ d' $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ au sein de laquelle se trouve une couche de $68\ \text{nm}$ d' $\text{Al}_{0,98}\text{Ga}_{0,02}\text{As}$ dont l'oxydation depuis le mesa ou les trous permet de définir le guidage latéral.

Pratiquement, les guides « conventionnels » et « planaires » sont réalisés simultanément. Tout d'abord, on définit les motifs (respectivement des mesas rectilignes et des rangées de trous de $2\ \mu\text{m}$ de diamètre placés avec un pas, Λ , variant de $2,5$ à $4,5\ \mu\text{m}$) permettant d'accéder à la couche d' $\text{Al}_{0,98}\text{Ga}_{0,02}\text{As}$ par lithographie laser directe et gravure sèche. Ensuite, on réalise une oxydation sur $\sim 16\ \mu\text{m}$ par voie humide à une température de substrat de 400°C et sous contrôle en temps réel [6] jusqu'à ce que les ouvertures d'oxyde (largeur d' $\text{Al}_{0,98}\text{Ga}_{0,02}\text{As}$) fassent $\sim 3,5\ \mu\text{m}$. On obtient ainsi des guides monomodes à $\lambda \sim 1,6\ \mu\text{m}$.

3. RESULTATS ET DISCUSSION

La Fig. 2 montre les images au microscope optique des guides d'onde réalisés, la partie jaune correspondant à la zone oxydée, la violet-rose à la zone non oxydée et la grise au substrat.



Fig. 2 : Images au microscope optique des guides fabriqués par (a) méthode conventionnelle et (b) planaire.

Vu que l'oxydation induit une contraction de $\sim 10\%$ des couches, une mesure AFM a été effectuée pour observer la forme du front d'oxydation. La Fig. 3 montre que, pour un échantillon dont des trous sont espacés de $3,3\ \mu\text{m}$ et pour lequel une corrugation du front d'oxydation de $80\ \text{nm}$ pourrait être anticipée, le front (marqué par le saut en épaisseur à $X \sim 2,7\ \mu\text{m}$) est devenu rectiligne (avec une précision de $\sim 7\ \text{nm}$ limitée par l'enregistrement des données). Ce résultat peut s'expliquer par le fait que, dans les zones de coalescence, la compétition entre la sur-concentration en oxydant (H_2O) induite et la diffusion conduisent à une homogénéisation par progression renforcée et lissage.

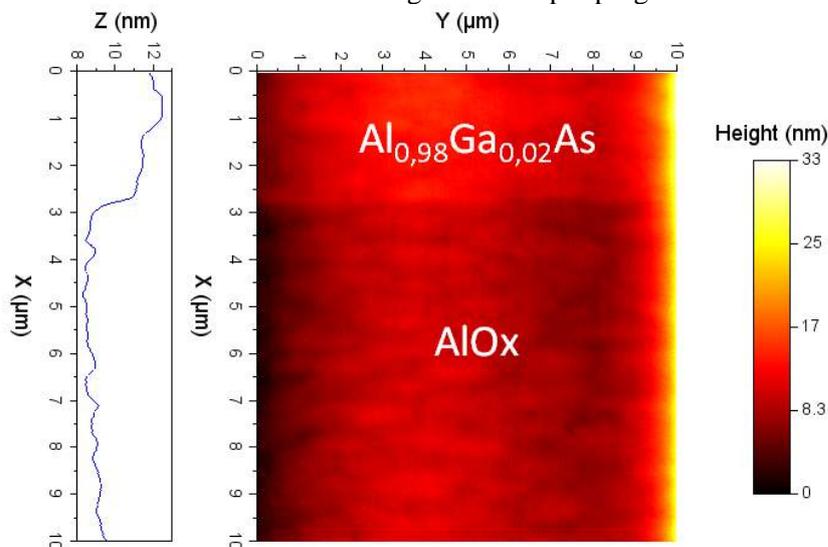


Fig. 3 : Image AFM d'une section de guides fabriqués par méthode planaire ($\Lambda = 3,3\ \mu\text{m}$)

Une fois clivés et montés sur embase silicium, la transmission des guides de 2.05mm de long a été mesurée. Fig. 3 montre le résultat pour les guides « planaires » avec 4 espacements de trous différents. Aucune contre-réaction de type DFB n'est observée et l'analyse des franges de Fabry-Pérot observées montrent que ces guides présentent des niveaux de pertes d'environ 1 cm^{-1} , à l'état de l'art [3], et similaires à ceux réalisés avec la méthode traditionnelle.

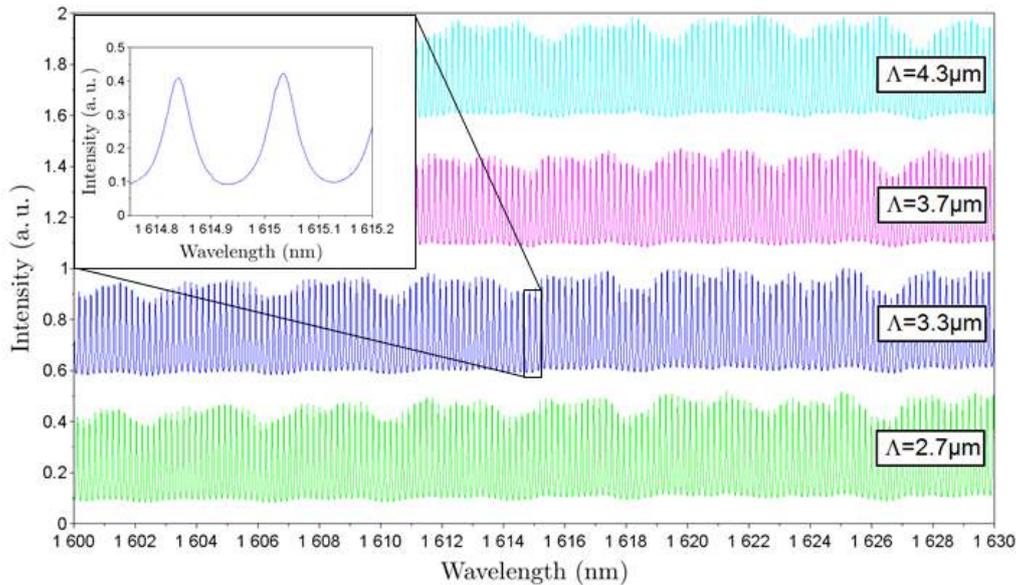


Fig. 3 : Spectres Fabry-Pérot des guides fabriqués avec le procédé planaire (Δ est la période des trous de $2 \mu\text{m}$ de diamètre).

CONCLUSION

Nous avons démontré une nouvelle manière de fabriquer des guides d'onde optiques (rectilignes) enterrés pour des structures à base de semiconducteurs III-V. La technique repose sur une oxydation latérale contrôlée de grande extension depuis des rangées de trous plutôt que d'utiliser une oxydation depuis des mesas rectangulaires. Cette approche possède aussi l'avantage de conserver la planéité de la surface de l'échantillon et donc de faciliter les étapes suivantes de fabrication pour des composants plus complexes.

RÉFÉRENCES

- [1] J.M. Dallesasse and N. Holonyak Jr, "Oxidation of Al-bearing III-V materials: a review of key progress," *J. Appl. Phys.* 113, 051101, 2013.
- [2] J. M. Dallesasse and D. G. Deppe, "III-V Oxidation: Discoveries and Applications in Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers," in *Proceedings of the IEEE*, vol. 101, no. 10, pp. 2234-2242, 2013.
- [3] M. Savanier, C. Ozanam, L. Lanco, X. Lafosse, A. Andronico, I. Favero, S. Ducci, and G. Leo, "Near-infrared optical parametric oscillator in a III-V semiconductor waveguide," *Applied Physics Letters*, 103, 261105, 2013.
- [4] E. Peter, I. Sagnes, G. Guirleo, S. Varoutsis, J. Bloch, A. Lemaître and P. Senellart, "High-Q whispering-gallery modes in GaAs/AlOx microdisks," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, no. 2, pp. 021103-1-021103-3, 2005
- [5] S. Calvez, G. Lafleur, A. Larrue, P.-F. Calmon, A. Arnoult, G. Almuneau, and O. Gauthier-Lafaye, "Vertically Coupled Microdisk Resonators Using AlGaAs/AlOx Technology," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 27, 982-985, 2015.
- [6] G. Almuneau, R. Bossuyt, P. Collière, L. Bouscayrol, M. Condé, I. Suarez, V. Bardinal, and C. Fontaine, "Real-time in situ monitoring of wet thermal oxidation for precise confinement in VCSELs," *Semicond. Sci. Technol.*, 2008, 23, (10), pp. 105021

INTERACTIONS NON LINEAIRES BASEES SUR UN ACCORD DE PHASE MODAL DANS DES GUIDES GaN A TRES FAIBLES PERTES.

M. Gromoyi⁽¹⁾, F. Semond⁽¹⁾, J. Brault⁽¹⁾, A. Courville⁽¹⁾, P. Baldi⁽²⁾, J-Y. Duboz⁽¹⁾, M.P. De Micheli⁽²⁾

¹ CNRS-CRHEA, rue Bernard Grégory, 06560 Valbonne, France

² LPMC, Parc Valrose, University of Nice Sophia Antipolis, 06100 Nice France

marc.de-micheli@unice.fr

RÉSUMÉ

Par Epitaxie à Jet Moléculaire (EJM) sur substrat de saphir il est possible de réaliser des guides AlGaN / GaN à très fort confinement. En combinant ce procédé de fabrication avec une Epitaxie en Phase Vapeur aux Organo-Métalliques (EPVOM), on a pu améliorer l'état de surface de ces guides et donc réduire considérablement leurs pertes à la propagation qui passent de plus de 10dB/cm à moins ≤ 1 dB/cm @633nm. Ce fort confinement et ces faibles pertes à la propagation offrent d'intéressantes possibilités d'accord de phase modal que nous avons pu utiliser dans des expériences de génération de deuxième harmonique à partir d'un faisceau dans le proche IR. Nous montrerons également comment le rendement de conversion pourrait encore être amélioré en utilisant les mécanismes connus d'inversion de polarisation dans ce type de matériau.

MOTS-CLEFS : *Optique intégrée, Optique non linéaire, GaN, Accord de phase modal*

1. ETAT DE L'ART

Plusieurs groupes ont étudié les guides en GaN sur substrat de saphir pour des applications en optique non linéaire. En général les mesures de pertes sur ces guides sont effectuées dans le proche infra-rouge et les meilleurs résultats publiés à ce jour font état de pertes à la propagation de 1dB/cm pour le mode fondamental [1]. Aux plus courtes longueurs d'onde ces pertes augmentent rapidement pour atteindre 8dB/cm @633nm.

2. CONCEPTION ET REALISATION D'UN DOUBLEUR DE FREQUENCE INTEGRE BASE SUR UN ACCORD DE PHASE MODAL

Pour réaliser un tel composant il faut disposer d'un guides présentant un fort contraste d'indice et une forte dispersion modale pour bénéficier d'un fort confinement et d'un moyen de compenser la dispersion du matériau.



Fig. 1 Structure du guide EJM

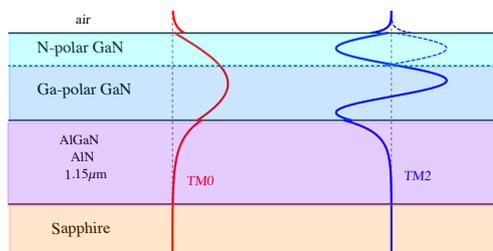


Fig. 2 Design d'une structure optimisée présentant une inversion de polarisation.

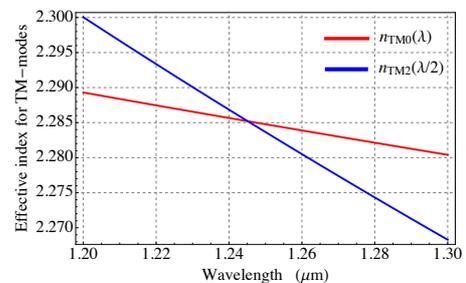


Fig. 3 Courbe d'accord de phase.

Ces deux conditions sont parfaitement remplies par les guides GaN sur saphir. Des études préliminaires [2,3] ont montré que pour éviter des pertes à la propagation rétrodiffusives, il fallait isoler les modes utilisés dans le processus de conversion non linéaire du substrat et des premières couches épitaxiées qui présentent de nombreux défauts (Fig. 1). C'est pourquoi nous avons conçu une structure guidante présentant un cœur de GaN sur un buffer d'AlGaN dont les paramètres sont choisis afin de présenter un accord de phase entre un mode TM₀ pour l'onde fondamentale entre 1,2 et 1,3 μm et un mode TM₂ pour l'harmonique correspondant. (Fig. 3). Pour optimiser l'intégrale de recouvrement nous utilisons un processus d'inversion de polarisation au cours de la croissance (Fig. 2) qui peut être obtenu et contrôlé en EJM. C'est pourquoi nous avons retenu ce processus de fabrication, même si pour le premier échantillon nous n'avons pas réalisé l'inversion de polarisation.

3. CARACTERISATION LINEAIRE ET NON LINEAIRE DE LA COUCHE EJM

En utilisant un dispositif de couplage par prisme (Fig. 4) nous avons mesuré les pertes à la propagation en observant la trace de diffusion observable le long du guide. Les résultats obtenus sont reportés dans le Tableau 1, et montre que les pertes de notre premier composant correspondent à l'état de l'art. Nous avons obtenu des pertes légèrement plus faibles pour le mode TM₀ à 1,2 μm en réalisant les guides sur SOI [4], mais dans ce cas le mode TM₂ dans le visible est fortement absorbé par le substrat. Nous avons pu visualiser le mode Harmonique en utilisant un deuxième prisme (Fig 7), et une source pulsée accordable dans le proche IR (EKSPLA NT242 OPO). En espaçant les prismes de 5mm, nous avons pu mesurer à la sortie du second des impulsions de 0,5μW crête @620nm correspondant à des impulsions de 20W crête @1,24μm.

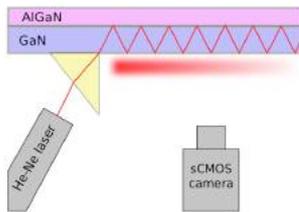


Fig. 4 Loss measurement set-up

	TM 0	TM1	TM2
M BE surface	7±1 dB/cm	13±3 dB/cm	16±3 dB/cm
M OVPE surface	<1d B/cm	<1d B/cm	3±1d B/cm

Table 1 : Propagation losses @ 633 nm

En plus des caractérisations expérimentales nous avons mené une étude numérique montrant que l'évolution des pertes à la propagation en fonction de l'ordre du mode que nous avons observée correspond parfaitement à des pertes par diffusion dues à la rugosité des interfaces. Nous avons donc décidé de couvrir les structures testées par une fine couche de GaN obtenue par EPVOM.

4. GUIDES RECOUVERTS PAR UNE COUCHE DE GAN OBTENUE PAR EPVOM

En effet, l'EJM et l'EPVOM donnent des couches de GaN qui présentent des rugosités de surface très différentes (Fig. 5 et 6).

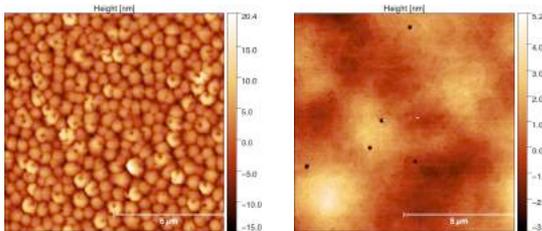


Fig. 5 Observation en AFM de l'état de surface des couches GaN EJM et EPVOM.

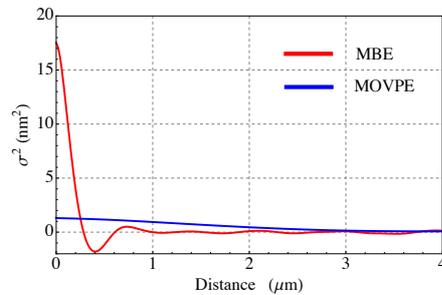
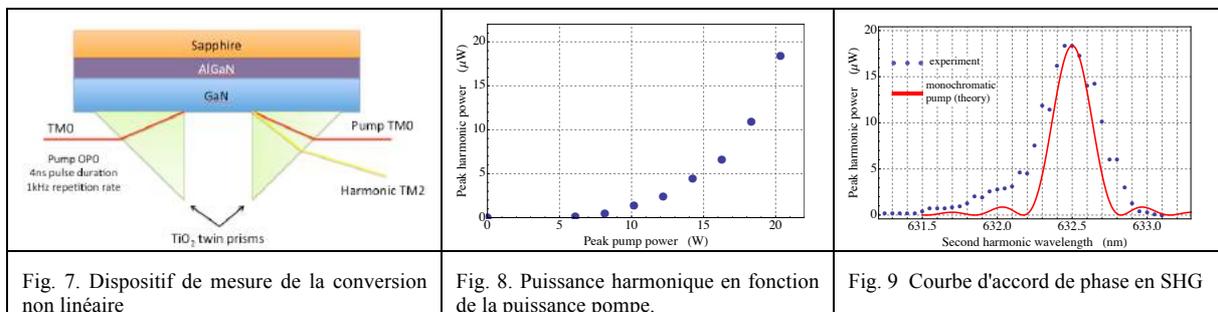


Fig. 6 Autocorrelation de la fonction rugosité des couches de GaN épitaxiées par EJM et EPVOM.

Comme la couche EPVOM déposée est très fine (50 nm) le profil des modes du guide ne sont pas modifiées, par contre les pertes à la propagation sont spectaculairement réduites (Tableau 1) ce qui démontre l'incidence de l'état de surface sur les pertes. Les pertes des deux premiers modes ne peuvent être mesurées car elles sont inférieures à la précision de ce dispositif de mesure qui est de 1dB/cm.

En utilisant le dispositif décrit dans le figure 7, nous avons mesuré le signal de SHG et observé une augmentation très importante du fait de la réduction des pertes. Dans ce cas, la distance entre les prismes n'est limitée que par l'homogénéité de la structure. Nous avons mesuré la puissance harmonique en fonction de la puissance du fondamental (Fig. 8) ainsi que le spectre du signal harmonique (Fig. 9) pour une distance de 5mm entre les prismes. La première courbe présente la forme quadratique attendue et montre qu'avec une impulsion de 20W crête on obtient 20 μ m crête @632nm. La courbe d'accord de phase (Fig. 9) montre l'influence de la largeur de la pompe et de l'inhomogénéité du guide d'onde révélée par l'écart entre la courbe théorique pour une pompe monochromatique (courbe rouge) et la courbe expérimentale (pointillé bleu).

Ces résultats sont cependant très positifs, d'autant plus qu'il est encore possible d'augmenter significativement le rendement de conversion en utilisant le processus d'inversion de polarité qui permet d'optimiser le recouvrement. Cela sera notre prochaine étape.



Ce travail a en partie été financé par les contrats ANR-14-CE26-0025-01 "NANOANUV" et ANR-11-LABX0014 "GANEX"

RÉFÉRENCES

- [1] Stolz, A., et al. "Optical waveguide loss minimized into gallium nitride based structures grown by metal organic vapor phase epitaxy." *Applied Physics Letters* 98.16 (2011): 161903.
- [2] Bruch, Alexander W., et al. "Broadband nanophotonic waveguides and resonators based on epitaxial GaN thin films." *Applied Physics Letters* 107.14 (2015): 141113.
- [3] Westreich, Ohad, et al. "Low propagation loss in GaN/AlGaIn-based ridge waveguides." *physica status solidi (a)* 212.5 (2015): 1043-1048.
- [4] Gromovyi, M., et al. "Low loss GaN waveguides for visible light on Si substrates." *Journal of the European Optical Society-Rapid publications* 9 (2014).

GENERATION D'IMPULSIONS PICOSECONDES HAUTE ENERGIE DANS UN OSCILLATEUR PARAMETRIQUE OPTIQUE A FIBRE ACCORDABLE AUTOUR DE 1.7 μm

**Rezki Becheker^{1,3,5}, Mincheng Tang¹, Pierre-Henry Hanzard¹, Aleksey Tyashev¹,
Arnaud Musso², Alexandre Kudlinski², Abdelhamid Kellou³, Jean-Louis Oudar⁴,
Thomas Godin¹, Ammar Hideur¹**

¹ CORIA UMR 6614, Normandie Université, CNRS-INSA-Université de Rouen Normandie.

² Univ. Lille, CNRS, UMR 8523 - PhLAM - Physique des Lasers Atomes et Molecules, F-59000 Lille.

³ Laboratoire Electronique Quantique, Faculté de Physique, USTHB-Alger, Algérie.

⁴ LPN-CNRS, Route de Nozay, 91460, Marcoussis, France.

⁵ Département de physique-UMMTO/Université de Tizi Ouzou, Algérie.

hideur@coria.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un oscillateur paramétrique optique fibré (FOPO) à pompage synchrone dans la bande C, délivrant des énergies de plus de 2.5 nJ autour de 1700 nm. Le milieu à gain consiste en une fibre à dispersion décalée (DSF), pompée par un laser picoseconde à solitons dissipatifs. En optimisant la longueur d'onde de pompe ainsi que la cavité FOPO, ce système est accordable sur une large gamme spectrale allant de 1626 à 1804 nm (idler) et de 1362 à 1512 nm (signal). Cette architecture originale a l'avantage de présenter un excellent rendement de conversion, de l'ordre de 40%.

MOTS-CLEFS : *Oscillateur paramétrique optique fibré, mélange à quatre ondes, soliton dissipatif.*

1. INTRODUCTION

La génération d'impulsions courtes dans la fenêtre spectrale autour de 1700 nm trouve actuellement de nombreuses applications, notamment en biophysique, télécommunication, et imagerie médicale [1]. En particulier, cette gamme de longueurs d'onde s'avère être la zone optimale pour l'imagerie à trois photons (3PE) dans les tissus vivants [2] du fait de sa profondeur de pénétration optimale, compte-tenu des phénomènes d'absorption et de diffusion. Dans ce cadre, l'utilisation de sources lasers fibrées est un avantage majeur en termes de compacité et de robustesse comparé aux oscillateurs paramétriques classiques. Toutefois, les systèmes laser fibrés basés sur des terres rares (Yb, Er, Tm/Ho) ne permettent pas d'atteindre directement cette fenêtre et des techniques de conversion spectrale non-linéaires doivent être utilisées : auto-décalage Raman de soliton (SSFS), génération de supercontinuum ou mélange à quatre ondes (FWM). Les oscillateurs paramétriques optiques fibrés (FOPO) basés sur du mélange à quatre ondes dégénéré constituent ainsi une piste prometteuse pour la génération d'impulsions suffisamment énergétiques aux longueurs d'onde d'intérêt biologique. Des FOPO à base de différents milieux à gains paramétriques telles que des fibres à dispersion décalée (DSF), fibres hautement non linéaires (HNLF) ou encore fibres à cristaux photoniques (PCF), pompés par des impulsions de durées variables autour de 1.55 μm ont fait l'objet de nombreuses études. Néanmoins, ces dix dernières années ont été marquées par l'optimisation du rendement de conversion des photons de pompe en photons dans les bandes latérales Stokes et anti-Stokes [3,4]. Dans cette étude, nous démontrons un FOPO à base de

DSF pompé par un laser à fibre dopée erbium à solitons dissipatifs. Au-delà de ce mode de pompage original, ce système se démarque par sa capacité à délivrer de hautes énergies dans la fenêtre spectrale autour de 1700 nm et à fournir une très large plage d'accordabilité en longueurs d'ondes.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La cavité FOPO est représentée sur la Figure 1. Le pompage est assuré par un laser à fibre dopée erbium à verrouillage de modes, accordable en longueur d'onde et émettant des impulsions de 13 ± 2 ps avec un taux de répétition de 7.68 MHz. Le milieu paramétrique à gain est une fibre DSF de 8.8m, ayant un diamètre du cœur de $3.98 \mu\text{m}$, une longueur d'onde de dispersion nulle λ_0 de 1563 ± 5 nm, une dispersion d'ordre 3 de $4.9 \times 10^{-41} \text{ s}^3/\text{m}$, et un paramètre non-linéaire de l'ordre de $6.6 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ à 1560 nm. La ligne à retard (ODL) est constituée d'une partie en espace libre et d'une fibre monomode de 3.45m (*MetroCor*). Un contrôleur de polarisation (PC) est inséré dans le FOPO pour assurer l'alignement des polarisations de la pompe et de l'idler oscillant.

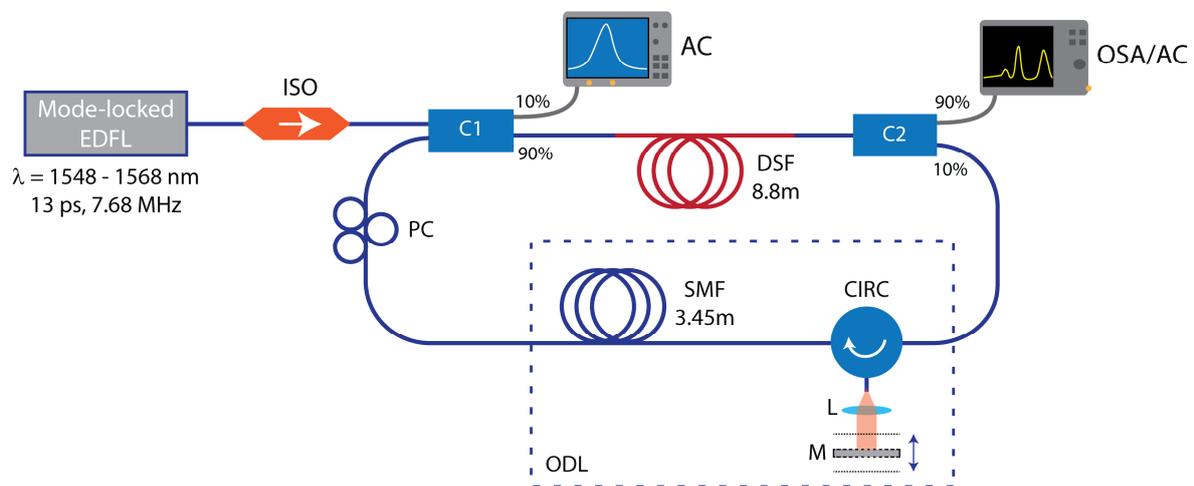


Fig. 1. Dispositif expérimental du FOPO. EDFL : laser à fibre dopée erbium, C1 : coupleur d'injection, C2 : coupleur de sortie, AC : autocorrélateur, OSA : analyseur de spectre optique, CIRC : circulateur, M : miroir.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

En optimisant la longueur d'onde de pompe (accordable entre 1548 et 1568 nm) et la compensation de la dispersion en ajustant la longueur de la cavité FOPO à l'aide de la ligne à retard, des impulsions picoseconde accordables en longueur d'onde sur 330 nm (Figures 2(a)-(b)) et présentant des énergies supérieures au nanojoule ont été obtenues. La puissance totale (i.e. composée de la pompe résiduelle, du signal et de l'idler) à la sortie du FOPO est caractérisée temporellement et spectralement : la Figure 2(c) présente un spectre FOPO pour une puissance moyenne totale de 45.5 mW et un pompage à 1566 nm. La fraction de la composante paramétrique idler à 1664 nm sur un intervalle de 6 nm (correspondant à la bande passante du filtre utilisé) est de 42%, soit une puissance moyenne de 19.1 mW et une énergie par impulsion de près de 2.5 nJ (la conversion sur tout le spectre idler est de 55%, correspondant à une énergie de près de 3.3 nJ). L'impulsion idler a une durée de 4 ps, et est par conséquent près de 3 fois plus courte que l'impulsion de pompe (Figure 2(d)). Les modulations observées sur les spectres du signal et de l'idler (Figure 2(c)) peuvent être attribuées à de la modulation de phase (XPM) [5]. Ces résultats préliminaires, qui seront détaillés lors de la conférence, représentent à notre connaissance le record en termes d'énergie autour de 1.7 μm pour un FOPO pompé en régime picoseconde.

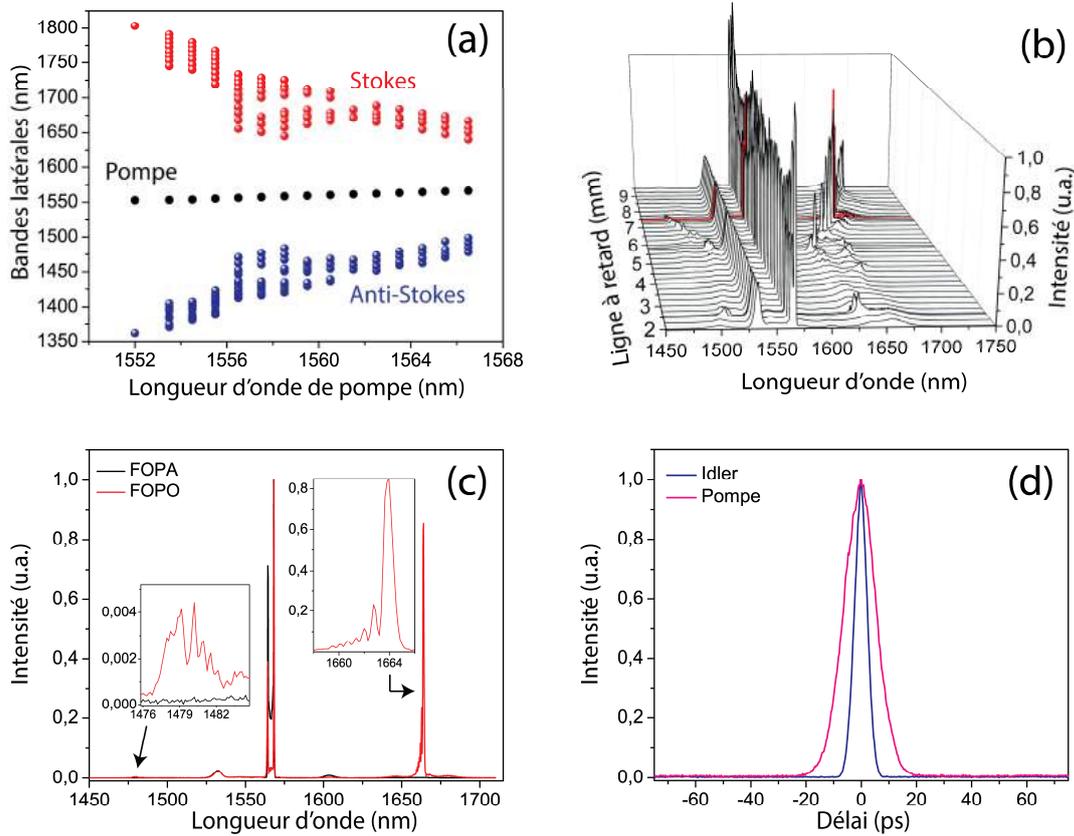


Fig. 2. (a) Accordabilité du FOPO en fonction de λ_{pompe} (horiz.) et du délai de la ligne à retard (vertic.), (b) Accordabilité du FOPO en fonction du délai imposé par l'ODL pour $\lambda_{\text{pompe}} = 1565$ nm, (c) Spectre enregistré sur le port 90% du coupleur de sortie du FOPO, (d) Traces d'autocorrélation de la pompe et de l'idler.

4. CONCLUSION

Nous avons démontré expérimentalement un FOPO à base de fibre DSF pompé par un laser à fibre à solitons dissipatifs. Des impulsions picoseconde d'énergies supérieures au nanojoule et accordables continument autour de $1.7 \mu\text{m}$ ont été obtenues. Ces résultats préliminaires ouvrent ainsi la voie à l'obtention de hautes performances dans ce type de système et par conséquent à diverses applications en biophotonique.

REMERCIEMENTS

Ce travail a bénéficié des aides de l'Agence Nationale de la Recherche à travers les projets UBRIS2 et RIFT (ANR-13-BS09-0018, ANR-15-CE08-0018-01) et de la région Haute-Normandie.

RÉFÉRENCES

- [1] C. Xu, W. Zipfel, J. B. Shear, R. M. Williams, and W. W. Webb, "Multiphoton fluorescence excitation: New spectral windows for biological nonlinear microscopy", *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **93**, 10763-10768 (1996).
- [2] N. G. Horton, K. Wang, D. Kobat, C. G. Clark, F. W. Wise, C. B. Schaffer and C. Xu, "In vivo three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain", *Nature Photonics* **7**, 205-209 (2013).
- [3] G. K. L. Wong, S. G. Murdoch, R. Leonhardt, V. Marie, and J. D. Harvey, "High-conversion-efficiency widely-tunable all-fiber optical parametric oscillator", *Opt. Express* **15**, 2947-2952 (2007).
- [4] T. Gottschall, T. Meyer, M. Schmitt, J. Popp, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Four-wave-mixing-based optical parametric oscillator delivering energetic, tunable, chirped femtosecond pulses for non-linear biomedical applications", *Opt. Express* **18**, 23968-23977 (2015).
- [5] C. Gu, C. Goulart, and J. E. Sharping, "Cross-phase-modulation-induced spectral effects in high-efficiency picosecond fiber optical parametric oscillator", *Opt. Lett.* **36**, 1488 (2011).

Stabilisation d'un laser Brillouin fibré non résonant pour la pompe : application à la génération de porteuse opto-RF ultra-pure.

Gwennaël Danion¹, Ludovic Frein¹, Denis Bacquet², Grégoire Pillet³, Stéphanie Molin³, Loïc Morvan³, Guillaume Ducournau⁴, Marc Vallet¹, Pascal Szniftgiser², et Mehdi Alouini¹

¹IPR, Dpt. Optique et Photonique, UMR 6251 Univ. Rennes 1—CNRS, F-35042 Rennes

²Laboratoire PHLAM, UMR 8523 Univ. Lille 1—CNRS, F-59655 Villeneuve d'Ascq

³Thales Research and Technology—France, 1 avenue Augustin Fresnel F-91127 Palaiseau

⁴IEMN, UMR 8520 Univ. Lille 1—CNRS, 59652 Villeneuve d'Ascq, France

gwennaël.danion@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une nouvelle méthode de stabilisation d'un laser Brillouin fibré de faible largeur de raie dont la pompe est non résonante pour la cavité fibrée. Les sauts de mode sont supprimés au moyen d'une boucle à verrouillage de phase qui verrouille l'écart en fréquence entre l'onde de pompe et l'onde Stokes sur un oscillateur local RF. L'oscillation monomode, à 1,55 μm , d'un laser Brillouin fibré de 110 m de long, est démontrée pendant plusieurs heures, avec une largeur de raie optique inférieure 50 Hz. Le bruit de phase associé est égal à -60 dBc/Hz à 100 Hz avec une pente de -20 dB / décade.

MOTS-CLEFS : *Laser Brillouin, Résonateur fibré, Asservissement laser, PLL*

1. CONTEXTE

Les lasers à fibres Brillouin (BFL) émettent une onde Stokes de grande pureté spectrale. La largeur de la raie Stokes est en effet de plusieurs ordres de grandeur plus faibles que celle des lasers de pompe [1-2]. Les applications des BFL sont donc nombreuses, aussi bien en photonique micro-ondes qu'en analyse spectrale. L'architecture standard d'un BFL consiste en une boucle fibrée permettant à l'onde Stokes de résonner. Pour obtenir une oscillation monomode, deux principales configurations sont utilisées. La première repose sur un résonateur court, dont l'intervalle spectral libre (ISL) est plus grand que la largeur de la courbe de gain induit par l'effet Brillouin Stimulé (SBS). Ceci limite la longueur du résonateur à une dizaine de mètres au maximum. En conséquence, l'oscillation de ces résonateurs courts impose la mise en œuvre d'une amplification optique intracavité si la pompe n'est pas résonante. La seconde configuration est basée sur l'utilisation d'un résonateur avec une pompe résonante, permettant d'atteindre un gain Brillouin suffisant sans amplification supplémentaire. Cette deuxième approche nécessite d'asservir la fréquence de la pompe sur une résonance de la boucle, celle-ci dérivant à cause des effets thermiques et de l'effet Kerr dans le résonateur. Ceci est réalisé, soit en adaptant la fréquence de la pompe, soit en ajustant la longueur du résonateur Brillouin au moyen d'une céramique piézo-électrique [3], au détriment d'une dégradation du bruit de phase due à la modulation de la longueur de la cavité. Cette méthode nécessite donc des systèmes de stabilisation électroniques et optiques complexes. Une troisième architecture, non résonante pour la pompe, a été développée récemment car présentant des caractéristiques prometteuses. Elle permet en effet d'exploiter pleinement l'onde de pompe quelle que soit sa fréquence et sa largeur spectrale. De plus, l'oscillation des ondes Stokes d'ordres supérieurs est automatiquement interdite du fait de la présence d'un circulateur dans la boucle. Cependant, la pompe n'étant pas résonante, ce schéma de BFL nécessite un résonateur fibré long

pour atteindre le seuil Brillouin (une centaine de mètres). Par conséquent, cette configuration présente des sauts de mode de l'onde de Stokes qui peuvent être rédhibitoires.

Nous proposons et démontrons expérimentalement une technique simple et robuste qui supprime les sauts de mode d'un résonateur BFL non-résonant pour la pompe. Notre approche est basée sur l'utilisation d'une boucle à verrouillage de phase (PLL) qui fige au maximum de gain SBS la différence de fréquence entre l'onde pompe et l'onde Stokes dans le résonateur.

2. LASER BRILLOUIN MONOMODE

Le schéma de principe de la méthode est décrit dans la figure 1. Les fréquences associées aux modes longitudinaux susceptibles d'osciller sont contenues dans la plage de gain générée par le laser de pompe, la fréquence maximale du gain SBS étant fixée par la fréquence de la pompe à $\nu_p - \nu_{\text{Brillouin}}$. Dans le cas de la silice, $\nu_{\text{Brillouin}} \approx 11$ GHz. Comme la longueur du résonateur fibré varie en raison des fluctuations thermiques et acoustiques, le peigne de fréquences dérive par rapport au maximum de gain SBS. Par conséquent, le mode longitudinal associé au gain maximum peut changer induisant un saut de mode. Le même effet se produit si la longueur du résonateur Brillouin est maintenant fixe et la fréquence de la pompe dérive. Dans la pratique, la pompe et le résonateur fluctuent ce qui conduit à des sauts de mode de l'onde Stokes. En outre, ces sauts de mode sont plus susceptibles de se produire lorsque le résonateur Brillouin est long. Pour éliminer ces sauts de modes, il est donc nécessaire de verrouiller une fréquence de résonance sur le maximum de la plage de gain SBS. Cette condition est automatiquement remplie dans une architecture où la pompe est résonante. Dans le cas d'une architecture à pompe non résonante, les techniques de verrouillage habituelles ne sont pas applicables. Nous nous proposons donc d'utiliser l'onde Stokes comme sonde. En effet, comparer sa fréquence à celle de la pompe constitue une mesure indirecte du désaccord entre le maximum de gain SBS et la résonance de la boucle associée. De plus, en fixant la différence de fréquence Stokes-pompe, on s'attend à stabiliser automatiquement l'onde Stokes par rapport au maximum de gain SBS. Par conséquent, on doit faire disparaître les sauts de mode (voir figure 1.a).

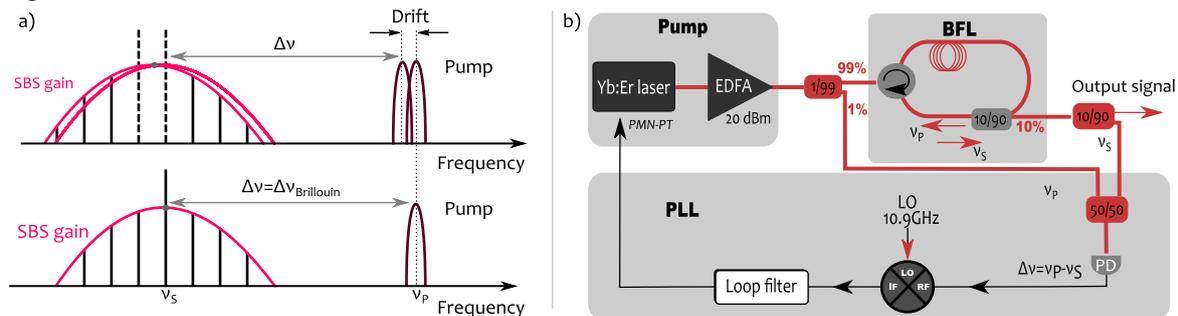


Fig. 1 : a) schématisation de l'origine des sauts de mode et de sa suppression. b) schéma expérimental de la stabilisation

3. CARACTERISATION DU LASER

Le schéma expérimental est donné en figure 1.b. Le BFL est décrit en détail dans la référence [4]. Il est composé d'une boucle de 110 m de fibre à maintien de polarisation. Un coupleur intra-cavité permet d'extraire 10% de la puissance de l'onde Stokes. La pompe est injectée via un circulateur, permettant à l'onde Stokes de résonner contrairement à l'onde de pompe. Afin d'obtenir un fonctionnement monomode, la pompe doit remplir deux conditions : sa largeur de raie doit être inférieure à l'ISL du BFL, égal à 1,75 MHz ; et sa fréquence doit être accordable. Pour répondre à ces exigences, nous avons réalisé un laser à état solide Er/Yb de 6,8 mm de long, pompé par diode, émettant à 1536 nm. Il contient un cristal électro-optique de PMN-PT permettant d'accorder la fréquence d'émission avec un coefficient VCO égal à 20 MHz/V. Après amplification, le faisceau de pompe est envoyé dans le résonateur Brillouin. Un système de coupleur permet d'obtenir le

battement entre la pompe et l'onde Stokes. Ce battement à 10,9 GHz est ensuite stabilisé au moyen d'une boucle à verrouillage de phase (PLL) rétroagissant sur le cristal électro-optique intracavité. Comme le montre l'histogramme de la figure 2.a, nous obtenons une oscillation monomode stable et sans sauts de mode sur plusieurs heures. Afin de caractériser le bruit de fréquence optique de l'onde Stokes ainsi obtenue, nous avons réalisé un second laser de pompe identique au premier. Les deux lasers sont décalés en fréquence de 20 GHz et viennent pomper le résonateur Brillouin. Nous mettons alors en œuvre deux PLLs indépendantes pour interdire les sauts de mode des deux ondes Stokes générées. Le bruit de phase du battement entre les deux ondes Stokes produites présente un niveau de -60 dBc/Hz à 100 Hz avec une pente de -20 dB/décade. La largeur de raie mesurée est inférieure à 50 Hz [5].

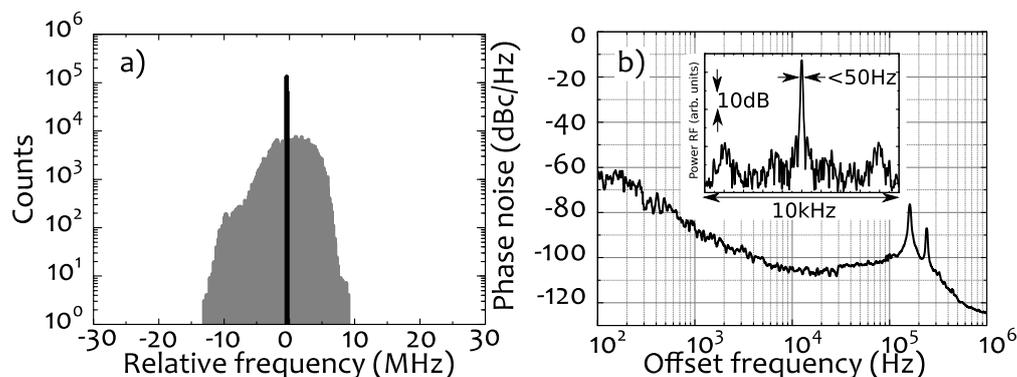


Fig. 2 : a) Histogrammes de la fréquence de battement mesurée. En gris, sans asservissement, en noir avec PLL. b) Le bruit de phase du battement à 20 GHz entre deux ondes Stokes générées par deux laser pompe indépendants. En insert: le spectre de fréquences correspondant. RBW 50Hz. VBW 50Hz.

4. DISCUSSION

Nous avons proposé et démontré un nouveau principe inhibant les sauts de mode dans un résonateur Brillouin long lorsque la pompe n'est pas résonante. En plus d'apporter une solution simple à la question des sauts de mode, ce principe permet de préserver les avantages du pompage non-résonant, à savoir une efficacité optimale de conversion Pompe-Stokes et d'affinement spectral. Ces résultats ouvrent la voie à la stabilisation absolue de la longueur du résonateur Brillouin. Une telle stabilisation est actuellement à l'étude et devrait aboutir à une largeur de raie Stokes Sub-hertz. La génération des ondes millimétriques et THz de très grande cohérence fait partie des applications ciblées. Cette étude s'intègre en effet dans le projet ANR COM'TONIQ visant à réaliser un système de communication cohérente en espace libre sur porteuse THz pour lequel le bruit de phase de la porteuse est l'un des aspects les plus critiques [6].

REFERENCES

- [1] A. Debut, S. Randoux, and J. Zemmouri, "Linewidth narrowing in Brillouin lasers: Theoretical analysis," *Phys. Rev. A* **62**, 023803 (2000).
- [2] J. Geng, S. Staines, Z. Wang, J. Zong, M. Blake, and S. Jiang, "Highly stable low-noise Brillouin fiber laser with ultranarrow spectral linewidth," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **18**, 1815 (2006).
- [3] S. Norcia, S. Tonda-Goldstein, D. Dolfi, J.-P. Huignard, and R. Frey, "Efficient single-mode Brillouin fiber laser for low-noise optical carrier reduction of microwave signals," *Opt. Lett.* **28**, 1888 (2003).
- [4] F. Mihélic, D. Bacquet, J. Zemmouri, and P. Szriftgiser, "Ultrahigh resolution spectral analysis based on a Brillouin fiber laser," *Opt. Lett.* **35**, 432 (2010).
- [5] G. Danion & al, "Mode-hopping suppression in long Brillouin fiber laser with non-resonant pumping," *Opt. Lett.* **41**, 2362 (2016).
- [6] G. Ducournau & al, "Highly coherent terahertz wave generation with a dual-frequency Brillouin fiber laser and a 1.55 μm photomixer," *Opt. Lett.* **36**, 2044 (2011).

LASER A VERROUILLAGE DE MODES PAR ABSORBANT SATURABLE A SEMI-CONDUCTEUR MASSIF A FORT CONTRASTE

Pierre-Henry Hanzard¹, Mincheng Tang¹, Li Fang², Adil Haboucha¹, Thomas Godin¹, Isabelle Sagnes², Cyril Bachelet³, Jean-Louis Oudar², Ammar Hideur¹

¹ CORIA UMR 6614, Normandie Université, CNRS-INSA-Université de Rouen Normandie, Saint Etienne du Rouvray, France

² LPN-CNRS UPR20, Route de Nozay, 91460, Marcoussis, France

³ CSNSM UMR 8609, Bat 108, 91405 Orsay Campus, France

hideur@coria.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons l'étude d'un laser ultrarapide à fibre dopée à l'Erbium dont le mécanisme de verrouillage de modes est assuré par un absorbant saturable massif d'InGaAs inséré dans une microcavité résonante. Le laser fonctionne en régime de dispersion normale et génère des impulsions fortement étirées de plusieurs nanojoules d'énergie à 17 MHz de taux de répétition. L'étude montre que les performances de la source sont comparables à celles obtenues avec un absorbant saturable à multi-puits quantiques autant en puissance qu'en stabilité d'amplitude. Cette étude suggère que ce nouveau type d'absorbant saturable basé sur des procédés de fabrication plus simples et moins onéreux est très prometteur pour des applications en optique ultrarapide.

MOTS-CLEFS : *Miroir à absorbant saturable, verrouillage de modes passif, laser à fibre, impulsions ultracourtes*

1. INTRODUCTION

Les miroirs à absorbants saturables à semi-conducteurs (SESAM) représentent des composants optiques majeurs pour la génération d'impulsions ultracourtes dans les lasers à verrouillage de modes passif. Suivant leur composition, ils permettent la génération d'impulsions ultracourtes par verrouillage de modes à différentes longueurs d'ondes et sont disponibles commercialement [1-3]. En particulier, dans le cas des lasers à fibre à solitons dissipatifs opérant en régime de dispersion positive, des profondeurs de modulation élevées sont nécessaires pour assurer le démarrage et la stabilisation des régimes impulsions [3]. Ceci peut être atteint avec les absorbants saturables à multi-puits quantiques insérés dans des cavités résonantes [4-5]. Cependant, la fabrication de ces dispositifs exige un contrôle très précis des paramètres de croissance pour obtenir des épaisseurs de couches uniformes et précises qui définissent leurs propriétés optiques. Pour simplifier l'architecture de ces structures et ainsi les procédés de fabrication, nous étudions un nouvel absorbant saturable basé sur une épaisse couche d'InGaAs insérée dans une microcavité résonante. L'absorbant saturable est fabriqué par le procédé MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition), une technique au coût de fabrication moindre plus adaptée à la fabrication d'échantillons épais que l'épitaxie par jet moléculaire (MBE). L'autre paramètre important des absorbants saturables destinés à la génération d'impulsions ultracourtes est le temps de relaxation des porteurs qui doit être abaissé en dessous de quelques picosecondes [5]. Ceci est atteint à travers l'introduction d'impuretés dans la zone active par croissance à basse température, le dopage, l'irradiation ou l'implantation ionique [6]. L'implantation ionique a été préférée en raison de la

grande flexibilité qu'elle offre sur le choix des ions, leur énergie, leur dose et les conditions d'annihilation qui permettent un contrôle précis du temps de relaxation. Dans cette communication, nous rapportons les résultats préliminaires liés à l'exploitation d'un absorbant saturable massif fabriqué par ces procédés pour la génération d'impulsions ultracourtes dans un laser à fibre à verrouillage de modes.

2. PRINCIPE ET DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental est présenté sur la Figure 1. Il consiste en une cavité Fabry-Pérot comprenant une fibre optique dopée erbium de 2 m de long pompée, à travers un multiplexeur en longueurs d'ondes fibré (WDM), par une diode laser monomode émettant plus de 800 mW à 980 nm. La fibre active présente un pic d'absorption à 1530 nm de 80 dB/m et une dispersion de vitesse de groupe d'environ $+61 \text{ ps}^2/\text{km}$ à 1550 nm. Un tronçon de 1 m d'une fibre à compensation de dispersion (DCF) est inséré après la fibre active pour construire une cavité à forte dispersion normale. La dispersion de la DCF est de $+116 \text{ ps}^2/\text{km}$. La sortie du laser est constituée du port 90% du coupleur 90/10 inséré dans la cavité. Il est à noter que les ports intra-cavité du coupleur et du WDM ont été minimisés en longueur pour limiter leur impact sur la dispersion totale de la cavité qui est estimée $+0.22 \text{ ps}^2$.

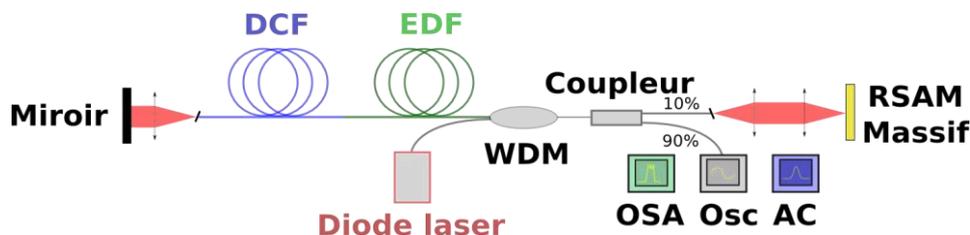


Figure 1. Dispositif expérimental. DCF : fibre à compensation de dispersion, EDF : Fibre dopée à l'Erbium, WDM : multiplexeur en longueur d'onde, RSAM : miroir absorbant saturable à semi-conducteurs massifs en cavité résonante, OSA : Optical spectrum analyser, Osc : Oscilloscope, AC : Autocorrélateur.

La cavité est constituée d'un miroir diélectrique de 100% de réflectivité d'un côté et d'un miroir absorbant saturable résonant (RSAM) de l'autre. Des lentilles sont exploitées pour le couplage du faisceau laser dans les fibres et sa focalisation sur l'absorbant saturable. Il est important de noter que le mécanisme de verrouillage de modes est assuré uniquement par le RSAM, réduisant la cavité laser à une configuration extrêmement simple et compacte. L'absorbant saturable massif exploré dans cette étude présente une profondeur de modulation de 40%, une fluence de saturation de $10 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ et un temps de relaxation de 1.9 ps.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

En ajustant les paramètres de focalisation sur le RSAM pour satisfaire le critère de saturation, un régime de verrouillage de modes entretenu et stable est obtenu pour une large gamme de puissances de pompage. Le spectre optique obtenu est centré à 1560 nm et possède une largeur à mi-hauteur de 5 nm (Fig. 2(a)). Il présente une allure typique avec des fronts raides. La durée des impulsions mesurée en sortie d'oscillateur est de 9.2 ps indiquant une forte dérive en fréquence, ce qui est typique pour les lasers opérants en régime de forte dispersion normale. D'après l'allure spectrale, des impulsions de 970 fs sont attendues après compression extra-cavité. Le laser délivre une puissance moyenne de 86 mW à 17 MHz de taux de répétition, ce qui correspond à une énergie de 5 nJ par impulsion. Les mesures radiofréquences montrent une excellente stabilité en amplitude avec un rapport signal à bruit de plus 74 dB (Fig. 2(b)). Ces performances sont très proches de celles obtenues avec un absorbant saturable à multi-puits quantiques ayant des paramètres

équivalents. Ceci montre que ces nouveaux absorbants saturables à structure plus simple est une solution viable pour la génération d'impulsions ultracourtes dans les lasers à fibre.

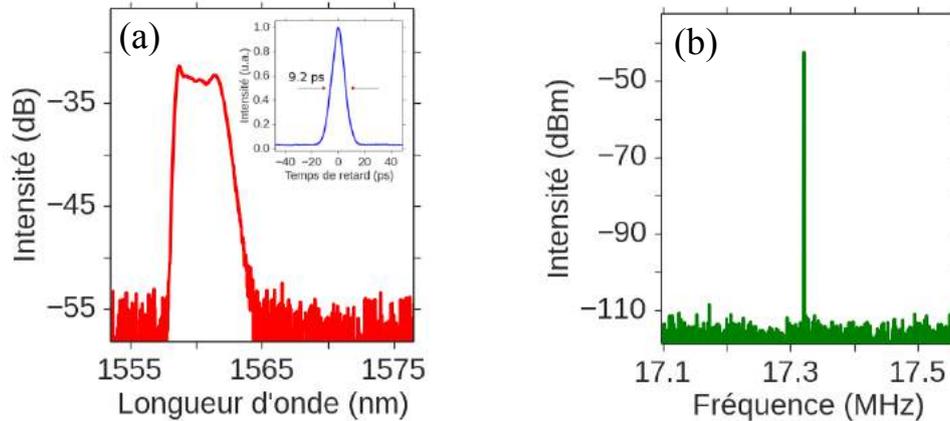


Figure 2. (a) Spectre optique mesuré en sortie du laser à fibre à verrouillage de modes et trace d'autocorrélation correspondante en taille réduite. (b) Spectre radiofréquence du signal.

CONCLUSION

Cette communication aborde la génération d'impulsions ultra-courtes à 1550 nm en exploitant une nouvelle génération de miroirs absorbants saturables. Ces structures mettent en jeu une couche épaisse d'InGaAs incorporée dans une micro-cavité résonante pour atteindre une forte profondeur modulation. L'abaissement du temps de relaxation en dessous de 2 ps est obtenu par implantation ionique avec des ions lourds. L'exploitation avec succès de ces nouvelles structures pour la génération d'impulsions ultracourtes dans un laser à fibre à solitons dissipatifs les place comme candidats sérieux pour une exploitation plus large en optique ultrarapide.

REMERCIEMENTS

Ce travail a bénéficié des aides de l'Agence Nationale de la Recherche à travers les projets UBRIS2 et RIFT (ANR-13-BS09-0018, ANR-15-CE08-0018-01) et de la région Haute-Normandie.

REFERENCES

- [1] D. A. Gaponov, R. Dauliat, D. Darwich, T. Mansuryan, R. Jamier, S. Grimm, K. Schuster, and P. Roy, "High-power passively mode-locked dissipative soliton fiber laser featuring cladding-pumped non-CVD thulium-doped fiber", *JOSA B* **32**, 1656 (2015).
- [2] M. Tang, H. Wang, R. Becheker, J-L. Oudar, D. Gaponov, T. Godin and A. Hideur, "High-energy dissipative solitons generation from a large normal dispersion Er-fiber laser", *Opt. Lett.* **40**, 1414 (2015).
- [3] C. Lecaplain, M. Baumgartl, T. Schreiber, and A. Hideur, "On the mode-locking mechanism of a dissipative soliton fiber oscillator", *Opt. Express* **19**, 26742 (2011).
- [4] A. Cabasse, G. Martel, and J-L. Oudar, "High power dissipative soliton in an Erbium doped fiber laser mode-locked with a high modulation depth saturable absorber mirror", *Opt. Express* **17**, 9537 (2009).
- [5] A. Cabasse, D. Gaponov, K. Ndao, A. Khadour, J-L. Oudar, and G. Martel, "130 mW average power, 4.6 nJ pulse energy, 10.2 ps pulse duration from an Er³⁺ fiber oscillator passively mode locked by a resonant saturable absorber mirror", *Opt. Lett.* **36**, 2620 (2011).
- [6] L. Fang, "Development of ultrafast saturable absorber mirrors for applications to ultra-high speed optical signal processing and to ultrashort laser pulse generation at 1.55 μm ", Thèse de l'Université Paris-Sud XI (2014).

MESURE REPARTIE *IN SITU* DE VITESSES DE DETONATION PAR RESEAUX DE BRAGG A PERIODES VARIABLES

Sylvain Magne¹, Yohan Barbarin², Alexandre Lefrançois², Vincent Chuzeville², Jérôme Luc², Karol Woirin³, Guillaume Laffont¹, Pierre Ferdinand¹

¹ CEA, LIST, Laboratoire Capteurs Architectures Electroniques, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

² CEA, DAM, Gramat, F-46500 Gramat, France

³ SAFRAN HERAKLES, TMFE, CRB, F-91710 Vert-le-Petit, France

sylvain.magne@cea.fr

RÉSUMÉ

La vitesse de détonation est un paramètre de caractérisation fondamental du procédé de fabrication, de la fiabilité et du vieillissement d'un explosif. Tandis que les procédés connus délivrent des mesures *in situ* ponctuelles et intrusives, les réseaux de Bragg à périodes variables donnent accès à une mesure répartie des vitesses au cœur de l'explosif, en minimisant les perturbations. CEA LIST, CEA-Gramat et SAFRAN-Herakles étudient en partenariat les performances de ce procédé métrologique innovant.

MOTS-CLEFS : *réseau de Bragg, détonation, vitesse, explosif*

1. INTRODUCTION

La mesure de vitesse de détonation (V_D) est primordiale pour caractériser le procédé de fabrication, améliorer la sécurité de fonctionnement mais aussi quantifier le vieillissement des matériaux énergétiques. Elle permet aussi d'estimer la pression et de mieux appréhender les phénomènes d'initiation, croissance en régime transitoire entre le choc et la détonation (Transition Choc-Détonation - TCD). En détonique, V_D évolue dans une gamme assez étendue : typiquement de 5 à 9 km/s pour des pressions généralement comprises entre 8 GPa (80 kbar) et 40 GPa (400 kbar). Des détecteurs et numériseurs rapides (GHz) sont nécessaires (une résolution temporelle nanoseconde correspondant à une résolution spatiale d'environ 5 à 9 μ m).

Les procédés actuels de mesure de V_D sont les jauges de contact (1), les fibres percées (2) et l'Interférométrie Doppler Fibrée (IDF, 3).

Le procédé (1) consiste en une série d'aiguilles à court-circuit ou piézoélectriques, détruites successivement lors du passage du choc. La mesure du temps séparant chaque interruption de signal détermine V_D (incertitude $\sim \pm 1,2$ %).

Le procédé (2) met en œuvre des fibres multimodes (PMMA) percées à intervalle régulier (*e.g.* 10 trous, pas = 0,8 mm). L'air ionisé par le front de choc produit une lumière, collectée par la fibre optique. La mesure du temps séparant chaque pic de lumière détermine V_D (incertitude $\sim \pm 2,1$ %).

Le procédé (3) repose sur l'augmentation d'indice optique consécutif à l'accroissement de densité du matériau dans le choc [1]. Une interface optique (saut d'indice $\sim 0,4$ à $0,5$) se propage ainsi à la vitesse V_D . Le signal de battement résultant de l'interférence entre une onde de référence et une onde sonde réfléchie, décalée en fréquence Doppler par l'interface optique en mouvement est alors enregistré (*e.g.* $\Delta f = 10,3$ GHz à 1550 nm à 8 km/s). Ce procédé n'est exploitable qu'en situation supersonique ($V_{\text{choc}} > V_{\text{SiO}_2} \sim 5,9$ km/s) pour laquelle l'interface optique adopte une forme concave dans le cœur de fibre (en situation subsonique, l'interface devient convexe et la lumière est alors perdue). Pour un explosif liquide (50 mm), une incertitude relative de $\pm 0,3$ % a été obtenue [1].

Dans cette étude, nous avons travaillé sur les réseaux de Bragg à périodes variables (*Chirped Fiber Bragg Gratings* - CFBG) photo-inscrits dans le cœur de fibres monomodes en silice,

étudiés depuis 2009 pour des applications en détonique [2]. Leur faible diamètre (150 μm) réduit les perturbations consécutives à la désadaptation d'impédance. Ils établissent une correspondance entre la longueur d'onde de Bragg et la position sur la fibre. A mesure que l'onde progresse, la portion de réseau dans le choc est comprimée puis détruite. Seules les composantes spectrales provenant de la partie amont du réseau (hors choc) sont observables dans la bande spectrale de l'interrogateur. Une spectrométrie temps réel étant coûteuse et difficile à mettre en œuvre, le signal observé correspond à l'intégrale du spectre réfléchi à partir duquel on remonte directement à la position du front de choc *via* un abaque de transcodage.

2. MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE

Le principe du dispositif expérimental (BraggFast) est représenté en fig. 1 [3]. La lumière émise par une source à fibre dopée erbium émettant en régime d'émission spontanée amplifiée (ASE) est envoyée vers un premier CFBG placé dans l'explosif *via* le port 2 d'un circulateur 3-ports. La lumière réfléchiée par le CFBG est alors renvoyée *via* le port 3 sur un second CFBG identique afin d'éliminer toutes les composantes indésirables de lumière extérieures. Une photodiode InGaAs montée en amplificateur transimpédance (HCA-S FEMTO, 400 MHz, 5 V/mW) fournit alors un signal électrique basse impédance enregistré par un oscilloscope rapide (*e.g.* 5 GS/s) déclenché quelques microsecondes avant le fonctionnement de l'explosif. Un atténuateur optique permet d'ajuster la tension de sortie à 1 V avant chaque tir.

Les CFBG sont photo-inscrits par masque de phase à périodes variables sur une longueur de 100 mm. Leur longueur d'onde centrale est 1545 nm et leur largeur à mi-hauteur (FWHM) est 15 nm (*chirp* $\sim 0,15$ nm/mm).

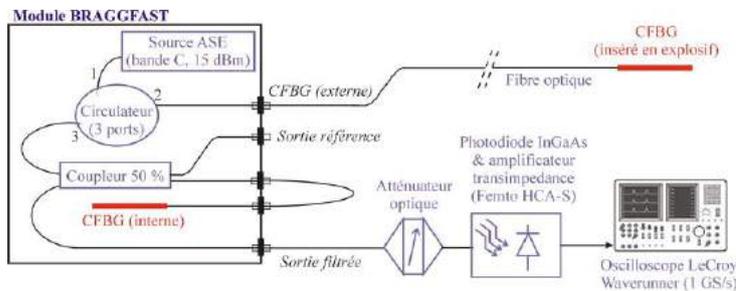


Fig. 1 : Schéma expérimental du procédé de mesure de vitesse de détonation par CFBG placé au centre.

3. ETALONNAGE DE LA MESURE DE VITESSE

La procédure d'étalonnage consiste à établir une relation de transcodage reliant la position du front de choc au signal en tension enregistré par l'oscilloscope. Deux procédés ont été étudiés.

Le premier met en œuvre un polissage ou une coupe progressive par lame (incertitude $< \pm 0,1$ mm). Ce procédé est destructif et coûteux en temps et en matériel. Sa fiabilité est aussi conditionnée à la reproductibilité du processus de photo-inscription.

Le second procédé d'étalonnage exploite un réflectomètre OFDR (*Optical Frequency-Domain Reflectometry*, Luna OBR4600). Il présente les avantages d'être non-destructif (étalonnage de chaque réseau avant essai), rapide et précis dans le domaine spatial (0,01 mm) [4]. En contrepartie, l'incertitude spatiale est conditionnée par l'incertitude sur la valeur de l'indice effectif du guide (entre 1,45 et 1,46). Le principe du procédé OFDR consiste à enregistrer le profil spatial de rétrodiffusion du CFBG, en résonance avec la gamme d'accordabilité du laser. La fréquence de celui-ci est modulée linéairement au cours du temps et les deux signaux d'interférence (pour chaque polarisation) entre la lumière rétrodiffusée et un faisceau de référence sont enregistrés. La somme des deux signaux fournit l'amplitude et la phase de la rétrodiffusion dans le domaine spectral (indépendant de l'état de polarisation), transposées dans le domaine spatial (ou temporel) par transformée de Fourier. Dans le cas particulier d'un *chirp* linéaire, le profil d'amplitude $R(z)$ en

fonction de la distance z est identique (au facteur de *chirp* près) au spectre en réflexion du CFBG. De plus, la dérivation dans le domaine spatial de la phase $\arg(R(z))$ est liée à la distribution spatiale de longueur d'onde [5] (procédure *phase derivative*). La valeur du *chirp* est alors déduite de la pente de cette courbe (fig. 2).

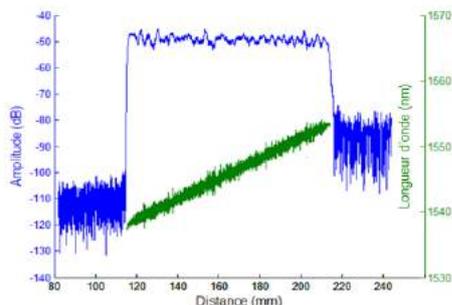


Fig. 2 : Exemple d'abaque de transcodage position-longueur d'onde obtenu par réflectométrie OFDR (OBR4600) (100 mm)

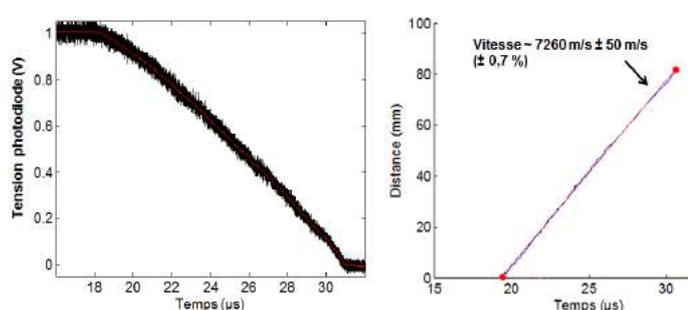


Fig. 3 : Signal typique obtenu avec le module BraggFast (gauche) et estimation de la vitesse V_D (droite) à partir de la mesure de pente (incertitude $\sim \pm 0,7\%$)

4. EXPERIENCE

Un exemple de signal temporel est donné en fig. 3 (gauche). Le transcodage du signal représenté en fig. 2 permet alors de remonter à l'évolution de la position du front de choc au cours du temps. Les vitesses de détonation en différentes parties de l'explosif sont alors estimées par régression linéaire (moindres carrés, fig. 3 droite). Sur courte distance (< 10 mm), l'analyse statistique montre l'existence d'un compromis (également rencontré en IDF) entre l'écart-type sur la vitesse et la résolution spatiale. A titre d'exemple, pour une cadence de 1 GS/s, un écart-type de 0,3 % a été obtenu sur la mesure de vitesse lors une qualification d'explosif menée en choc soutenu sur une portion d'échantillon de 8 mm. Sur grandes distances (e.g. 100 mm), l'incertitude en vitesse est dominée par les incertitudes sur l'indice de groupe, le transcodage et par la stabilité du choc soutenu.

CONCLUSION

Les CFBG présentent de nombreux avantages pour les applications en détonique : ils donnent accès à des mesures réparties de vitesses de détonation *in situ*, au cœur de l'explosif. Une mesure répartie permet de discriminer les zones d'intérêt consécutives à des variations de compositions (en régime établi) ou bien caractériser le régime transitoire entre le choc et la détonation (TCD).

Ce procédé métrologique, allié à un étalonnage par OFDR, est destiné à être utilisé en routine au CEA-Gramat.

RÉFÉRENCES

- [1] D.R. Goosman, J. Wade, R. Garza, G. Avara, T. Grabtree, A. Rivera, D. Hare, D. Tolar, B. Bratton, Optical probes for continuous Fabry-Perot velocimetry inside materials, 26th Int. Congress on High Speed Photography and Photonics (Alexandria VA), Proc. SPIE 5580, 2005, pp. 517-528
- [2] J. Benterou, C.V. Bennett, G. Cole D.E. Hare, C. May, E. Udd, S.J. Mihailov, P. Lu, Embedded fiber-optic Bragg grating detonation velocity sensor, Proc. SPIE 7316, 2009, 73160E
- [3] S. Magne, A. Lefrançois, J. Luc, G. Laffont, P. Ferdinand, Real-time, Distributed measurement of detonation velocities inside High Explosives with the help of CFBG, EWOFS 5, Proc. SPIE 8794, 2013, 87942K
- [4] Y. Barbarin, A. Lefrançois, G. Zaniolo, V. Chuzeville, L. Jacquet, S. Magne, J. Luc, A. Osmont, Optimization of detonation velocity measurements using a CFBG, Proc. SPIE 9480, 2015, 9480-25
- [5] B.J. Soller, D.K. Gifford, M.S. Wolfe, M.E. Froggatt, High resolution Optical Frequency-Domain Reflectometry for characterization of components and assemblies, Opt. Exp., 13 (2), 2005, pp. 666-674

Ce travail a été mené dans le cadre du projet ANR-ASTRID ANDROMEDE sous financement DGA.

PRE-COMPENSATION DES EFFETS THERMIQUES POUR LA MONTEE EN PUISSANCE DANS UNE FIBRE APERIODIQUE A LARGE PITCH

Dia Darwich¹, Romain Dauliat^{1,2}, Raphaël Jamier¹, Aurélien Benoit¹, Kay Schuster² et Philippe Roy¹

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

² Institute of Photonic Technology, Albert-Einstein-straße 9, 07745 Jena, Germany
dia.darwich@xlim.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons ici une étude numérique mettant en évidence le bénéfice d'une structuration indicielle de la zone de cœur dans une fibre à large pitch (LPF) dont la gaine interne est entièrement aperiodisée. Cette évolution démontre un potentiel certain pour la montée en puissance puisqu'elle assure une émission monomode sur une plage de chargement thermique plus étendue.

MOTS-CLEFS : Fibre VLMA ; chargement thermique ; pré-compensation thermique

1. INTRODUCTION

Au cours de la dernière décennie, de nombreux travaux ont été menés pour concevoir des fibres à très large aire modale (VLMA, $D_{\text{cœur}} > 50\mu\text{m}$) permettant d'assurer une émission monomode, en particulier en exacerbant la délocalisation des modes d'ordre supérieur (HOMs) en dehors du milieu à gain. Ce mécanisme de guidage a été démontré par exemple dans deux nouvelles architectures de fibres : les fibres DMFs [1] et les fibres LPFs [2]. Ces dernières ont d'ailleurs montré des performances impressionnantes tel que l'accès à des diamètres de cœur de $130\mu\text{m}$ autorisant une émission en limite de diffraction. Néanmoins, en raison de la très grande section transverse du cœur de ces fibres VLMA, la montée en puissance dans les systèmes lasers les exploitant a rencontré un obstacle connu sous le nom d'instabilités modales transverses (TMI) et induisant une sévère dégradation de la qualité du faisceau émis. Cet effet indésirable est un effet à seuil apparaissant au-delà d'un certain niveau de puissance moyenne parcourant la fibre. Il est dû à la charge thermique générée par les défauts quantiques des ions de terres rares et par le photonoircissement [3] et déposée à travers la section transverse de la fibre et sur sa longueur. Le profil d'indice de réfraction transverse de la structure varie alors de manière quadratique sur toute la zone de gain via le coefficient thermo-optique du matériau utilisé. Suite à cette modification du profil d'indice, la délocalisation des HOMs devient moins robuste conduisant à leur reconfinement dans la zone de gain et donc à une propagation multimode ou une dégradation de la qualité du faisceau émis. Plusieurs stratégies ont été proposées récemment pour repousser le seuil d'apparition de ces instabilités modales comme la saturation du gain [4], la réduction des défauts quantiques [5], la réduction de l'absorption de la pompe [5] ou l'utilisation d'un système externe permettant de stabiliser le faisceau émis [6].

Dans cette communication, nous proposons une nouvelle approche qui explore comment une architecture aperiodique associée à une structuration indicielle de la zone de gain peut former un nouveau modèle de fibre permettant de garantir une émission monomode pour de plus larges plages de charge thermique, offrant ainsi un réel potentiel pour la montée en puissance. En effet, Ceci est équivalent à une augmentation du seuil d'apparition des instabilités modales et semble une solution pertinente pour la montée en puissance des lasers à fibre.

2. DESCRIPTION DE LA FIBRE APERIODIQUE A LARGE PITCH (FA-LPF)

Plusieurs équipes de recherche ont montré qu'une réduction de la symétrie hexagonale de la gaine microstructurée des fibres VLMA s'avère être un moyen efficace pour améliorer la délocalisation des HOMs sans trop influencer le mode fondamental (FM). Ainsi la plage de tolérance à l'élévation de la charge thermique se retrouve accrue [7]. Dans ce contexte, nous avons récemment proposé une architecture originale d'une fibre VLMA basée sur une rupture complète de la symétrie hexagonale et de la périodicité de la gaine microstructurée (nommée par la suite FA-LPF), structure dérivée des fibres LPF [8]. La section transverse d'une telle fibre FA-LPF est

montrée sur la Fig. 1.a. Le cœur, dopé avec des ions de terres rares, est formé de 19 cellules élémentaires (cf. zones hexagonales rouges sur la Fig. 1.a). Le pitch (Λ) est ici fixé à $45\mu\text{m}$ donnant un diamètre de cœur de $76,5\mu\text{m}$. Contrairement au cas d'une fibre LPF air-silice standard, l'indice de réfraction du cœur actif n'a pas à être égal à celui de la silice pure. La levée de cette contrainte permet ainsi de doper plus fortement le cœur actif en ions de terres rares et donc d'augmenter le gain linéique tout en réduisant la longueur de la fibre. Par contre, le matériau de fond constituant la gaine interne (zone bleue claire sur la Fig. 1.a) doit être dopé passivement afin de surélever son indice et de le faire correspondre à celui du cœur actif. Enfin des inclusions solides bas indice (zones bleues foncées sur la Fig. 1.a) constituent la microstructure de la gaine interne et assurent le confinement du FM tout en délocalisant les HOMs.

La charge thermique accumulée au sein de la fibre (notée 'Q' et exprimée en W/m) modifie le profil d'indice transverse de cette dernière, altérant ainsi sa capacité à délocaliser hors de la zone de gain les HOMs. Il est donc intéressant de déterminer la charge thermique maximale pouvant être supportée par la fibre, *i.e.* permettant de garantir une émission monomode. Dans ce but, le contenu modal de la structure est donc calculé pour une charge thermique Q variable. Nous avons arbitrairement défini un critère numérique permettant de qualifier le caractère monomode du faisceau émis. Celui-ci est satisfait lorsque les deux conditions suivantes sont simultanément remplies : i) le facteur de recouvrement du FM (Γ_{01}) avec le milieu à gain doit être supérieur à 80% et ii) la discrimination modale ($\Delta\Gamma$), correspondant à la différence entre les facteurs de recouvrement avec la zone de gain du FM et du HOM le plus contraignant (*i.e.* le plus confiné dans le cœur) doit être telle que $\Delta\Gamma = \Gamma_{01} - \Gamma_{\text{HOM}} > 30\%$. Le calcul du contenu modal est réalisé en utilisant un solveur de modes électromagnétiques commercial couplé à un modèle numérique simple développé en interne et prenant en compte notamment l'équation de la chaleur par conduction en régime permanent et le coefficient thermo-optique dn/dT de la silice (les paramètres choisis sont identiques à ceux employés dans la référence [9]). La figure 1.b présente les évolutions d'une part de Γ_{01} et d'autre part de $\Delta\Gamma$ pour une charge thermique Q variant de 0 à 160W/m . La longueur d'onde de travail est ici de $1,03\mu\text{m}$ (correspondant à un dopage ytterbium du cœur). Il apparaît que l'augmentation de la charge thermique s'accompagne d'un accroissement du recouvrement avec la zone de gain du FM et du HOM le plus critique, ce qui induit progressivement une chute de la discrimination modale $\Delta\Gamma$. On constate alors que le critère fixé pour garantir une propagation monomode est satisfait tant que $Q < 38\text{W/m}$. Cette valeur de charge thermique peut donc être définie, pour la structure FA-LPF étudiée ici, comme le seuil du régime multimode, seuil au-delà duquel l'apparition des TMI devient favorable et conduit à une dégradation du faisceau émis.

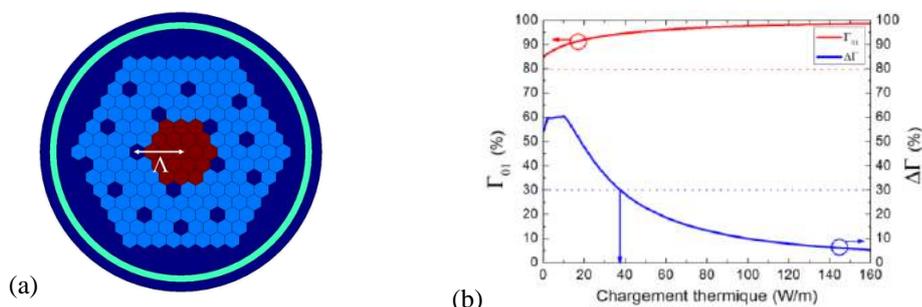


Fig.1 : (a) Section transverse de la fibre FA-LPF modélisée ici ($\Lambda = 45\mu\text{m}$). (b) Evolution des paramètres Γ_{01} (courbe rouge) et $\Delta\Gamma$ (courbe bleue) pour une charge thermique variable. La longueur d'onde de travail est fixée à $1,03\mu\text{m}$.

3. PRE-COMPENSATION DU CHANGEMENT INDICIEL INDUIT PAR LES EFFETS THERMIQUES

Pour garantir une émission monomode pour de plus larges plages de charge thermique, nous proposons une stratégie qui consiste à explorer comment une modulation de l'indice de réfraction du milieu à gain peut être utilisée afin de pré-compenser la modification du profil d'indice induite par la charge thermique. En prenant comme point de départ la structure FA-LPF décrite précédemment, plusieurs architectures de fibre ont été explorées. Dans ces dernières, certaines des 19 cellules hexagonales élémentaires composant le cœur actif ont été abaissées en indice d'une quantité $\Delta n = 1 \times 10^{-4}$ (montrées en jaune sur la Figure 2.a). Les structures proposées sont nommées FA-LPF-n avec n le nombre d'inclusions abaissées en indice dans le cœur. Par exemple, la structure FA-LPF-19 correspond à une fibre FA-LPF dont le cœur est entièrement enterré d'une quantité

$\Delta n = 1 \times 10^{-4}$ par rapport au matériau de fond constituant la gaine interne. Pour chacun des modèles étudiés, le contenu modal a été calculé pour une charge thermique Q variant de 0 à 200W/m. La figure 2.a résume les résultats obtenus en montrant, pour chaque structure de fibre, la plage de chargement thermique tolérée pour laquelle une propagation monomode peut être conservée (symbolisée par une flèche). Cette dernière est délimitée par deux bornes notées ' Q_{\min} ' et ' Q_{\max} ' découlant directement du critère numérique explicité dans la section précédente : i) Q_{\min} est la charge thermique minimale assurant un confinement suffisant, donc une amplification efficace, pour le FM ($\Gamma_{01} > 80\%$), ii) Q_{\max} est la charge thermique maximale permettant de garantir une propagation monomode ($\Delta\Gamma > 30\%$). Comme cela a été montré dans la section précédente, la fibre FA-LPF tolère un chargement thermique s'étendant de 0W/m jusqu'à 38W/m ($\Delta Q = Q_{\max} - Q_{\min} = 38\text{W/m}$). A titre de comparaison, la structure FA-LPF-5 permet d'étendre fortement cette plage de fonctionnement (allant maintenant de 0W/m jusqu'à 60W/m), ce qui démontre la pertinence de la stratégie suivie pour augmenter le seuil d'apparition des TMI. On constate que certains des modèles étudiés ici n'autorise pas un fonctionnement optimum pour de faibles valeurs de Q mais permettent au contraire d'assurer une propagation monomode pour des charges thermiques élevées (correspondant à des niveaux de puissances moyennes importants). Ceci démontre la versatilité des structures proposées. Ce point sera discuté en détail durant la présentation. Les moyens de fabrication de ces structures ainsi que les tolérances aux variations d'indice seront également discutés.

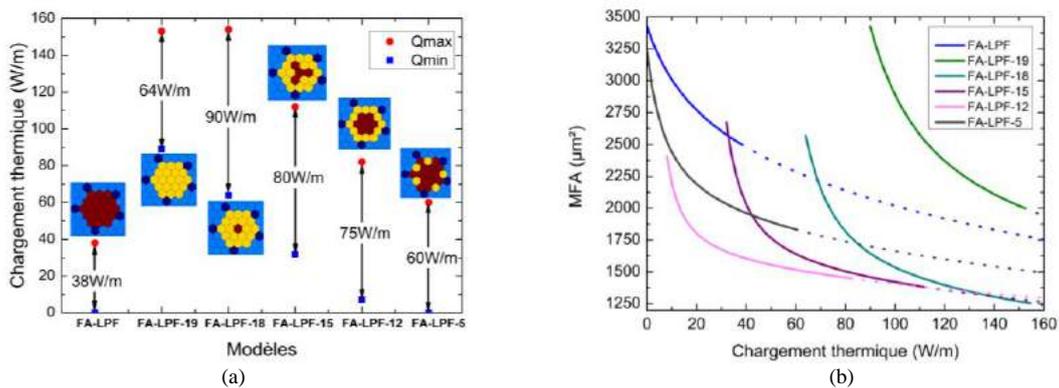


Fig.2 : (a) Représentation graphique de la plage de chargement thermique pouvant être supportée par les différentes structures de fibre proposées, i.e. permettant de garantir une émission monomode. Pour chaque modèle, un zoom sur le cœur actif est montré. (les cellules hexagonales élémentaires en jaune représentent la zone de gain ayant un indice abaissé de 1×10^{-4} en comparaison avec les cellules en rouge). (b) Evolution du MFA calculé pour les différentes structures en fonction de la charge thermique (la longueur d'onde de travail est de $1,03\mu\text{m}$). Le tracé en trait plein correspond à la plage de chargement thermique où une propagation monomode est assurée.

La figure 2.b montre l'évolution de l'aire effective du FM (notée MFA) calculée à $1,03\mu\text{m}$ dans les différentes structures étudiées pour une charge thermique variant de 0 à 160W/m. Comme attendu, la variation quadratique de l'indice du cœur actif induit par l'augmentation de la charge thermique conduit à une diminution de la valeur du MFA dans toutes les structures proposées. Un compromis doit donc être trouvé entre la charge thermique à laquelle la fibre est exposée, i.e. la puissance moyenne à laquelle l'utilisateur souhaite employer la fibre et la variation du MFA que l'utilisateur est prêt à accepter.

4. Conclusion

Nous présentons ici diverses architectures de fibre permettant d'étendre la plage de chargement thermique pour laquelle une émission monomode est possible. Durant la conférence, des résultats équivalents seront également discutés en considérant un cœur dopé thulium ($\lambda = 2\mu\text{m}$).

5. Références

- [1] T. T. Alkeskjold *et al*, Opt. Express, **19**, 7398–7409. (2011)
- [2] J. Limpert *et al*, Light: Science & Applications 1, e8. (2012)
- [3] H-J. Otto *et al*, Opt. Express, **23**, 15265–15277. (2015)
- [4] A. V. Smith *et al*, Opt. Express, **21**, 15168–15182. (2013)
- [5] C. Jauregui *et al*, Opt. Express, **21**, 19375–19386. (2013)
- [6] H. Otto *et al*, Opt. Express, **21**, 17285–17298. (2013)
- [7] F. Stutzki *et al*, Optica, **1**, 233–242. (2014)
- [8] R. Dauliat *et al*, OSA conference, ASSL, paper AW2A.(2015)
- [9] E. Coscelli *et al*, IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron, **22**, 1–8. (2016)

Performances de nouveaux codes hybrides à deux dimensions MPS/ZCC dans un système CDMA optique temps/ longueur d'onde

Chahinaz Kandouci¹, Djebbari Ali¹, Didier Erasme²

Laboratoire de télécommunications et de traitement numérique du signal, Université Djillali Liabes
22000, Sidi Bel Abbes, Algérie

LTCl, CNRS, Télécom ParisTech, Université Paris-Saclay, 75013, Paris, France

RÉSUMÉ

Dans cet article, nous étudions les performances de nouveaux codes hybrides bidimensionnels dans un système OCDMA temps/longueur d'onde tout optique. Dans cette méthode de construction, les séquences premières modifiées (modified prime sequence MPS) sont utilisées pour l'étalement temporel et les codes à corrélation croisée nulle (zero cross correlation ZCC) sont utilisés pour le choix des signatures spectrales des différents utilisateurs. L'implémentation de ces nouveaux codes dans le système OCDMA montre de bonnes performances ($BER \leq 10^{-9}$, $Q \geq 6$).

MOTS-CLEFS : OCDMA, Codes Hybrides, Temps/Longueur d'onde.

1. INTRODUCTION

Dans les systèmes OCDMA, les canaux des différents utilisateurs ne sont pas différenciés par leur longueur d'onde ou par leur créneau temporel, mais par un code (temporel ou spectral) distinct [1]. Le choix de ce code implique l'utilisation d'un récepteur approprié afin de distinguer l'information des différents utilisateurs. Le codage temporel à une dimension (1-D) [2], [4] a été l'une des premières approches CDMA optiques. Dans ce schéma, de courtes impulsions optiques sont retardées à l'aide de lignes à retard à fibre optique pour former un mot de code. Le récepteur doit inverser ces retards pour former un pic d'auto-corrélation. Facile à mettre en œuvre, ce système souffre d'une faible tolérance aux interférences d'accès multiple. Le codage spectral (SAC-OCDMA), quant à lui, consiste à attribuer à chaque utilisateur une combinaison distincte de longueurs d'ondes appelée signature spectrale [5]-[8]. Cette technique a montré de meilleurs performances que la précédente. Elle nécessite cependant la consommation d'une large bande spectrale pour un nombre d'utilisateurs réduit. C'est dans le but de dépasser ces limitations du codage en une dimension que l'idée du codage bidimensionnel est née permettant une plus grande flexibilité lors de la conception des codes et par conséquent l'accès à un plus grand nombre d'utilisateurs.

2. SYSTÈME ÉTUDIÉ

A l'émission, une source optique, composée d'un groupe de lasers, génère le groupe requis de w impulsions. Chaque bit de durée t_b (égal à l'inverse du débit binaire) est subdivisé en S créneaux temporels de durée $\tau = \frac{t_b}{S}$ susceptibles d'accueillir une impulsion optique de durée τ comme indiqué sur la figure 1. La position des impulsions actives et leur longueur d'onde sont déterminées par un système de codes décrit ci-dessous et spécifique à chaque utilisateur. Suivant un mode de modulation par les données de type tout-ou-rien (ON-OFF Keying, OOK), les bits à zéro sont caractérisés par l'absence complète d'impulsion.

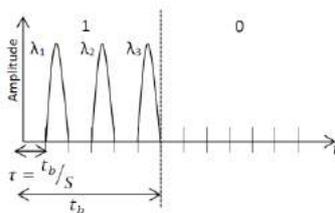


Fig. 1 : Principe du système OCDMA 2D -Temps/Longueur d'onde

Chaque bit de données "1" comprend w impulsions optiques positionnées à un temps [12]:

$$t_j = j \times \tau \tag{1}$$

après le début du bit où j est compris entre 1 et $S-1$ et est défini en utilisant les codes MPS [13].

Le récepteur OCDMA 2-D temps/longueur d'onde devra regrouper les impulsions d'un même bit à l'aide de lignes à retard dont les retards t'_j sont calculés comme suit :

$$t'_j = (S - 1 - j) \tag{2}$$

Le but est de déplacer le pic du maximum d'autocorrélation sur le dernier créneau temporel du temps bit lors de l'opération de décodage. Chaque bit de données est recouvré à la réception après une conversion optique/électrique.

3. CONSTRUCTION DES CODES HYBRIDES UTILISÉS

Les codes proposés sont obtenus en combinant les codes MPS [13] (séquences première modifiées) pour l'étalement temporel et les codes ZCC [9]-[11] (zero cross correlation) pour le choix des longueurs d'ondes des impulsions. Les nouveaux codes obtenus de poids w ont une cardinalité de $N \times p^2$ où N représente la cardinalité des codes 1D-ZCC et p est le nombre premier choisi pour la génération des séquences MPS. λ_a et λ_c représentent respectivement l'auto et l'inter-corrélation des codes obtenus avec $\lambda_a=1$ et $\lambda_c \leq w - 1$. La condition principale afin de pouvoir obtenir ces codes hybrides est que le poids des codes 1D-ZCC " w " soit égal au nombre premier " p " utilisé pour la génération des séquences MPS ($p = w$). Les codes 2D temps/longueur d'onde obtenus pour $p = w = 3$ sont représentés dans le tableau 1.

Tab. 1 : Codes 2D pour $p = w = 3$

$S_{00}C_1$	$\lambda_1 00 \lambda_3 00 \lambda_9 00$	$S_{10}C_1$	$\lambda_9 000 \lambda_3 000 \lambda_1$	$S_{20}C_1$	$\lambda_1 00 00 \lambda_3 0 \lambda_9 0$
$S_{00}C_2$	$\lambda_2 00 \lambda_6 00 \lambda_5 00$	$S_{10}C_2$	$\lambda_5 000 \lambda_6 000 \lambda_2$	$S_{20}C_2$	$\lambda_2 00 00 \lambda_6 0 \lambda_5 0$
$S_{00}C_3$	$\lambda_4 00 \lambda_{12} 00 \lambda_{10} 00$	$S_{10}C_3$	$\lambda_{10} 000 \lambda_{12} 000 \lambda_4$	$S_{20}C_3$	$\lambda_4 00 00 \lambda_{12} 0 \lambda_{10} 0$
$S_{00}C_4$	$\lambda_8 00 \lambda_{11} 00 \lambda_7 00$	$S_{10}C_4$	$\lambda_7 000 \lambda_{11} 000 \lambda_8$	$S_{20}C_4$	$\lambda_8 00 00 \lambda_{11} 0 \lambda_7 0$
$S_{01}C_1$	$0 \lambda_9 00 \lambda_3 00 \lambda_1 0$	$S_{11}C_1$	$0\lambda_1 000\lambda_3 \lambda_9 00$	$S_{21}C_1$	$0 \lambda_9 0 \lambda_3 00 00 \lambda_1$
$S_{01}C_2$	$0 \lambda_5 00 \lambda_5 00 \lambda_2 0$	$S_{11}C_2$	$0\lambda_2 000 \lambda_6 \lambda_5 00$	$S_{21}C_2$	$0 \lambda_5 0 \lambda_6 00 00 \lambda_2$
$S_{01}C_3$	$0 \lambda_{10} 00 \lambda_{12} 00 \lambda_4 0$	$S_{11}C_3$	$0\lambda_4 000 \lambda_{12} \lambda_{10} 00$	$S_{21}C_3$	$0 \lambda_{10} 0 \lambda_{12} 0000 \lambda_4$
$S_{01}C_4$	$0 \lambda_7 00 \lambda_{11} 00 \lambda_8 0$	$S_{11}C_4$	$0\lambda_8 000 \lambda_{11} \lambda_7 00$	$S_{21}C_4$	$0 \lambda_7 0 \lambda_{11} 0000 \lambda_8$
$S_{02}C_1$	$00\lambda_1 00 \lambda_3 00 \lambda_9$	$S_{12}C_1$	$00 \lambda_9 \lambda_3 00 0 \lambda_1 0$	$S_{22}C_1$	$00\lambda_1 0 \lambda_3 0 \lambda_9 00$
$S_{02}C_2$	$00\lambda_2 00 \lambda_6 00 \lambda_5$	$S_{12}C_2$	$00 \lambda_5 \lambda_6 00 0 \lambda_2 0$	$S_{22}C_2$	$00\lambda_2 0 \lambda_6 0 \lambda_5 00$
$S_{02}C_3$	$00\lambda_4 00 \lambda_{12} 00 \lambda_{10}$	$S_{12}C_3$	$00 \lambda_{10} \lambda_{12} 000 \lambda_4 0$	$S_{22}C_3$	$00\lambda_4 0 \lambda_{12} 0 \lambda_{10} 00$
$S_{02}C_4$	$00\lambda_8 00 \lambda_{11} 00 \lambda_7$	$S_{12}C_4$	$00 \lambda_7 \lambda_{11} 000 \lambda_8 0$	$S_{22}C_4$	$00\lambda_8 0 \lambda_{11} 0 \lambda_7 00$

4. PERFORMANCES DU SYSTEME

La structure d'un système 2D-OCDMA temps/longueur d'onde sous le logiciel Optisystem est présentée dans la figure 2.

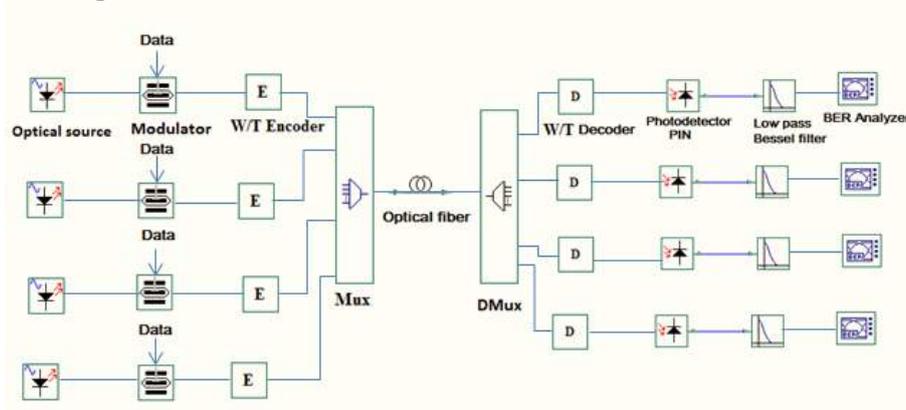


Fig. 2 : Structure d'un système 2D-OCDMA temps/longueur d'onde sous le logiciel Optisystem

La figure 3 montre diagramme de l'œil (noir) et le facteur Q en fonction de l'instant de décision (rouge) simulés pour une transmission à 1.25 Gbits/s sur 30 km après décodage. Le facteur Q de 8.3 obtenu correspond à un taux d'erreur binaire théorique de 4×10^{-17} . Les paramètres de la liaison pour

des longueurs d'onde autour de 1550nm sont les suivants : atténuation = 0.2 dB/km; dispersion = 18 ps/nm/km; courant d'obscurité des photodiodes = 5 nA; bruit thermique = 1.8×10^{-23} W/Hz.

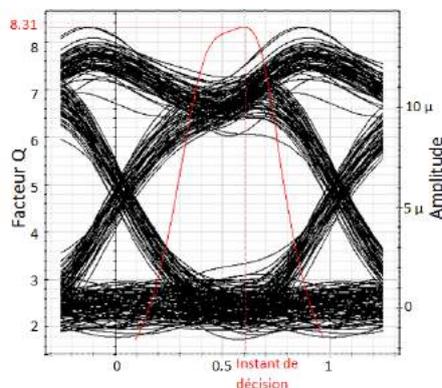


Fig. 3 : Performances du système 2D-OCDMA sous Optisystem

CONCLUSION

Les résultats de la simulation prouvent le succès de l'implémentation des codes hybrides proposés ($BER \leq 10^{-9}$, $Q \geq 6$) dans le système 2D-OCDMA. L'ouverture du diagramme de l'œil prouve également la résistance du système au bruit.

REFERENCES

- [1] J.Hernandez , J.Mendez , “Simple Robust Receiver Structure for Gigabit Ethernet O-CDMA Using Matrix Codes”, IEEE Journal of Lightwave Technology 23 (10), (2005) 3105 - 3110 .
 - [2] Nasaruddin , T.Tsujioaka , “A Code Reconfiguration Design for Two Dimensional OCDMA System to Enhance Security” IEEE Conference publication WOCN, (2007) pp. 1-5.
 - [3] S.Sun , H.Ying , “A New Family of 2-D Optical Orthogonal Codes and Analysis of Its Performance in Optical CDMA Access Networks ” , IEEE Journal of Lightwave Technology 24 (4), (2006) 1646 - 1653 .
 - [4] E.S.Shivaleela , T. Srinivas , “ Construction of Wavelength/Time Codes for Fiber-Optic CDMA Networks ” , IEEE Journal of Lightwave Technology 13 (5), (2007) 1370 - 1377 .
 - [5] G.C. Yang , Wing. C. Kwong , “ Performance analysis of optical CDMA with prime codes” , IEEE Electronics Letters 31 (7), (1995) 569-570.
 - [6] Wing. C. Kwong, P. A. Perrier, and P. R. Prucnal , “Performance comparison of asynchronous and synchronous code-division multiple-access techniques for fiber-optic local area networks”, IEEE Trans. on Communications 39 (11), Nov. 1991, 1625-1634.
 - [7] W.Kwong, J.G.Zhang, “2n prime-sequence code and its optical CDMA coding architecture”, Electronicsletters 30 (6), (1994) 509 - 510.
 - [8] J.G. Zhang , W. C. Kwong , “Effective design of optical code-division multiple access networks by using the modified prime code” , IEEE Electronics Letters 33 (3), (1997), 229- 230.
 - [9] A.Garadi, A.Djebbari, “New technique for construction of zero cross correlation code” Optik, Int J.Light Electron Opt 123 (15) (August) (2012) pp.1382-1384.
 - [10] A.Djebbari, A.Garadi, Dayoub I., Taleb-Ahmed A, “A New Code Construction with Zero Cross Correlation Based on BIBD”, International Journal for Light and Electron Optik 124(18) (September) (2013) 3419-3421.
 - [11] T.Hussein Abd, S.A.Aljunid, “Developpement of a new code family based on SAC-OCDMA system with large cardinality for OCDMA network”, Optical Fiber Technology 17(4) (July) (2011) 273-280.
 - [12] T.Ohtsuki , I.Sasase , “Direct-Detection Optical Synchronous CDMA Systems with Double Optical Hard-Limiters Using Modified Prime Sequence Codes” , IEEE Journal on selected areas in communications 14 (9), (1996) 1879 – 1887.
- E. S. Shivaleela, A. Selvarajan, “Two-Dimensional Optical Orthogonal Codes for Fiber-Optic CDMA Networks”, IEEE Journal of Lightwave Technology 23 (2) (2005) 647-654.

VERS UNE FIBRE MONOMODE POLARISANTE A MODE FONDAMENTAL APLATI DE DIAMETRE 30 μM

P. Gouriou^{1,2}, F. Scol^{1,2}, C. Valentin¹, Y. Quiquempois¹, L. Bigot¹, O. Vanvincq¹, E. Hugonnot², G. Bouwmans¹

¹ Univ. Lille, CNRS, UMR8523 – PhLAM - Physique des lasers Atomes et Molécules, F-59000 Lille France

² Commissariat à l'Energie Atomique et aux Énergies Alternatives, Centre d'Etudes Scientifiques et Techniques d'Aquitaine, 15 avenue des Sablières, CS 60001, 33116 Le Barp Cedex, France

pierre.gouriou@ed.univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons un design de fibre monomode polarisante délivrant un mode plat de 30 μm de diamètre grâce à l'ajout de résonateurs dans la gaine.

MOTS-CLEFS : *Fibre microstructurée; Fibre large cœur; Biréfringence; Mode fondamental aplati*

1. INTRODUCTION

Les amplificateurs et lasers fibrés sont de nos jours très répandus notamment dans le milieu industriel et académique. Ceux-ci connaissent un essor considérable du fait de leurs avantages intrinsèques tel que leur compacité, leur stabilité dans le temps, une bonne dissipation thermique, leur facilité d'utilisation, etc. Habituellement, ces fibres délivrent un mode spatial quasi-gaussien, efficace pour un bon nombre d'applications. Mais certaines d'entre elles, telles que l'ablation de tissus biologique ou lors de l'amplification dans les lasers de puissance type Laser Megajoule, nécessitent une mise en forme spatiale du mode et plus particulièrement un mode aplati permettant de délivrer une intensité homogène sur cible. Il existe déjà de nombreuses techniques de mise en forme spatiale de modes qui soit par leurs fortes pertes, soit par leur faible profondeur de champ ne sont pas optimales. De ce fait, la solution idéale serait d'utiliser une fibre monomode délivrant un mode aplati. Un tel design de fibre a été proposé par Ghatak et al. en 1999 [1], quelques réalisations ont suivi [2-5] avec, comme dernière en date, une fibre monomode à maintien de polarisation délivrant un mode plat de 18.8 μm de diamètre [5]. Tous ces résultats sont de grandes avancées pour l'utilisation de ces fibres dans le domaine des lasers de puissance, mais pour pleinement satisfaire aux besoins tels que pour le marquage, la découpe ou le traitement de surface, une tenue au flux et une montée en puissance est requise. Pour se faire, il est nécessaire d'augmenter l'aire effective du mode plat tout en gardant le caractère monomode et le contrôle de la polarisation. Il apparaît naturellement des complications pour préserver notamment ce caractère monomode. Des solutions ont été apportées dans des fibres à très grand cœur (fibre LMA) basées sur la délocalisation des modes d'ordre supérieur [6-8]. Nous proposons donc une étude numérique proposant un design permettant l'obtention d'une fibre mode plat à maintien de polarisation, monomode et à grande aire effective. Nous commencerons cette étude par présenter un design de fibre faiblement multimode permettant d'obtenir un mode plat à 1050 nm avec un diamètre de mode de 30 μm . Ensuite nous inclurons des résonateurs et des barreaux de contraintes dans la gaine microstructurée pour obtenir le caractère monomode et le maintien de polarisation.

2. D'UNE FIBRE FAIBLEMENT MULTIMODE A UNE FIBRE MONOMODE AVEC UN MODE FONDAMENTAL APLATI DE 30 μM DE MFD

Pour obtenir une fibre délivrant un mode fondamental (MF) plat à 1050 nm faiblement multimode, nous nous basons sur le même design décrit dans la Ref 3. Mais cette fois-ci, le cœur est composé de silice type F300 avec un indice de 1.4498 (identique à la silice de la gaine) et d'un diamètre de 30 μm , d'un anneau de silice dopée germanium d'une épaisseur de 710 nm et d'un indice de 2×10^{-3} au-dessus de l'indice du cœur. Enfin, la gaine est composée de trous d'air dans une matrice

de silice avec un pas (Λ) de 11.6 μm et un rapport diamètre de trou sur Λ de 0.08 nous permettant de ne guider que le mode fondamental et le premier mode d'ordre supérieur (LP₁₁).

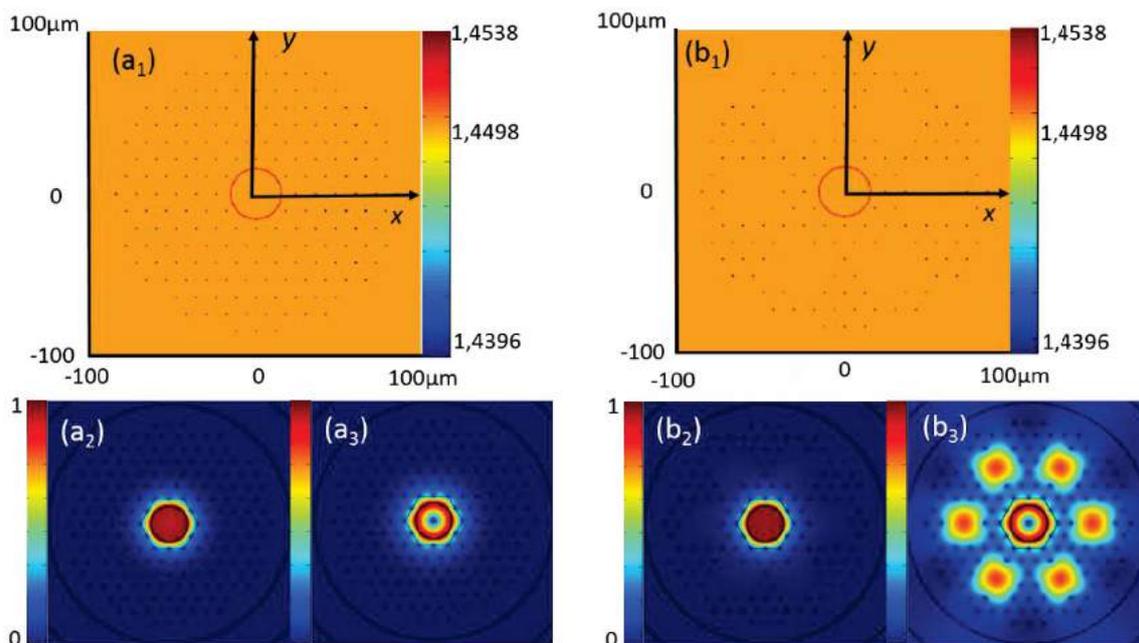


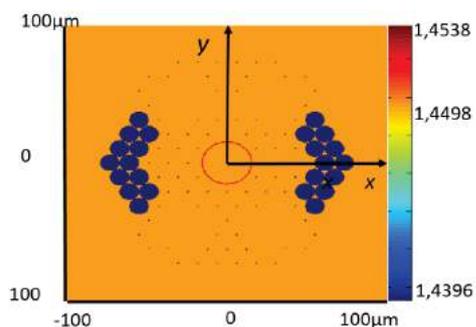
Figure 1:(a₁, a₂, a₃,) respectivement le profil d'indice de la fibre sans résonateur, le profil 2D de l'intensité du mode fondamental et le profil 2D du 1^{er} mode d'ordre supérieur, (b₁, b₂, b₃) respectivement le profil d'indice de la fibre avec résonateurs, le profil 2D de l'intensité du mode fondamental et le profil 2D du 1^{er} mode d'ordre supérieur.

La figure 1 (a₁, a₂, a₃) représente le profil d'indice de la fibre sans résonateur et le profil des modes guidés correspondant (n'est représenté qu'un mode fondamental sur les deux et un seul LP₁₁ sur les quatre) calculé par la méthode des éléments finis grâce au logiciel Comsol Multiphysics® auquel on y ajoute une couche absorbante adaptée pour calculer les pertes. Le MF ne subit pas de pertes de confinement et les pertes des LP₁₁ sont d'environ de 4×10^{-4} dB/m. Ces pertes étant vraiment faibles et ne guidant pas de modes supplémentaires, on peut dire que cette fibre est légèrement multimode.

Pour rendre cette fibre monomode, nous proposons d'introduire des résonateurs dans la gaine microstructurée pour coupler le mode fondamental de ces résonateurs avec le LP₁₁ guidé dans le cœur de la fibre. Le choix de la taille des résonateurs s'est fait dans un premier temps en calculant l'indice effectif du MF du résonateur seul et en le comparant avec l'indice effectif du premier mode d'ordre supérieur guidé dans la fibre. Après avoir trouvé qu'un défaut de 8 (remplacer 8 trous d'air par 8 plots de silice) était le nombre optimal pour la résonance, plusieurs tests ont été effectués pour en optimiser la forme.

Sur la figure 1 (b₁, b₂, b₃), nous pouvons voir le contenu modal du design de la fibre comprenant 6 résonateurs de défauts de 8 inclus dans la gaine. Nous remarquons que le MF aplati n'est pas perturbé par la résonance alors que le mode d'ordre supérieur est couplé avec les résonateurs. A noter que les pertes des LP₁₁ sont augmentées et atteignent 20 dB/m. On peut donc dire que cette fibre à un comportement monomode.

Enfin nous avons introduit des barreaux de contrainte composés de silice dopée bore à la place de 2 des 6 résonateurs (cf Figure 2) pour induire des contraintes mécaniques et ainsi créer une biréfringence



permettant de contrôler la polarisation de la lumière dans cette fibre. Pour ce faire, nous avons implémenté au code existant la prise en compte des contraintes mécaniques induisant une modification anisotrope de l'indice de refraction dans la fibre. Le contenu modal est simulé à partir du nouveau profil d'indice calculé.

Figure 2: Profil d'indice de la fibre avec barreaux de silice dopée bore et avec résonateurs sans prendre en compte les contraintes dans le logiciel

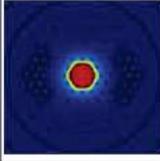
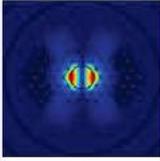
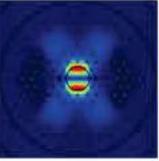
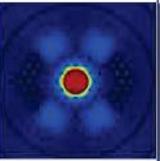
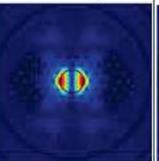
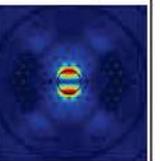
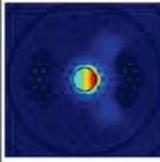
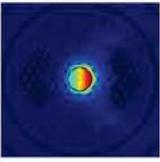
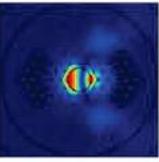
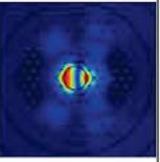
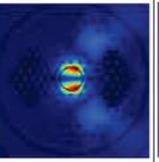
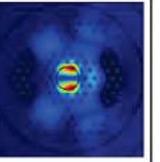
	MFx	HOMAx	HOMBx	MFy	HOMAy	HOMB_y
Fibre droite						
neff	1,450502	1,450407	1,450403	1,450382	1,450283	1,450289
CL (dB/m)	0	0,086	0,44	1,37	1,85	5,13
	MFx	MFy	HOMAx	HOMAy	HOMBx	HOMB_y
Fibre Courbée R=30cm						
neff	1,450515	1,450394	1,450403	1,450278	1,450407	1,450295
CL (dB/m)	0,64	1,07	8,48	11,77	42,42	51,12

Figure 3: Tableau indiquant le contenu modal de la fibre avec le profil 2D, l'indice effectif et les pertes par confinement pour une fibre droite et courbée avec un rayon de 30 cm

La figure 3 montre que les pertes des premiers modes d'ordre supérieur sont fortement diminuées par rapport au cas de la figure 1. Cela s'explique par leur meilleur confinement dû au faible indice de la silice dopée bore des barreaux de contrainte, ajouté à cela la suppression de deux résonateurs en faveur de ces dits barreaux. Ceci n'est critique seulement pour les modes LP_{11} polarisés selon x dans le cas de la fibre droite, dont les pertes ne sont plus négligeables. Il est intéressant de remarquer que l'on trouve un comportement polarisant (le mode fondamental polarisé selon y présente des pertes très importantes). Dans le cas d'une courbure de 30 cm, cette fibre devient monomode et les pertes du MFy diminuent du fait de la perte de la résonance (augmentation de l'indice des résonateurs lors de la courbure). Selon la longueur de fibre utilisée, elle peut être soit polarisante, soit à maintien de polarisation avec une biréfringence de groupe de 1.2×10^{-4} .

CONCLUSION

Nous avons proposé un design de fibre permettant d'obtenir un profil d'intensité homogène avec un comportement monomode et polarisant. Cette étude numérique met en avant une solution originale permettant de s'affranchir des modes d'ordre supérieur en ajoutant dans la gaine microstructurée des résonateurs.

REFERENCES

- [1] A. K. Ghatak, I. C. Goyal, and R. Jindal, "Design of waveguide refractive index profile to obtain flat modal field," Proc. SPIE 3666, 40–44, 1999.
- [2] J. W. Dawson, R. Beach, I. Jovanovic, B. Wattellier, Z. M. Liao, S. A. Payne, and C. P. J. Barty "Large flattened mode optical fiber for reduction of non-linear effects in optical fiber lasers," Proc. SPIE 5335, 132–139, 2004.
- [3] C. Valentin, P. Calvet, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, L. Bigot, Q. Coulombier, M. Douay, K. Delplace, A. Mussot and E. Hugonnot, "Top-hat beam output of a single-mode microstructured optical fiber: Impact of core index depression," Opt. Express 21, 23250, 2013.
- [4] P. Calvet, C. Valentin, P. Gouriou, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, L. Bigot, Q. Coulombier, M. Douay, R. Habert, K. Delplace, A. Mussot, and E. Hugonnot, "Top-Hat beam output with 100 μ J temporally-shaped narrow-bandwidth nanosecond pulses from a linearly polarized all-fiber system," Opt. Lett. 39, 4780, 2014.
- [5] P. Gouriou F. Scol, B. Sevigny, C. Valentin, Y. Quiquempois, L. Bigot, R. Habert, A. Cassez, O. Vanvincq, E. Hugonnot and G. Bouwmans, "Polarization maintaining single-mode fiber delivering a flat top intensity profile," Opt. Express, vol. 23, 32496, 2015.
- [6] J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, and A. Tünnermann, "Yb-doped large-pitch fibres: effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation," Light Sci. Appl., 1, .8, 2012.
- [7] J.-P. Yehouessi, A. Baz, L. Bigot, G. Bouwmans, O. Vanvincq, M. Douay, and Y. Quiquempois, "Design and realization of flexible very large mode area pixelated Bragg fibers.," Opt. Lett., 40, 363, 2015.
- [8] A. Baz, L. Bigot, G. Bouwmans, and Y. Quiquempois, "Single-mode, large mode area, solid-core photonic bandgap fiber with hetero-structured cladding," J. Light. Technol., 31, 830, 2013.

COMBINAISON COHERENTE D'UNE BARRETTE DE DIODES LASER EN CAVITE INTERFEROMETRIQUE

G. Schimmel¹, I. Doyen¹, S. Janicot¹, M. Hanna¹, P. Georges¹, G. Lucas-Leclin¹, J. Decker², P. Crump², G. Erbert², U. Witte³, M. Traub³

¹ Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris Saclay, Palaiseau, France

² Ferdinand-Braun-Institut, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik, Berlin, Germany

³ Fraunhofer-Institut für Lasertechnik, Aachen, Germany

gaille.lucas-leclin@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous décrivons une architecture de cavité interférométrique conçue pour la mise en phase d'une barrette de cinq diodes laser à section évasée, particulièrement adaptée pour ce type de lasers de forte luminance spatiale. La cavité étendue, placée sur la face arrière des émetteurs, utilise un réseau de phase à profil continu pour la séparation et la combinaison des faisceaux. Une puissance optique de 12 W est extraite dans un fonctionnement cohérent de la barrette. La superposition cohérente des faisceaux est alors mise en place en face avant, montrant une efficacité de combinaison atteignant jusqu'à 78% et une puissance optique de 7,5 W.

MOTS-CLEFS : *combinaison cohérente ; diode laser ; cavité externe.*

1. INTRODUCTION

La diode laser représente la technologie la plus efficace pour convertir l'énergie électrique en lumière laser. Dans le cadre du projet européen BRIDLE (FP 7, 314719), nous nous intéressons particulièrement aux applications des diodes pour l'usinage de métaux. Cependant ces applications requièrent une forte luminance des sources – à la fois une bonne qualité spatiale du faisceau et de la puissance, ce qui n'est pas encore disponible avec les diodes laser. La combinaison de diodes laser de forte luminance semble une option intéressante pour augmenter la puissance optique disponible tout en gardant une très bonne qualité de faisceau. En particulier, la combinaison cohérente utilise la superposition de faisceaux individuels par interférences constructives, conduisant à un unique faisceau de forte puissance avec des qualités spatiales et spectrales excellentes [1]. Différentes approches ont déjà été étudiées dans la littérature, que l'on peut distinguer comme actives – nécessitant un asservissement de phase, ou passives [2].

Dans la suite, nous nous intéressons à une architecture passive, auto-organisée, utilisant une cavité laser étendue placée en face arrière des émetteurs afin d'assurer leur mise en phase. La superposition cohérente des faisceaux est obtenue en face avant. Les différents émetteurs se comportent alors comme un même milieu à gain échantillonné. Cette architecture a déjà été appliquée à deux émetteurs [3], et a démontré une efficacité électrique-optique globale proche de 30%, ainsi qu'un fonctionnement cohérent en phase à fort courant permettant une extraction de puissance optique élevée. Nous étendons ici cette technique à une barrette de cinq émetteurs à section évasée, dans une cavité interférométrique utilisant un réseau de phase comme séparateur et combineur de faisceaux.

2. DESCRIPTION DES EMETTEURS A SECTION EVASEE

Les émetteurs utilisés ont une géométrie évasée, composés d'une section droite large de 5 μm sur 2 mm de long qui assure une bonne qualité spatiale du faisceau émis et d'une section évasée procurant un fort gain. Ils émettent autour de $\lambda = 976$ nm. L'architecture en face arrière utilisée est particulièrement adaptée pour ce type de laser qui ne supporte pas de retours optiques en face avant

(côté évasé), pouvant entraîner l'endommagement du milieu à gain. La facette avant (côté évasé) possède une réflectivité de 0,5%, suffisante pour autoriser l'effet laser – et constituera la face de sortie de la cavité ; la facette arrière (côté droit) possède un traitement antireflet $R < 0,1\%$ afin de supprimer tout effet de sous-cavité laser.

L'expérience est réalisée avec une barrette de cinq émetteurs évasés au pas de 1 mm. La barrette est soudée sur un dissipateur thermique en cuivre spécifiquement conçu pour autoriser l'accès aux deux facettes tout en assurant une bonne évacuation de la charge thermique. Chaque section, droite et évasée, possède un contact électrique individuel. La collimation de l'axe rapide, dans la direction perpendiculaire à la jonction, est assurée par une lentille cylindrique commune (FAC) de distance focale 0,6 mm.

3. FONCTIONNEMENT COHERENT DE LA BARRETTE

La cavité laser étendue conçue pour assurer la mise en phase des émetteurs est placée sur l'arrière de la barrette; elle est fermée par un miroir haute réflexion (HR). Sa description est fournie sur la figure 1. L'élément clé de la cavité est un réseau de phase continu (DOE) conçu pour la combinaison et la séparation de cinq faisceaux laser en un, et inversement [4].

Le DOE combine de manière efficace les faisceaux uniquement si ils sont cohérents et dans le bon état de phase. Sinon, chacun fonctionne de manière indépendante et est diffracté dans cinq ordres de diffraction principaux. Étant donné qu'un seul de ces ordres de diffraction est le long de l'axe optique et réfléchi grâce au miroir HR, la transmission de puissance par passage à travers le DOE sera d'environ $1/5$, correspondant à une transmission aller-retour de l'ordre $(1/5)^2$ à travers la cavité étendue. L'effet est équivalent si les émetteurs sont cohérents, mais dans un mauvais état de phase. Par conséquent, dans les deux cas le seuil laser augmente significativement. Or le système tend à produire un effet laser dans le mode présentant le moins de pertes, la cavité étendue favorise ainsi le fonctionnement cohérent de la barrette avec l'état de phase approprié pour une combinaison efficace à l'intérieur de la cavité.

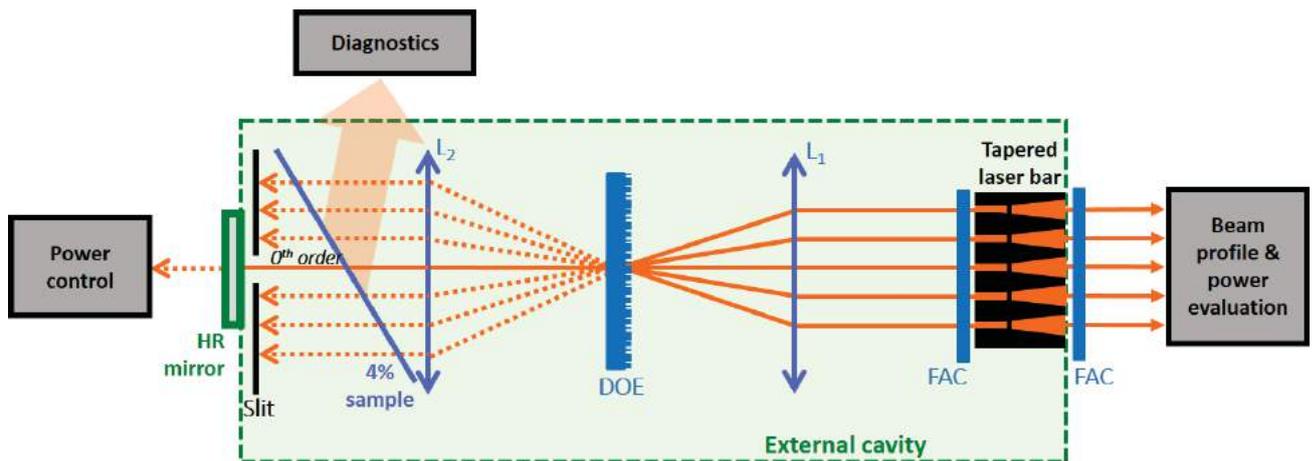


Fig. 1 : Montage expérimental pour la mise en phase de la barrette laser. La cavité étendue est formée entre le miroir HR et les facettes avant des émetteurs. FAC : lentille cylindrique de collimation de l'axe rapide ; DOE : réseau de phase ; $L_{1,2}$: doublets de focale 80 mm.

La mise en phase est observée expérimentalement jusqu'à des courants de section évasée de 5 A par émetteur, procurant une puissance optique extraite en face avant de 12 W. Un algorithme de recherche du bon état de phase des émetteurs a été développé afin de trouver un bon fonctionnement cohérent de la barrette par modification des courants de sections droites. Ce fonctionnement cohérent est obtenu facilement à bas courants ($I \leq 4$ A), et maintenu passivement par la cavité étendue pendant plusieurs heures. Pour des courants plus élevés, le fonctionnement cohérent devient beaucoup plus sensible et n'est pas systématiquement maintenu à long terme.

La forte cohérence mutuelle des émetteurs de la barrette est confirmée en observant le profil d'interférences en champ lointain en face avant. La finesse des franges d'interférences obtenues pour le mode dans lequel tous les émetteurs sont en phase (0, 0, 0, 0, 0) est de 5, ce qui corrobore le fait que les 5 émetteurs soient en phase; la visibilité $V \geq 92\%$ de ces franges témoigne quant à elle de la forte cohérence mutuelle.

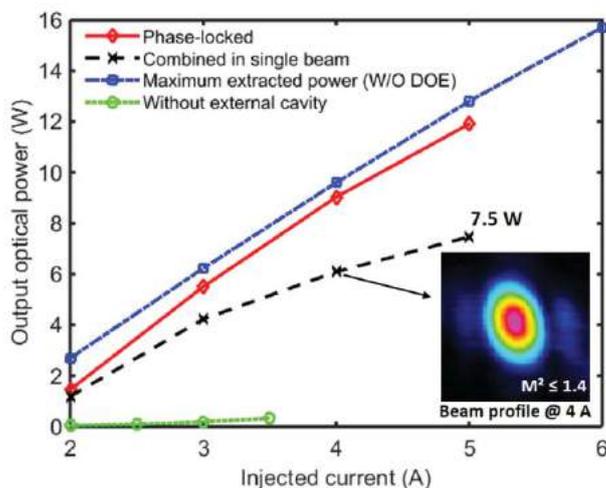


Fig 2 : Puissance extraite de la barrette laser en fonction du courant de section évasé individuel, pour un fonctionnement en phase (en rouge), combiné en un seul faisceau (en noir), en cavité incohérente (en bleu) et sans cavité étendue (en vert).

Une fois la mise en phase de la barrette obtenue par la cavité étendue, la superposition cohérente des faisceaux est faite en face avant, de nouveau via l'utilisation d'un réseau de phase identique à celui utilisé dans la cavité. Nous obtenons une efficacité de combinaison de 78% à bas courants (2 et 3 A), et une puissance de 7,5 W combinée en un unique faisceau à 5 A.

CONCLUSION

Nous avons adapté notre architecture de cavité auto-organisée en face arrière à une barrette de 5 émetteurs à section évasée. Une forte cohérence mutuelle est observée, ainsi qu'un fonctionnement en phase passif. La combinaison des faisceaux est étudiée, montrant de bonnes performances à bas courant et des limitations à fort courant.

Une architecture en amplification utilisant un laser maître dont le faisceau laser est séparé et injecté dans chaque émetteur est aussi développée au laboratoire. Cette technique nécessite cependant la mise en place d'un asservissement de phase pour assurer une bonne combinaison. La comparaison des approches active (en amplification) et passive (en cavité étendue) est alors possible.

RÉFÉRENCES

1. T. Y. Fan, "Laser beam combining for high-power, high-radiance sources," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **11**, 567–577 (2005).
2. A. Brignon, *Coherent Laser Beam Combining* (John Wiley & Sons, 2013).
3. G. Schimmel, I. Doyen-Moldovan, S. Janicot, M. Hanna, J. Decker, P. Crump, G. Blume, G. Erbert, P. Georges, and G. Lucas-Leclin, "Rear-side resonator architecture for the passive coherent combining of high-brightness laser diodes," *Opt. Lett.* **41**, 950 (2016).
4. J. R. Leger, G. J. Swanson, and W. B. Veldkamp, "Coherent laser addition using binary phase gratings," *Appl. Opt.* **26**, 4391 (1987).

MODULATION EN BANDE LATÉRALE UNIQUE ET TRANSLATION DE FREQUENCE OPTIQUE ACCORDABLE

Clément Guyot¹, Joël Cabrel Tchahame Noughni², Alexandre Mottet¹,
Nicolas Bourriot¹, Jérôme Hauden¹

¹ iXBlue Photonics, 3 rue Sophie Germain, 25000 Besançon, France

² Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France

jerome.hauden@ixblue.com

RÉSUMÉ

Nous avons réalisé un système de translation de fréquence optique basé sur l'utilisation d'un modulateur I&Q large bande. Ce système inclus un laser accordable et peut fonctionner suivant un mode à bande latérale unique haute ou basse sur une bande optique de 1520nm à 1620nm. Les harmoniques translatées sont toutes supérieures d'au moins 35dB. Elles atteignent 63dB dans certains cas.

MOTS-CLEFS : niobate de lithium ; modulateur I&Q, bande latérale unique, translation de fréquences

1. INTRODUCTION

Les modulateurs de type I&Q sont en général utilisés dans le cadre des Télécommunications optiques très hauts débits (50Gbs & 100Gbs) car ils permettent de générer des constellations de type QPSK, PolMux- QPSK voir QUAM. Néanmoins de par leur architecture, deux sous-MZ nichés au sein d'un troisième, ils permettent de réaliser des « mises en forme » spectrales lorsqu'ils sont proprement pilotés [1]. Nous avons développé des modulateurs I&Q particulièrement adaptés [2] pour réaliser des « translateurs » de fréquence accordables avec des taux d'extinction typiques de 35-52 dB sur une bande optique de 1520nm à 1620nm et des fréquences de 1GHz à 18GHz [3].

2. PRINCIPE DU MODULATEUR I&Q

L'architecture d'un modulateur I&Q est représentée sur la figure 1. Il s'agit de deux sous- Interféromètres de Mach-Zehnder nichés au sein d'un troisième (combineur) qui permet d'introduire un déphasage optique entre les deux. On montre que lorsque les deux sous- MZ sont excités avec la même porteuse microonde dont on contrôle le déphasage à l'entrée, une combinaison adéquate des points de fonctionnement des sous-MZ et du déphasage optique introduit par le combineur, la distribution spectrale du champ électrique en sortie peut être modifiée. En général les deux sous-MZs sont identiques et en considérant qu'ils sont polarisés au même point de fonctionnement, l'expression du champ de sortie est donnée par le développement en fonction de Bessel (limité à l'ordre 3) de la forme : Eq(1)

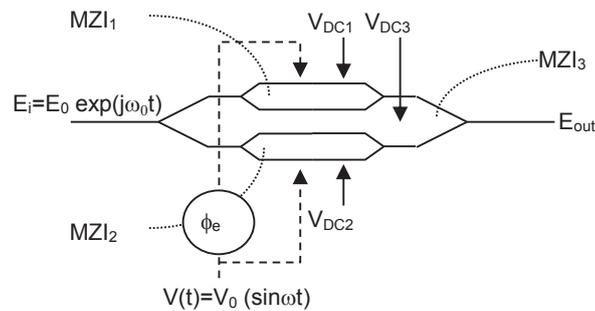


Fig. 1 : Schéma de l'architecture d'un modulateur I&Q excité pour de la translation de fréquences optiques.

$$\frac{E_{out}}{E_0} = \begin{pmatrix} -J_3(\beta) \sin\left(\frac{\Delta\phi_0}{2}\right) e^{j(\omega_0-3\Omega)t} [e^{-j3\phi_c} + e^{j\Delta\phi_3}] + J_2(\beta) \cos\left(\frac{\Delta\phi_0}{2}\right) e^{j(\omega_0-2\Omega)t} [e^{-j2\phi_c} + e^{j\Delta\phi_3}] \\ -J_1(\beta) \sin\left(\frac{\Delta\phi_0}{2}\right) e^{j(\omega_0-\Omega)t} [e^{-j\phi_c} + e^{j\Delta\phi_3}] + J_0(\beta) \cos\left(\frac{\Delta\phi_0}{2}\right) e^{j\omega_0 t} [1 + e^{j\Delta\phi_3}] + J_1(\beta) \sin\left(\frac{\Delta\phi_0}{2}\right) e^{j(\omega_0+\Omega)t} [e^{j\phi_c} + e^{j\Delta\phi_3}] \\ + J_2(\beta) \cos\left(\frac{\Delta\phi_0}{2}\right) e^{j(\omega_0+2\Omega)t} [e^{j2\phi_c} + e^{j\Delta\phi_3}] + J_3(\beta) \sin\left(\frac{\Delta\phi_0}{2}\right) e^{j(\omega_0+3\Omega)t} [e^{j3\phi_c} + e^{j\Delta\phi_3}] \end{pmatrix} \quad (1)$$

Où ω_0 et Ω sont les pulsations des champs optiques et RF incidents. ϕ_c est le déphasage électrique relatif à l'entrée des sous-MZ. $\Delta\phi_0$ est le déphasage optique introduit entre les bras des deux sous-MZ (MZI₁ et MZI₂) par le biais d'une tension de polarisation (V_{DC1} et V_{DC2}). $\Delta\phi_3$ est le déphasage optique introduit entre MZI₁ et MZI₂ par le combineur (MZI₃) grâce à une tension V_{DC3} . β est l'indice de modulation : $\beta = \pi \cdot V / V\pi$. On a donc un spectre dont la phase et l'amplitude dépendent en particulier des points de fonctionnement des MZ et des déphasages introduits.

On peut voir en particulier, qu'une combinaison adaptée du déphasage électrique (ϕ_c) à l'entrée des sous-MZ, MZI₁ et MZI₂, et du déphasage optique ($\Delta\phi_3$) permet d'annuler certaines harmoniques du champ de sortie. En considérant β petit l'équation précédente est réduite à :

$$\frac{E_{out}}{E_0} = -J_1(\beta) \sin\left(\frac{\Delta\phi_0}{2}\right) e^{j(\omega_0-\Omega)t} [e^{-j\phi_c} + e^{j\Delta\phi_3}] + J_0(\beta) \cos\left(\frac{\Delta\phi_0}{2}\right) e^{j\omega_0 t} [1 + e^{j\Delta\phi_3}] + J_1(\beta) \sin\left(\frac{\Delta\phi_0}{2}\right) e^{j(\omega_0+\Omega)t} [e^{j\phi_c} + e^{j\Delta\phi_3}] \quad (2)$$

Lorsque les 2 sous-MZ sont polarisés à leur minimum de transmission, $\Delta\phi_0 = \pi$, et $\phi_c = -\Delta\phi_3 = \pm\pi/2$, l'expression du champ de sortie est réduite à une harmonique à la fréquence ($\omega_0 - \Omega$), on parle de régime à bande latérale unique basse avec suppression de porteuse. De même, pour $\Delta\phi_0 = \pi$, $\phi_c = \Delta\phi_3 = \pm\pi/2$, l'expression du champ de sortie ne comporte qu'une seule harmonique à la fréquence ($\omega_0 + \Omega$). On assiste alors à un spectre de bande latérale unique haute avec suppression de porteuse. Il est assez facile de montrer à partir de Eq.2, qu'une combinaison adéquate des déphasages ϕ_c et $\Delta\phi_3$

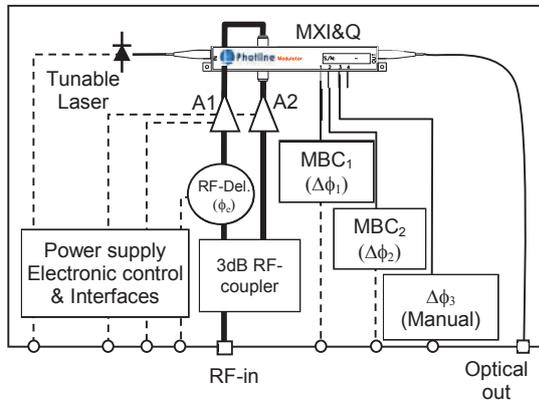


Fig. 2 : Architecture de l'instrumentation « translation de fréquence optique » (bande latérale unique avec suppression de porteuse). A1,2 : Atténuateurs RF commandables ; RF-Del : déphaseur RF piloté. MBC1,2 : Contrôle de point de polarisation automatique

peut conduire à l'annulation d'autres composantes spectrales qu'à $\omega_0 \pm \Omega$. Les harmoniques de fréquences $\omega_0 \pm n\Omega$ dont l'amplitude est pondérée par le terme $[e^{jn\phi_c} + e^{j\Delta\phi_3}]$ de Eq.2 s'annulent lorsque la condition $\Delta\phi_3 = n\phi_c \pm \pi$ est satisfaite. L'amplitude de la porteuse optique à ω_0 est quant à elle réglée par le point de fonctionnement des deux sous-MZ, i.e $\Delta\phi_0 = \pi$.

3. TRANSLATION DE FREQUENCE

Nous avons réalisé une instrumentation qui met en œuvre le concept décrit plus haut, voir figure 2. Un laser accordable dans la bande 1520nm-1620nm éclaire un modulateur I&Q large bande tel que décrit figure 1. Un coupleur-3dB RF divise le signal RF en deux. Un déphaseur RF large bande permet de régler la

les points de fonctionnement des sous-MZ, MZI1 et MZI2 ($\Delta\phi_0$). Ils permettent de s'affranchir des dérives lentes dues aux variations de température ou d'autres perturbations environnementales. Ici le point de fonctionnement du combineur MZ3 ($\Delta\phi_3$) est réglé manuellement mais peut être contrôlé automatiquement par un MBC.

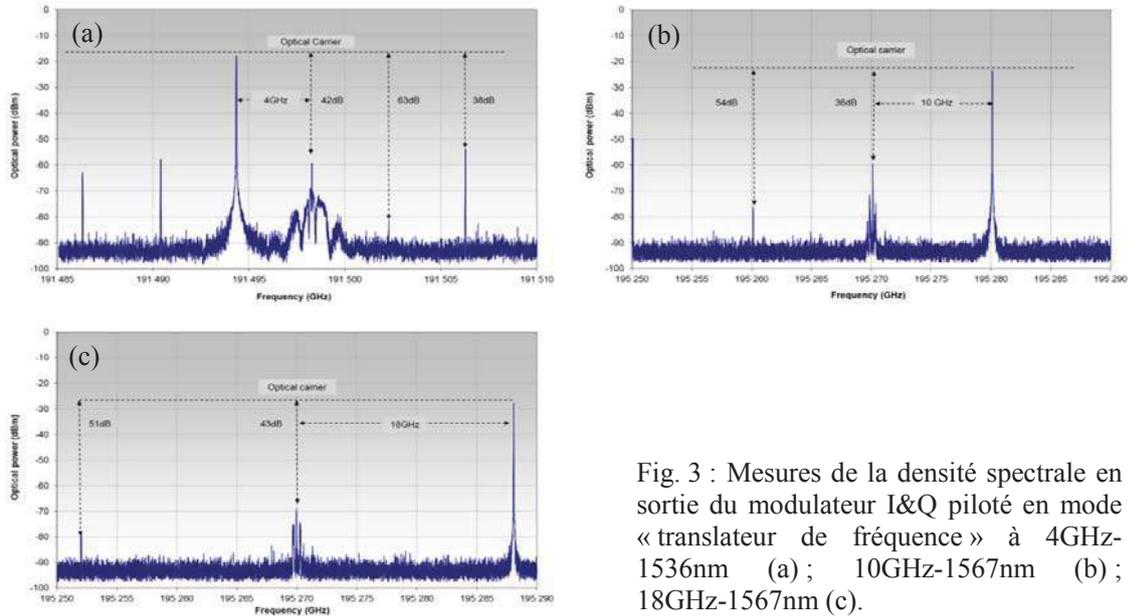


Fig. 3 : Mesures de la densité spectrale en sortie du modulateur I&Q piloté en mode « translateur de fréquence » à 4GHz-1536nm (a) ; 10GHz-1567nm (b) ; 18GHz-1567nm (c).

Les densités spectrales du champ optique de sortie ont été mesurées grâce à un analyseur de spectre optique haute résolution (APEX) lorsque le système est alimenté par une porteuse RF. Les deux sous-MZ sont polarisés et asservis sur leur minimum de transmission, $\Delta\phi_0=\pi$. Le déphasage RF est réglé tel que $\phi_e=\pi/2$. Le combineur est réglé en quadrature, $\Delta\phi_3=\pm\pi/2$. La figure 3 montre des exemples de spectres obtenus pour des fréquences RF de 4GHz, 10GHz et 18GHz et une porteuse optique de 1536 nm et 1567nm. On voit ici une densité spectrale typique d'un fonctionnement en translation de fréquence (bande latérale unique haute ou basse avec suppression de porteuse). Sur une bande RF de 1GHz à 18GHz et une porteuse optique allant de 1520nm à 1620nm, le contraste de raies a été mesuré entre 35 et 52dB sur toute la gamme de fréquences et de longueurs d'onde (1520nm-1620nm).

CONCLUSION

Nous avons réalisé un système de translation de fréquence optique basé sur l'utilisation d'un modulateur I&Q large bande. Ce système inclus un laser accordable et peut fonctionner suivant un mode à bande latérale unique haute ou basse sur une bande optique de 1520nm à 1620nm. Les harmoniques translattées sont toutes supérieures d'au moins 35dB. Elles atteignent 63dB dans certains cas.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Izutsu, S. Shikama, T. Sueta, "Integrated Optical SSB Modulator/ Frequency Shifter", IEEE JQE, Vol QE-17, No.11, 1981.
- [2] <http://www.photonics.ixblue.com>, voir spécifications MXIQ-LN40
- [3] D. M. Nguyen, B. Stiller, M. W. Lee, J. C. Beugnot, H. Maillotte, A. Mottet, J. Hauden, and T. Sylvestre "Distributed Brillouin Fiber Sensor with Enhanced Sensitivity based on Anti-Stokes Single-Sideband Suppressed-Carrier Modulation" ", IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 25, no. 1, pp. 94-96, Jan 1, 2013

CONTRÔLE ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE DE L'EFFET GOOS-HÄNCHEN DANS UNE HÉTÉROSTRUCTURE ÉLECTRO-OPTIQUE / MAGNÉTO-ÉLECTRIQUE

Florian F. L. Bentivegna¹, Yuliya S. Dadoenkova^{2,3,4}, Nataliya N. Dadoenkova^{3,4},
Igor L. Lyubchanskii⁴, Roman V. Petrov², Mirza I. Bichurin²

¹Lab-STICC, UMR CNRS 6285, UBL, ENIB, 29238 Brest Cedex 3, France

²Institute of Electronic and Information Systems, Novgorod State University, Veliky Novgorod
173003, Russia

³Ulyanovsk State University, Ulyanovsk 432017, Russia

⁴Donetsk Physical and Technical Institute of the N.A.S. of Ukraine, Donetsk 83114, Ukraine

fb@enib.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions théoriquement le décalage spatial et angulaire que subit un faisceau lumineux lors de sa réflexion sur une hétérostructure constituée d'un film électro-optique, une couche magnétique siège d'un couplage magnéto-électrique linéaire, et un substrat non-magnétique. Des champs électrique et magnétique statiques appliqués à la structure en modifient les réponses électro-optique et magnéto-électrique. Même en l'absence de champ électrique, le couplage magnéto-électrique peut notablement accroître l'amplitude du décalage spatial, qui dépend de la polarisation du faisceau lumineux. En présence d'un champ électrique, l'amplitude et l'orientation de ce dernier permettent, *via* les propriétés du film électro-optique, de contrôler la valeur du décalage et la position de son maximum vis-à-vis de l'angle d'incidence du faisceau. L'application d'un champ magnétique permet de renverser l'aimantation de la couche magnétique et, *via* les propriétés magnéto-électriques de cette dernière, de contrôler également l'amplitude et le sens du décalage spatial subi par le faisceau.

MOTS-CLEFS : *Effet Goos-Hänchen, milieu électro-optique, milieu magnéto-électrique*

1. INTRODUCTION

Lorsqu'un faisceau lumineux d'étendue transverse finie se réfléchit à la surface d'un système optique, il subit un décalage spatial latéral et un décalage angulaire que la description idéalisée de l'optique géométrique en termes de rayons lumineux ne permet pas d'expliquer. Cet effet, prédit en 1947 par Goos et Hänchen [1], a été observé depuis dans de très nombreux cas de figure. Il a connu ces dernières années un regain d'intérêt. On peut en effet lui trouver diverses applications pratiques [2-4]. Par ailleurs, l'intérêt croissant pour les dispositifs magnéto-photoniques pose la question de l'influence de l'aimantation des milieux magnétiques sur l'effet Goos-Hänchen (GH) dans des structures englobant de tels milieux. Il a été montré que dans les matériaux magnéto-optiques, le décalage GH peut atteindre plusieurs dizaines de longueurs d'onde [5]. De telles valeurs ne peuvent pas toujours être négligées quand on s'intéresse à la conception de dispositifs (magnéto-)optiques intégrés de dimensions réduites. On peut aussi trouver souhaitable de pouvoir contrôler l'amplitude et la direction du décalage GH. Les milieux magnétiques offrent *a priori* une telle possibilité, notamment ceux possédant des propriétés magnéto-électriques (ME) [6], dans lesquels un champ électrique appliqué affecte l'aimantation locale, tandis qu'un champ magnétique appliqué y fait apparaître une polarisation diélectrique induite. Le couplage ME peut notablement modifier la réflectivité (en amplitude comme en phase) d'une bicouche magnétique/diélectrique [7], et aussi bien un champ électrique que magnétique peut en contrôler l'impact. Un champ électrique peut également affecter la réflectivité d'un milieu électro-optique. En conséquence, on peut obtenir le contrôle de l'effet GH

à la réflexion d'un faisceau lumineux sur une hétérostructure à la fois électro-optique et magnéto-électrique en jouant sur l'amplitude et l'orientation de champs électrique et magnétique appliqués.

2. STRUCTURE ÉTUDIÉE

Nous étudions la réflexion d'un faisceau optique gaussien sur la surface supérieure d'une hétérostructure multicouche constituée d'un film électro-optique, d'une couche magnétique, et d'un substrat non-magnétique isotrope semi-infini (Fig. 1). L'aimantation nominale \mathbf{M}_0 de la couche magnétique, en configuration magnéto-optique polaire, peut être renversée *via* l'application d'un champ magnétique statique $\mathbf{H}^{(ex)}$. Le milieu magnétique est le siège d'un couplage ME linéaire : les équations constitutives exprimant les relations entre le déplacement électrique \mathbf{D} et l'induction magnétique \mathbf{B} dans ce milieu et les champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} de l'onde électromagnétique s'écrivent en notation condensée $D_i = \varepsilon_0 \varepsilon_{ij} E_j + \alpha_{ij} H_j$ et $B_i = \mu_0 \mu_{ij} H_j + \alpha_{ij} E_j$, où ε_0 et μ_0 sont la permittivité et la perméabilité du vide, les ε_{ij} and μ_{ij} sont les éléments des tenseurs de permittivité et de perméabilité relatives du milieu, et les α_{ij} sont les éléments de son tenseur ME linéaire. De par le couplage ME, l'amplitude et la direction de l'aimantation dans ce milieu dépendent de celles du champ statique $\mathbf{E}^{(ex)}$ et s'écartent de leurs valeurs nominales. Le champ $\mathbf{E}^{(ex)}$ modifie également le tenseur de permittivité du film électro-optique.

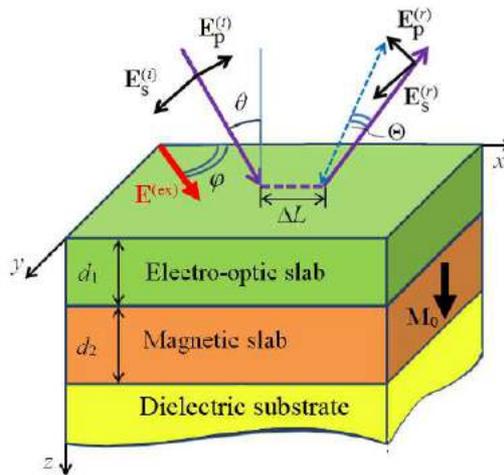


Fig. 1 : Système étudié. Le champ électrique statique $\mathbf{E}^{(ex)}$ permet de modifier les propriétés des couches électro-optique et magnéto-électrique. Un champ magnétique statique $\mathbf{H}^{(ex)}$ permet de renverser l'aimantation nominale de la couche magnétique. Les décalages latéral et angulaire du faisceau réfléchi sont notés ΔL et Θ .

Les relations de passage aux interfaces mènent à la définition d'une matrice de réflectivité, avec $E_\alpha^{(r)} = \mathfrak{R}_{\alpha\beta} E_\beta^{(i)}$, $(\alpha, \beta) = (s, p)$. Pour chaque combinaison polarimétrique des champs incident (*i*) et réfléchi (*r*), les décalages latéral $\Delta L_{\alpha\beta}$ et angulaire $\Theta_{\alpha\beta}$ sont déduits de la réflectivité complexe $\mathfrak{R}_{\alpha\beta}$ par la méthode de la phase stationnaire [8].

3. RÉSULTATS

Les simulations numériques sont réalisées pour une couche électro-optique de ZnSe, une couche magnétique de $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG), et un substrat de $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG), à la longueur d'onde $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$, à laquelle ces milieux sont transparents. Une étude systématique est faite de l'impact sur l'effet GH du couplage ME, de la présence de la couche électro-optique, ainsi que de l'orientation des champs électrique et magnétique appliqués (voir par exemple Fig. 2).

Les calculs montrent que la contribution croisée $\Delta L_{ps} = \Delta L_{sp}$ en particulier est notablement accrue (d'un facteur 6) sous l'effet du couplage ME dans la couche magnétique en présence d'un

champ électrique appliqué $\mathbf{E}^{(ex)}$. Cependant, l'interaction ME seule ne suffit pas et la présence de la couche électro-optique de ZnSe exalte l'effet du champ électrique appliqué sur l'effet GH.

Les décalages spatial et angulaire du faisceau réfléchi peuvent être contrôlés par le choix de la direction et de l'amplitude de $\mathbf{E}^{(ex)}$. Par ailleurs, un renversement de l'aimantation de la couche magnétique *via* un champ magnétique statique $\mathbf{H}^{(ex)}$ résulte en une inversion asymétrique (en amplitude) du sens du décalage GH. On montre que cette asymétrie est due au couplage ME, qui joue donc un rôle essentiel dans la dépendance de l'effet GH vis-à-vis de l'aimantation.

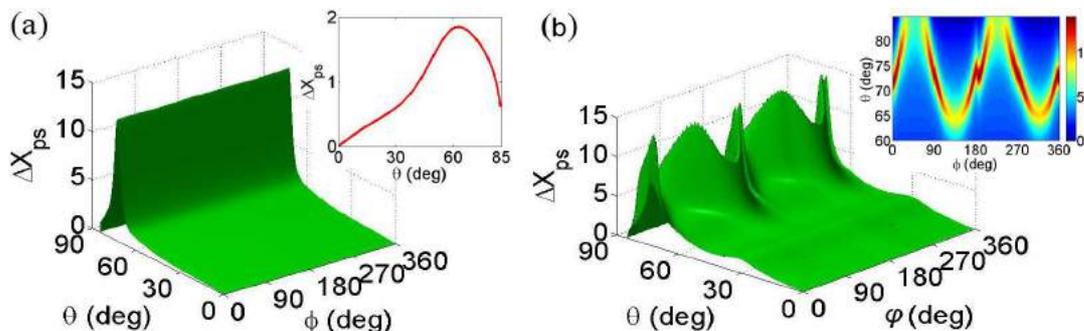


Fig. 2 : Evolution du décalage réduit $\Delta X_{ps} = \Delta L_{ps}/\lambda_0$ avec l'angle d'incidence θ du faisceau optique et l'orientation φ du champ électrique appliqué pour (a) la bicouche YIG/GGG et (b) le système ZnSe/YIG/GGG. L'insert dans (a) montre le profil de ΔX_{ps} en l'absence de couplage ME, et l'insert dans (b) présente l'évolution de ΔX_{ps} pour les valeurs de θ où le décalage GH spatial est maximal.

Plus généralement, la dépendance de l'effet GH vis-à-vis des champs statiques appliqués traduit l'interaction complexe des couplages magnéto-optique et magnéto-électrique dans la structure. Nos résultats montrent que par un choix judicieux de l'amplitude et de la direction de ces champs externes, on peut contrôler efficacement, pour l'exalter ou le réduire, le décalage GH subi par le faisceau réfléchi par le système étudié. On peut ainsi envisager l'emploi de matériaux magnéto-électriques dans des structures photoniques en vue d'utiliser l'effet GH auquel elles donnent lieu, par exemple pour la conception de capteurs ou d'interrupteurs optiques contrôlables électriquement et/ou magnétiquement.

RÉFÉRENCES

- [1] F. Goos and H. Hänchen, "Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion," *Ann. der Phys.*, vol. 1, pp. 333–346, 1947.
- [2] T. Sakata, H. Togo, and F. Shimokawa, "Reflection-type 2×2 optical waveguide switch using the Goos-Hänchen shift effect," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, pp. 2841–2843, 2000.
- [3] J. Sun, X. Wang, C. Yin, P. Xiao, H. Li, and Z. Cao, "Optical transduction of E. Coli O157:H7 concentration by using the enhanced Goos-Hänchen shift," *J. Appl. Phys.*, vol. 112, 083104, 2012.
- [4] Y. Nie, Y. Li, Z. Wu, X. Wang, W. Yuan, and M. Sang, "Detection of chemical vapor with high sensitivity by using the symmetrical metal-cladding waveguide-enhanced Goos-Hänchen shift," *Opt. Express*, vol. 22, pp. 8943–8948, 2014.
- [5] Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and Y.-P. Lee, "Influence of misfit strain on the Goos-Hänchen shift upon reflection from a magnetic film on a nonmagnetic substrate," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 33, pp. 393–404, 2016.
- [6] T. H. O'Dell. *The electrodynamics of magnetolectric media*. NorthHolland, 1970.
- [7] Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.-P. Lee, and Th. Rasing, "Light reflection from nonlinear optical dielectric film on a bigyrotropic magnetoelectric substrate at angles close to Brewster angles," *Low Temperature Physics*, vol. 36, pp. 538–543, 2010.
- [8] K. Artmann, "Berechnung der Seitenversetzung des totalreflektierten Strahles," *Ann. Phys. (Leipzig)* vol. 1-2, pp. 87–102, 1948.

SOURCE LASER ACCORDABLE A BASE DES CRISTAUX PHOTONIQUES NON-LINEAIRES (PPLT-2D)

**H. Chikh-Touami^{1,2}, Regis Kremer³, Zohra Illas⁴, Min Lee¹, L. M. Simohamed², L. -H. Peng⁵
et A. Boudrioua¹,**

¹ LPL, UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France

² LSEO, Ecole Militaire Polytechnique, BP 17 Bordj Elbahri 16111, Alger, Algérie

³ LMOPS, EA 4423, Université de Lorraine, Metz, France

⁴ LEM, Université de Jijel, 18000 Algérie

⁵ Graduate Institut of Photonics and Optoelectronics, NTU, Taipei, 106, Taiwan

hocine.chikh-touami@univ-paris13.fr

RESUME

Dans ce travail, nous avons étudié expérimentalement la génération paramétrique optique pour réaliser des sources accordables à base des cristaux photoniques non-linéaires à deux dimensions (PPLT-2D). Ces sources émettent en infrarouge proche. Plusieurs vecteurs du réseau réciproque contribuent simultanément pour rehausser le gain paramétrique optique.

MOTS-CLEFS : *Source accordable, génération paramétrique optique, cristaux photoniques non linéaires.*

1. INTRODUCTION

La réalisation d'un oscillateur paramétrique optique (OPO) dans un milieu non linéaire est une alternative intéressante et prometteuse pour créer de nouvelles sources laser compactes dans le proche infrarouge (PIR) [1-2]. De nombreux OPO ont été fabriqués ces dernières années en exploitant la technique du quasi accord de phase (QAP) qui permet un couplage efficace entre les différentes ondes en interaction dans le matériau et l'utilisation du coefficient non linéaire le plus élevé du cristal [3]. Dans ce cadre, les cristaux photoniques bidimensionnels sont particulièrement intéressants. Ils permettent en effet d'impliquer simultanément plusieurs vecteurs du réseau réciproque (VRR) dans les processus de QAP et donc d'obtenir une génération multi longueurs d'ondes dans le cristal [4].

Dans cette étude, nous avons utilisé un cristal de tantalate de lithium périodiquement polarisé dans 2 dimensions (PPLT-2D) pour réaliser une source laser accordable. En exploitant la génération paramétrique optique (GPO) dans la direction colinéaire et non-colinéaire pour un réseau carré nous avons montré expérimentalement la génération simultanée de plusieurs longueurs d'ondes. L'accordabilité de la source est obtenue en faisant varier les paramètres expérimentaux comme par exemple l'angle d'incidence du faisceau pompe et la température. Les longueurs d'onde générées par cette source ont des intensités différentes en raison des différentes contributions des VRR impliqués dans les processus de QAP.

2. MONTAGE EXPERIMENTAL ET RESULTATS

Nous avons conçu et réalisé un cristal PPLT-2D, dont les dimensions sont 15 mm × 08 mm × 0.5 mm, ayant un réseau carré d'un pas $\Lambda = 8.52 \mu\text{m}$ et un facteur de remplissage de 38%. La pompe est un laser Q-switched Nd:YAG couplé à un cristal de BBO doubleur de fréquence générant un faisceau pompe à 532 nm. Les impulsions ont une durée de 400 ps, une fréquence de répétition de 1 kHz et une puissance maximale de 90 μJ . Le faisceau de la pompe d'un facteur de qualité $M^2 = 1.35$ est polarisé verticalement dans le cristal pour exciter le coefficient non-linéaire d_{33} . Le faisceau de la pompe est collimaté dans le cristal avec un waist de 350 μm et une distance de Rayleigh de 32 mm. Le cristal est placé sur un four lui-même fixé sur une platine de rotation d'une grande précision 0.0005° permettant de faire varier l'angle du faisceau pompe. Le signal de sortie du cristal est filtré puis collecté par un système d'objectifs de microscope et enfin injecté dans un analyseur de spectres optiques. L'ensemble du système de détection est monté sur des platines micrométriques de translations latérales afin de permettre des mesures en fonction de l'angle de sortie du signal. Le processus de la GPO génère un signal en PIR et un idler en infrarouge lointain. Nous nous intéressons spécifiquement au signal généré en PIR.

L'accord de phase pour la GPO est fortement dépendant de la température comme le montre la figure 1 où les longueurs d'onde du signal et de l'idler sont mesurées en fonction de ce paramètre.

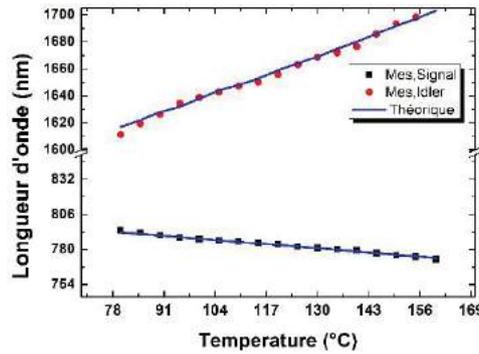


Fig. 1 : Evolution des longueurs d'onde du signal et de l'idler en fonction de la température

Nos mesures ont été réalisées à une température $T = 110^{\circ}\text{C}$ en maintenant le faisceau pompe dans la direction colinéaire ($\theta_p = 0$). La figure 2 (a) montre les spectres du signal de sortie enregistrés pour 2 positions différentes du système de détection ($\theta_s = 0^{\circ}$ et $\theta_s = 1.2^{\circ}$). Ces spectres font apparaître 2 pics (786.19, 742.37) nm et (772.84, 681.58) dans chaque direction de détection. Les intensités de ces pics ne sont pas les mêmes en raison de l'augmentation du gain paramétrique optique [6] liée à la contribution particulière de chaque VRR. D'autres mesures ont été réalisées pour différents valeurs de l'angle de sortie du signal. Les longueurs d'ondes générées ont été reportées dans la Fig.2 (b). Les résultats expérimentaux sont en parfait accord avec les simulations. Ces résultats montrent qu'il est possible de générer une gamme importante de longueurs d'onde pour le signal en fonction de l'angle de sortie. L'intensité du signal est fonction des VRR impliqué dans le processus de QAP. A titre d'exemple l'intensité du pic A est maximale car dans cette configuration colinéaire, le couplage entre les ondes en interaction dans le cristal (pompe, signal, idler) est optimal. Dans toutes les autres configurations les pics (A' , B , B'), générés par la contribution simultanée de (K_{10} , K_{11}), (K_{1-1} , K_{11}) et (K_{1-1} , K_{12}), ont des intensités plus faibles car les couplages entre les ondes sont moins performants.

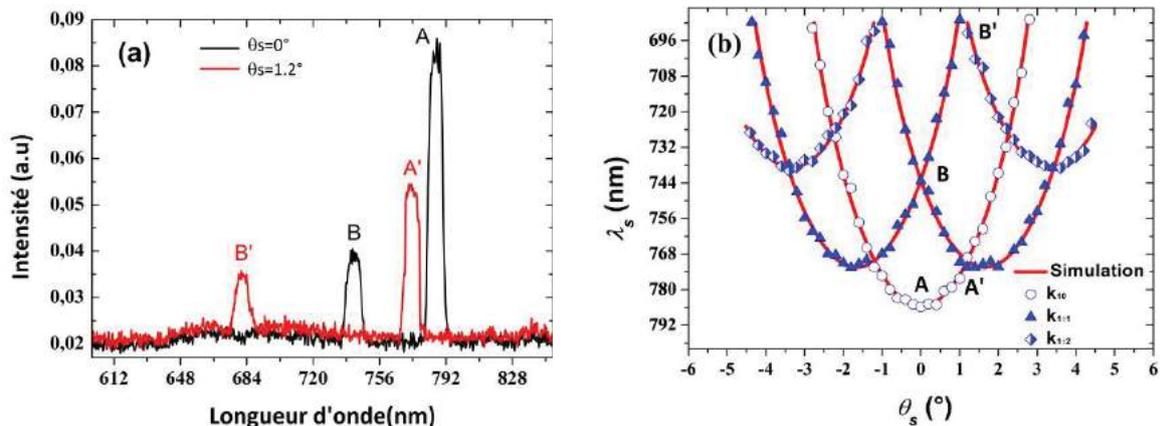


Fig. 2 : Génération multilongueurs d'onde du signal pour la direction colinéaire de la pompe (θ_p)
(a) spectre pour $\theta_s = 0^{\circ}$ et $\theta_s = 1.2^{\circ}$ (b) spectre pour $|\theta_s| \leq 4.5^{\circ}$.

CONCLUSION

Nous avons montré expérimentalement en utilisant un cristal photonique 2D la génération de plusieurs longueurs d'onde grâce à la contribution simultanée de plusieurs vecteurs du réseau réciproque. L'accordabilité du dispositif est obtenue en modifiant sur l'angle d'incidence du faisceau pompe. L'intensité des longueurs d'onde générées dépend du gain paramétrique optique d'une part et des vecteurs du réseau réciproque impliqués dans ce processus de la GPO, d'autre part. Cependant la température est également un paramètre d'influence permettant de modifier les longueurs d'ondes générées. L'influence de ce dernier sera détaillé dans la présentation poster. Enfin, l'étude de l'OPO fera l'objet de prochains travaux.

REFERENCES

- [1] P. Xu, J. F. Wang, C. Li, Z. D. Xie, X. J. Lv, H. Y. Leng, J. S. Zhao, and S. N. Zhu, "Simultaneous optical parametric oscillation and intracavity second-harmonic generation based on a hexagonally poled lithium tantalate," *Opt. Express* 17, 4289-4294 (2009).
- [2] M. Lazoul, A. Boudrioua, L-M. Simohamed and L-H. Peng, "Multi-resonant optical parametric oscillator based on 2D-PPLT nonlinear photonic crystal", *Opt. Lett.* Vol. 40, 1861 (2015)
- [3] M. Levenius, V. Pasiskevicius and K. Gallo, "Angular degrees of freedom in twin-beam parametric down-conversion", *Appl. Phys. Lett.* 101, 121114 (2012)
- [4] H.-C. Liu and A. H. Kung, "Substantial gain enhancement for optical parametric amplification and oscillation in two-dimensional $\chi(2)$ nonlinear photonic crystals," *Opt. Exp.* 16(13), 9714-9725 (2008).

DEVELOPEMENT D'UN ENDOSCOPE POUR L'IMAGERIE RAMAN COHERENTE

Vasyl Mytskaniuk¹, Alberto Lombardini¹, Xueqin Chen¹, Siddharth Sivankutty¹, Jérôme Wenger¹, Rémi Habert², Coralie Fourcade-Dutin², Esben Ravn Andresen¹, Alexandre Kudlinski² et Hervé Rigneault¹

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

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

vasyl.mytskaniuk@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Le contraste Raman cohérent, aussi appelé CARS (coherent anti-Stokes Raman scattering) permet d'imager les liaisons chimiques présentes dans les échantillons sans avoir recours à aucun marqueurs. CARS utilise la différence de fréquence entre deux impulsions lasers pour sonder les niveaux vibrationnels des molécules présentes dans l'échantillon. Largement développé dans le domaine de la microscopie depuis plus de dix ans, la construction d'endoscope CARS pose un sérieux problème du fait de l'interaction non linéaire des impulsions se propageant dans une fibre et générant un signal de mélange à quatre ondes (FWM) non résonant parasite trop important.

Dans ce contexte, nous présentons le développement d'un endoscope CARS à balayage distal basé sur une fibre creuse à structure Kagomé comportant une double gaine. Nous démontrons (1) la possibilité de transmettre des pulse de 100 fs dans le cœur creux, sur une large fenêtre de transmission (~400nm), sans générer d'effets non linéaires FWM parasites, (2) d'activer le contraste de CARS dans des échantillons tests et biologiques et (3) de collecter le signal CARS dans la double gaine et de le rétro-propager jusqu'à un détecteur proximal. La fibre développée est finalement intégrée dans un prototype d'endoscope utilisant un balayage distal à l'aide d'un tube piézoélectrique

MOTS-CLEFS : *Endoscopie; Fibre Kagomé ; CARS*

INTRODUCTION

Nowadays nonlinear optical (NLO) microscopy has become an important imaging tool across scientific labs of different profiles [1]. Means of NLO microscopy have been particularly applied in biology and medicine, being able to provide a subcellular resolution with minimal invasiveness of live tissues [2]. A whole spectrum of available techniques such as two-photon fluorescence microscopy (TPEF), second and third harmonic generation (SHG and THG) and coherent Raman scattering (CRS) microscopy is capable of performing a variety of tasks for clinical diagnostics [3].

However, due to the near infrared (NIR) nature of laser beams used for optical excitation, a strong scattering of biological tissues comes up. Therefore, any available penetration depth is being affected by the latter. Maximal depth which still can allow for sufficient quality imaging is known to be around a few hundred of microns [4]. In order to circumvent this effect, an endoscope-like system might be of great interest [5].

To this end, a nonlinear fiber based endoscope has been developed [6]. Herein, the main attention should be drawn to the fiber conducting short pulses delivered to the sample plane. Two phenomena are likely to happen to two ultra-short laser pulses propagating into a solid core fiber. These are nonlinear interaction of the pulses in silica medium and pulse stretching by the group velocity dispersion (GVD) induced by the fiber.

A good solution to maintain the pulses narrow and to dramatically reduce the nonlinear interaction between them has been enabled with the invention of Kagomé-lattice double-clad hollow core fiber (KL-HCF) [7]. In this fiber, two femtosecond laser pulses travel in the air, therefore they actually reach the sample plane without any alterations [8].

Due to the above listed characteristics of KL-HCF, a hollow-core fiber based coherent anti-Stokes Raman scattering (CARS) endoscope integrated set-up has been built.

In this work we introduce KL-HCF as one of the crucial parts of our nonlinear endoscope, which is being utilized with the CARS set-up. Thanks to the broad transmission spectral range of this fiber, a good wavelength tunability may be accessed. This allows to probe different vibrational regions of various biological components, ranging from water compounds to proteins and lipids.

We present the first results of polystyrene microbeads and colon tissue CARS imaging.

KAGOMÉ-LATTICE HOLLOW CORE DOUBLE CLAD FIBER

A KL-HCF has a hollow core embedded into the Kagomé-lattice and surrounded by a silica cladding. The inner silica clad is separated from the outer cladding by a thin air filled layer. The nonlinear signal is collected by the the double-clad. The excitation light can be confined in the core due to a low intermodal interaction between the modes in the core and the double-clad modes [9].

A SEM micrograph of KL-HCF is shown in Figure 1. The losses in the fiber have been estimated to be lower than 5 dB/m along with a transmission range of 680-1100 nm. The measured GVD is equal to 1 ps/nm/km at 800 nm. The numerical aperture (NA) of the collecting outer ring measured at 400 nm is NA=0.5.

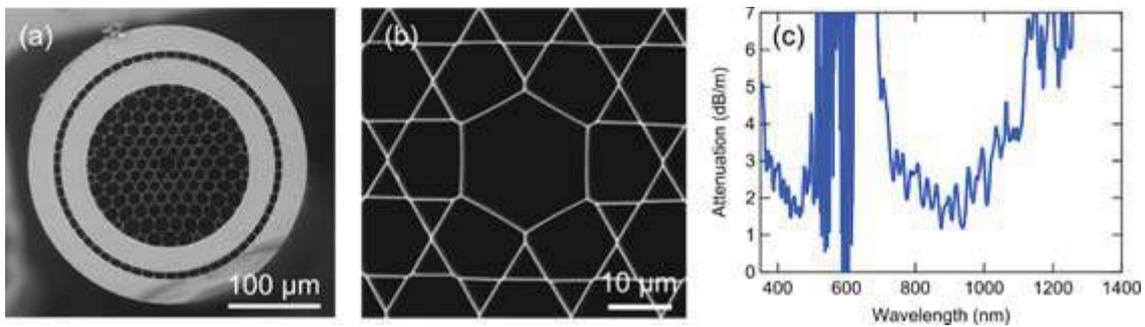


Fig. 1: SEM micrograph of the fiber (a), zoom on the hollow-core region (b) and attenuation spectrum (c) of the designed Kagomé-lattice double-clad hollow core fiber

ENDOSCOPIC COHERENT RAMAN IMAGING

A 100 femtoseconds-long pulse generated with an Ytterbium fiber laser is employed to give rise to 1040 nm fixed 80 MHz repetition rate pulses. Besides that, this laser feeds an optical parametric oscillator (OPO) to produce 100 femtoseconds pulses with a wavelength tunability range from 680 to 1300 nm. The OPO at 800 nm wavelength is used as a pump beam and the fixed 1040 nm laser line is playing the role of a Stokes beam to activate coherent anti-Stokes Raman scattering (CARS) at the sample plane. With this the systems targets the 2884 cm^{-1} wavenumber with a bandwidth of 200 cm^{-1} . These two beams have been delayed in time by roughly 5.5 ns. In order to synchronize them, an additional optical path for the Stokes beam has been built on the optical bench.

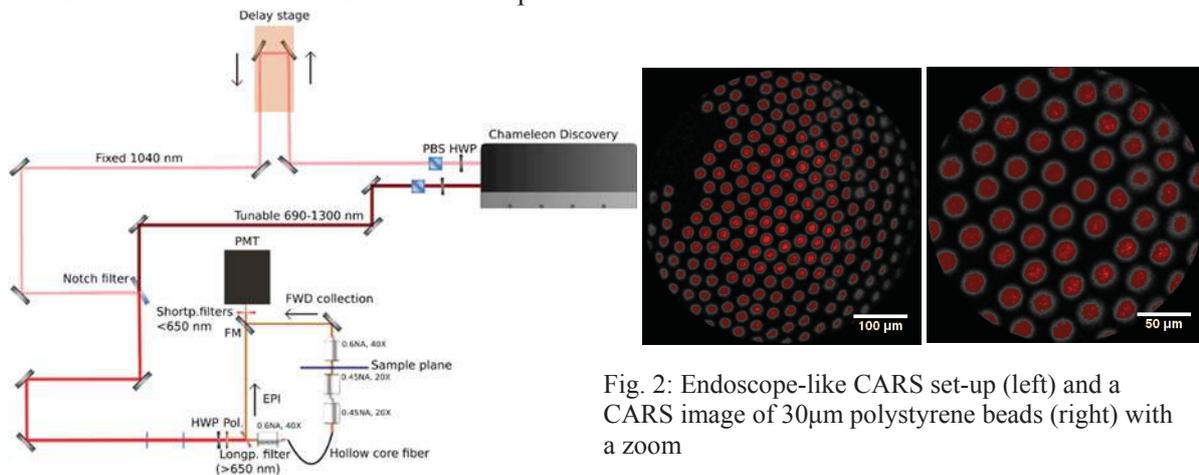


Fig. 2: Endoscope-like CARS set-up (left) and a CARS image of 30µm polystyrene beads (right) with a zoom

The pump and the Stokes beams are coupled into the KL-HCF. The distal end has been embedded into a four-quartered piezo-electric tube for raster scanning [10]. The excitation light is focused with the help of two back-to-back-mounted 0.6 NA microscope objectives.

In Figure 2 the CARS signal from 30 μm polystyrene beads is collected by the objectives and the double-clad of the Kagomé fiber, and then detected by a photomultiplier tube (PMT).

Further work was devoted to CARS imaging of the human colon still targeting the aliphatic CH stretch modes at 2850 cm^{-1} . In Figure 3, epidetected CARS signal of *ex vivo* human colon is shown.

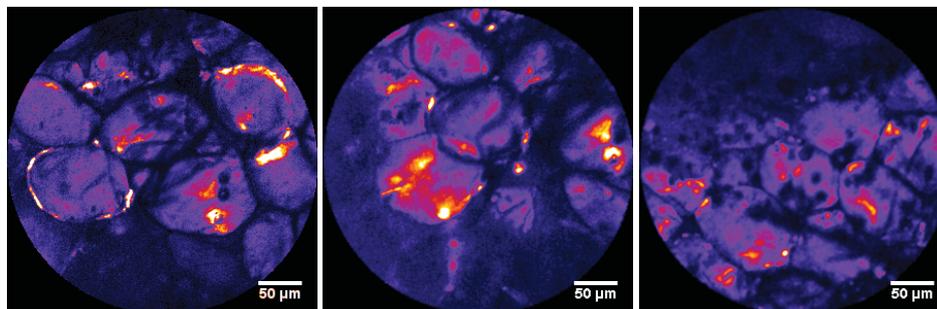


Fig. 3: CARS endoscopic images of the human colon
($P_{\text{pump}} = 8\text{mW}$,
 $P_{\text{stokes}} = 5\text{mW}$)

CONCLUSION

In the frame of this work we assessed the capability of a nonlinear endoscope, based on a Kagomé hollow core double clad fiber, to perform CARS endoscopic imaging. Since the laser pulses propagate basically in the air, they retain the same pulse width and do not encounter noticeable nonlinear interaction in the fiber itself. It is expected that such technology will be useful in the areas of medical and biological label-free endoscopic imaging.

REFERENCES

1. W. R. Zipfel, R. M. Williams, and W. W. Webb, "Nonlinear magic: multiphoton microscopy in the biosciences," *Nat Biotechnol* 21, 1369-1377 (2003).
2. W. R. Zipfel, R. M. Williams, R. Christie, A. Y. Nikitin, B. T. Hyman, and W. W. Webb, "Live tissue intrinsic emission microscopy using multiphoton-excited native fluorescence and second harmonic generation," *Proc Natl Acad Sci U S A* 100, 7075-7080 (2003).
3. M. Ji, S. Lewis, S. Camelo-Piragua, S. H. Ramkissoon, M. Snuderl, S. Venneti, A. Fisher-Hubbard, M. Garrard, D. Fu, A. C. Wang, J. A. Heth, C. O. Maher, N. Sanai, T. D. Johnson, C. W. Freudiger, O. Sagher, X. S. Xie, and D. A. Orringer, "Detection of human brain tumor infiltration with quantitative stimulated Raman scattering microscopy," *Science translational medicine* 7, 309ra163-309ra163 (2015).
4. P. Theer, and W. Denk, "On the fundamental imaging-depth limit in two-photon microscopy," *J. Opt. Soc. Am. A* 23, 3139-3149 (2006).
5. B. A. Flusberg, E. D. Cocker, W. Piyawattanametha, J. C. Jung, E. L. Cheung, and M. J. Schnitzer, "Fiber-optic fluorescence imaging," *Nat Methods* 2, 941-950 (2005).
6. A. Lombardini, X. Chen, S. Sivankutty, J. Wenger, R. Habert, C. Fourcade-Dutin, E. R. Andresen, A. Kudlinski, and H. Rigneault, "Développement d'un endoscope non linéaire double gaine utilisant une fibre creuse Kagomé à double gaine," in *Journée Nationales d'Optique guidée, S. F. d'Optique*, ed. (2015).
7. F. Couny, F. Benabid, and P. S. Light, "Large-pitch kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber," *Optics Letters* 31, 3574-3576 (2006).
8. S. Brustlein, P. Berto, R. Hostein, P. Ferrand, C. Billaudeau, D. Marguet, A. Muir, J. Knight, and H. Rigneault, "Double-clad hollow core photonic crystal fiber for coherent Raman endoscope," *Opt Express* 19, 12562-12568 (2011).
9. F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, P. S. Light, and M. G. Raymer, "Generation and Photonic Guidance of Multi-Octave Optical-Frequency Combs," *Science* 318, 1118-1121 (2007).
10. G. Ducourthial, P. Leclerc, T. Mansuryan, M. Fabert, J. Brevier, R. Habert, F. Braud, R. Batrin, C. Vever-Bizet, G. Bourg-Heckly, L. Thiberville, A. Druilhe, A. Kudlinski, and F. Louradour, "Development of a real-time flexible multiphoton microendoscope for label-free imaging in a live animal," *Scientific Reports* 5, 18303 (2015).

DESIGN D'UN LASER À MIROIR EN BOUCLE NON LINÉAIRE POUR LA GÉNÉRATION CONTRÔLÉE DE MONO- BI- ET TRI-SOLITONS

C. B. L. Mback^{1,2}, P. Tchofo Dinda¹, B. J. C. Igonacho^{1,2}, Ph. Grellu¹, A. B. Moubissi²

¹ Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR CNRS 6303, Université de Bourgogne Franche-Comté, 9 Av. A. Savary, B.P. 47 870, 21078 Dijon Cedex, France

² Laboratoire d'Optique, Lasers et Applications, Département de Physiques, Faculté des Sciences, Université des Sciences et Techniques de Masuku, B. P. 943 Franceville, Gabon

mback.christian@live.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un modèle de laser à fibre qui génère de manière contrôlée des solitons mono-impulsion, des bi- et tri-solitons, au moyen du réglage de la fonction de transfert d'un A-NOLM constitué d'un NOLM précédé d'un amplificateur optique.

MOTS-CLEFS : lasers à fibre ; miroir à boucle non-linéaire ; fibre optique ; impulsions courtes ; multi-solitons

1. INTRODUCTION

Les lasers à fibre à modes bloqués passifs sont très appréciés pour leur capacité à générer des trains d'impulsions lumineuses ultra-brèves au moyen de dispositifs qui ne contiennent qu'un nombre relativement limité de composants optiques [1, 2, 3, 4]. Cependant, le profil d'impulsion est souvent difficile à ajuster de manière déterminée par avance, en raison des interactions complexes entre les propriétés dispersives, dissipatives et non linéaires de la cavité laser. Outre les absorbants saturables matériels (SESAM, graphène, CNT etc.), des dispositifs interférométriques à base de fibres optiques non-linéaires (NOLM, NALM), peuvent aussi être utilisés, en raison de leur rapidité de réponse et de leur intégration aisée. Ils présenteront en principe une fonction de transfert oscillante, contrairement aux absorbants saturables matériels. Le NOLM (Nonlinear Optical Loop Mirror) est un interféromètre de Sagnac non-linéaire, schématisé sur la Figure 1 [4, 5]. Un atténuateur placé asymétriquement crée une différence de puissance entre les deux ondes contrepropageantes, impliquant une différence de phase grâce à l'auto-modulation de phase au sein de la fibre de longueur L . La puissance de sortie du NOLM P_{out} dépend alors de la puissance d'entrée P_{in} comme l'illustre la Figure 2, qui ne représente que la première frange brillante d'interférence. Notre système de base, auquel nous faisons référence comme étant le A-NOLM, est constitué d'un NOLM précédé d'un amplificateur optique de gain G . Dans ce travail, nous montrons qu'à la différence d'un absorbant saturable conventionnel, la fonction de transfert de ce A-NOLM possède dans sa partie haute un *point fixe* de transmission qui n'a pas été complètement exploité pour la génération impulsionnelle dans les lasers à fibres. Nous montrons que l'ajustement de ce *point fixe* apporte une fonctionnalité pratique supplémentaire de contrôle et traitement du profil d'intensité des impulsions, telle la génération de mono-, bi- et tri-solitons.

2. MODÉLISATION NUMÉRIQUE

La cavité comporte une fibre active dopée à l'erbium (EDF), une fibre passive standard (SMF) et un coupleur de sortie. La propagation du champ intra-cavité dans les fibres de la cavité peut être modélisée par l'Equation de Schrödinger Non-Linéaire Généralisée (ESNLG) qui suit :

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} \psi = i \gamma |\psi|^2 \psi + \frac{g_0/2}{(1 + E(z)/E_{sat})} \left(1 + \frac{\partial_t^2}{\Omega_g^2} \right) \psi \quad (1)$$

où ψ représente le champ électrique au temps t et à l'abscisse z de la fibre. Les paramètres $\alpha(z)$, $\beta_2(z)$ et $\gamma(z)$ représentent respectivement les pertes, la dispersion d'ordre deux et le coefficient de non-linéarité

de la fibre. Dans la fibre active, g_0 est le gain aux faibles signaux et E_{sat} l'énergie de saturation fixée par l'énergie de pompage. Dans l'équation ci-dessus (1), $E(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dt$ représente l'énergie totale transportée par le champ intra-cavité. Dans la fibre passive, $g_0 = 0$. Par souci de simplicité, ce modèle utilise le filtrage induit par la courbe de gain intra-cavité, avec un profil parabolique de largeur spectrale Ω_g . La partie ascendante de la fonction de transfert du A-NOLM permet à ce dispositif d'assurer la fonctionnalité relative au blocage de modes. Dans le régime de blocage de modes, le A-NOLM peut attirer puis verrouiller la puissance crête des impulsions à une valeur spécifiée par avance, qui doit alors être son point fixe attracteur. Le dispositif est constitué des éléments suivants : fibre, atténuateur, amplificateur, et coupleur (Figure 1). Sa fonction de transfert prend la forme suivante [5] :

$$P_{out} \equiv f(P_{in}) = \frac{h}{2} \left[1 - \cos \left(\pi \frac{P_{in}}{P_0} \right) \right] P_{in}, \text{ avec } P_0 = \frac{2\pi}{\gamma G L_{eff} (1 - \Delta)}, h = G \Delta \Gamma, \Gamma = e^{-\alpha L}, L_{eff} = \frac{1 - \Gamma}{\alpha} \quad (2)$$

Lorsque le A-NOLM est destiné au blocage de modes, les paramètres du dispositif sont dimensionnés de telle sorte que la plage d'excursion de la puissance crête du champ intra-cavité se situe entièrement dans la première frange brillante de la fonction de transfert. Dans notre modèle, où le A-NOLM doit fonctionner au voisinage de son point fixe stable en régime de blocage de modes, les paramètres du dispositif doivent être rigoureusement dimensionnés. Un fonctionnement stable est obtenu à une puissance donnée P_{opt} , à condition que :

$$P_{opt} = f(P_{opt}) \quad \text{et} \quad |S_{opt}| = \left| \frac{\partial f}{\partial P_i} \right|_{P_i=P_{opt}} < 1, \quad (3)$$

où S_{opt} désigne la pente de la fonction de transfert au voisinage du point fixe. Ainsi, chaque jeu de paramètres de A-NOLM ($\alpha, \gamma, L, \Delta, G$) détermine une paire spécifique de valeurs (P_{opt}, S_{opt}). Inversement, à une paire de valeurs (P_{opt}, S_{opt}) que l'on désire, on peut associer un jeu de paramètres du A-NOLM ($\alpha, \gamma, L, \Delta, G$). Notre procédure de conception du A-NOLM consiste à établir cette correspondance.

3. RÉSULTATS ET DISCUSSION

Les paramètres ont été spécifiquement conçus pour le A-NOLM produise le blocage de modes sur un point fixe défini par : $P_{opt} = 400 \text{ W}$, comme illustré sur la Figure 2. La largeur spectrale du filtre est fixée à 3.12 THz . Les autres paramètres du systèmes sont donnés dans la Table 1. L'ESNLG (1) est résolue par la méthode de Fourier à pas divisés. Des exemples de profils d'intensité des impulsions générées sont visibles sur la Figure 3. Pour de faibles valeurs de l'énergie de saturation E_{sat} , mais au-delà du seuil de blocage de modes, le système admet une impulsion stable dans la cavité, mais dont la puissance crête ne correspond pas au point fixe du A-NOLM [Figure 3 (a1)-(a2)]. Mais, à partir de $E_{sat} = 3 \text{ pJ}$ le A-NOLM commence à verrouiller la puissance crête des impulsions à son point fixe, comme le montrent les Figures 3 (b1)-(b2) où un soliton mono-impulsion est bien généré avec une puissance crête de 400 W .

TABLE 1 : Paramètres de la cavité laser

Paramètres	EDF	SMF	A-NOLM
$\alpha [dB/km]$	-0.2	-0.2	-0.2
$\beta_2 [ps^2/m]$	0.0159	-0.0217	-
$\gamma [W^{-1}.m^{-1}]$	0.0036	0.0013	0.0018
$L [m]$	2.2	1.6	1
$\Delta [dB]$	-	-	-9.95
$G [dB]$	-	-	10.86
Coupleur de sortie			
Puissance de sortie [%]	86		

L'accroissement E_{sat} se traduit alors par une déformation du profil des impulsions générées mais avec une puissance qui reste verrouillée à 400W. Nous pouvons alors régler E_{sat} pour générer des molécules de solitons. Les Figures 3 (c1)-(c2) démontrent la génération d'un bi-soliton, pour $E_{sat} = 5 \text{ pJ}$, alors que pour $E_{sat} = 6 \text{ pJ}$ nous générons un tri-soliton (Figures 3 (d1)-(d2)).

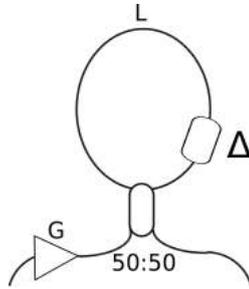


FIGURE 1 : Schéma du A-NOLM

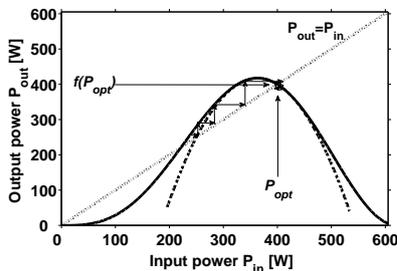


FIGURE 2 : Fonction de transfert du A-NOLM

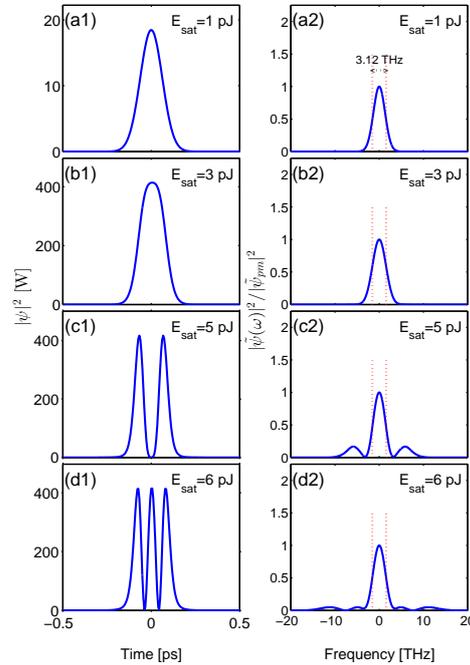


FIGURE 3 : Profil d'intensité des impulsions générées.

4. CONCLUSION

Les résultats de la présente étude mettent en lumière une fonctionnalité de design qui, jusqu'à présent, n'avait pas été précisément exploitée dans les lasers à fibre : il s'agit de la méthode de point fixe de la fonction de transfert, qui permet de verrouiller la puissance crête des impulsions générées à une valeur calculable précisément en fonction des paramètres du A-NOLM. En combinant cette fonctionnalité avec le filtrage intra-cavité, il devient possible de générer de manière contrôlée une diversité de profils d'impulsions, tels que les solitons mono-impulsion, des bi- ou tri-solitons. Pour conclure, ce type de design pose les bases conceptuelles d'un générateur de fonctions dans le domaine optique, c'est-à-dire, un dispositif capable de sculpter le profil des impulsions lumineuses au sein même d'une cavité laser.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Chouli, J. M. Soto-Crespo, and P. Grelu, "Optical Spectra Beyond The Amplifier Bandwidth Limitation In Dispersion-managed Mode-locked Fiber Lasers," *Opt. Express*, vol. 19, no. 4, pp. 2959–2964, Feb 2011.
- [2] M. Alsaleh, E. Felenou, C. Mback, P. T. Dinda, and P. Grelu, "Collective Coordinate Approach For The Dynamics Of Light Pulses In Fiber Ring Lasers," in *Advanced Photonics*. Optical Society of America, 2014, p. NTh2A.5.
- [3] M. Alsaleh, C. B. L. Mback, E. Tchomgo-Felenou, P. Tchofo-Dinda, and P. Grelu, "Strength And Weaknesses Of Modeling The Dynamics Of Mode Locked Lasers By Means Of Collective Coordinates," *J. Opt. (sous presse)*, 2016.
- [4] A. F. Runge, C. Aguergaray, R. Provo, M. Erkintalo, and N. G. Broderick, "All-normal Dispersion Fiber Lasers Mode-locked With A Nonlinear Amplifying Loop Mirror," *Optical Fiber Technology*, vol. 20, no. 6, pp. 657 – 665, 2014, short Pulse Fiber Lasers.
- [5] N. J. Doran and D. Wood, "Nonlinear-optical Loop Mirror," *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 1, pp. 56–58, Jan 1988.

SINGLE FREQUENCY HIGH POWER AND LOW INTENSITY NOISE 1064NM LASER

Germain Guiraud^{1,2}, Giorgio Santarelli², Nicholas Traynor¹

¹ Azur Light Systems, Av. de la Canteranne, Pessac, France

² Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences, CNRS, Université de Bordeaux, Institut d'Optique, Talence, France

gguiraud@azurlight-systems.com

RÉSUMÉ

We have developed an all fiber, single-frequency, narrow linewidth ($\Delta\nu < 50$ kHz) laser operating at 1064nm with high output power (50W) very low intensity noise (RMS equals to 0.012% [1 kHz/10MHz]).

MOTS-CLEFS: *high power; low intensity noise; Ytterbium doped fiber;*

1. INTRODUCTION

High power fiber lasers are widely used in several domains as fundamental physics, semiconductor industry or military and defense. Fiber laser technology offers several advantages: broad gain window (1020 – 1090nm for Yb), power scaling with high wall-plug efficiency, good beam quality and pointing stability [1].

Low noise single frequency operation is mandatory for demanding physics experiments, as cold atom optical lattices, frequency metrology and gravitational wave detectors.

Single frequency high power MOPA fiber laser has been already demonstrated in several groups [2]. Despite the impressive advances in high power laser, the relative intensity noise has been not deeply investigated. In this paper, we report on the development of an industrial grade low intensity noise laser operating at 1064nm with an output power of 50W.

2. EXPERIMENTAL SETUP

This MOPA Ytterbium doped fiber laser is composed of two amplification stages, seeded by a low noise low power (50mW) single frequency laser diode. The preamplifier generates more than 1W whereas the main amplifier allows us to reach 50W at 1064 nm with a slope efficiency approaching 80%. Both amplifier are clad pumped with grating stabilized multimode pump diodes at 976nm. Figure 1 shows the schematic of the laser.

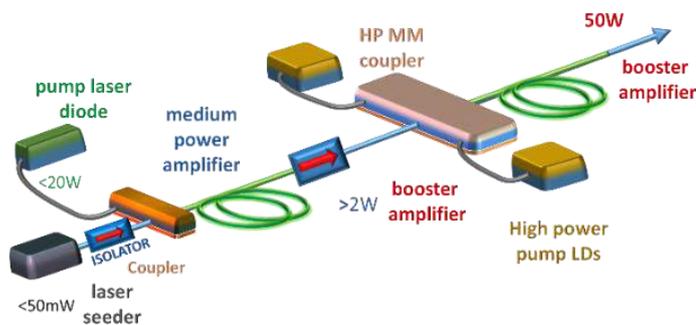


Fig 1: Schematic of high power single frequency MOPA laser.

In order to carefully study and optimize each element of the laser to minimize the relative intensity noise, we developed a custom low noise photodetector. This device is able to handle up to 20 mW of optical power while exhibiting a noise floor lower than -170 dBc/Hz from 1 kHz to 10

MHz when the impinging optical power is 10 mW. By measuring the intensity noise power spectral density using a Fast Fourier Transform (FFT) analyzer, we have been able to identify different noise sources in the frequency domain from 1 kHz to 10MHz. For instance, technical noise from electrical supplies and acoustics are generally confined below 10 kHz. Pump laser noise can affect the spectrum up to 100 kHz as we show below. Beyond 100 kHz, where the impact of technical noise is strongly reduced, the dominant effects are related to more fundamental effects as shot noise, amplified spontaneous emission or Stimulated Brillouin Scattering (SBS).

3. RESULTS

In order to study the intensity noise, we need very low noise laser seeder. As we focus on single frequency operation at 1064 nm, we choose a fiber pigtailed device ECDL (External Cavity Diode Laser) which potentially deliver hundreds of mW of optical power. A significant effort has been deployed on thermo-mechanical packaging and optical isolation for improved wavelength stability and stable low noise operation. We have measured the intensity noise for this device after careful optimization of the current driver noise and minimized the optical feedback, which has been showed to be detrimental.

The ECDL shows an excellent intensity noise especially at low Fourier frequencies as we can see in figure 2. The next part will describe intensity noise measurement with gain in YDF MOPA.

The intensity noise dynamic due to pump-to-signal coupling and the input to output transfer function in low power Yb MOPA fiber in the sub watt regime has been already developed and studied in previous works [3, 4]. In the case of low residual pump power and moderate to high gain, the pump-to-signal noise transfer can be modeled by a low-pass filter with cut off frequency given by:

$$\omega_{eff} \approx P_s^0(L) \cdot B_s \quad (1)$$

Where $P_s^0(L)$ is the average signal power at the end of the fiber given in number of photons per second. The coupling factor B_s depends on the signal overlap with the doped region Γ_s , (~ 1) the signal cross section for signal absorption and emission σ_{12}, σ_{21} and the fiber mode field area A (\sim a few 10^{-11}m^2).

$$B_s = \Gamma_s(\sigma_{12} + \sigma_{21})/A \quad (2)$$

It can be seen that the corner frequency is proportional to the amplifier output power. Thus when the seeder is very low noise as in our case the Fourier frequency range below ω_{eff} is fully dominated by the pump intensity noise. In order to reach tens of Watts of output power, we need two stages of amplification. A medium power preamplifier stage is necessary to reach 1W with only a few tens of mW of seeding power. We can observe that the amplification process adds excess noise respected to ECDL seed noise between 1 kHz and 1 MHz for clad pumping. The low seeder noise is recovered at higher frequencies.

The booster amplification stage is composed of a multimode pump combiner and two 60W pump diodes at 976nm. The MOPA configuration shows an output optical power of 50W at 1064 nm with a launched pump power of 65W corresponding to an optical-to-optical efficiency of 75 %, with a $M^2 < 1.2$ a PER $> 20\text{dB}$ and signal to ASE ration over 55 dB (0,07nm resolution bandwidth). We observe that rising the output power at 50W leads to a severe increase of the intensity noise up to tens of MHz [see figure 2]. This is the clear signature of Stimulated Brillouin Scattering (SBS). The intensity coupling mechanism between Stoke and pump waves have been investigated in telecom fiber amplifier and Brillouin lasers. In our case the situation is slightly more complex due to the Ytterbium doped fiber gain mechanism.

Several approaches have applied to mitigate the SBS in high power amplifiers. For instance, temperature and strain gradient techniques have been successfully applied to lower SBS threshold [5,

6]. Moving to large mode area fibers is also a possible alternative, but fusion splicing of such fibers require highly specialized equipment.

The aim of this MOPA development is to deliver an industrial grade laser system and avoiding using rather sophisticated SBS mitigation schemes. We thus focus the optimization of fiber length and optical power seeding to minimize the excess RIN in our system.

In figure 3, we show the RIN of this same amplifier but this time, with careful optimization of the fiber length, from 1W (preamplifier's output) to 50W. We can observe that RIN at low frequency is dominating by the technical noise of pump diodes. The RIN PSD decreases from -120 dBc to -125 dBc when power scaling from 25 to 50W. This reduction originates from pump noise reduction at higher current operation. We can also see in figure 3 that this laser operates in a nearly SBS free regime at 50W when optimized with a gain of about 20dB at high frequency (100 kHz/10MHz). The spurious lines around several hundreds of kHz can be easily filtered. The very low RIN Power Spectral Density (PSD) is reproducible on the MOPA systems produced at industrial level. Furthermore, for industrial applications, a long term power stability is carried out. We obtain a power stability fluctuation of about 1.2% (peak-to- peak) without using any electronic power control feedback during 8h.

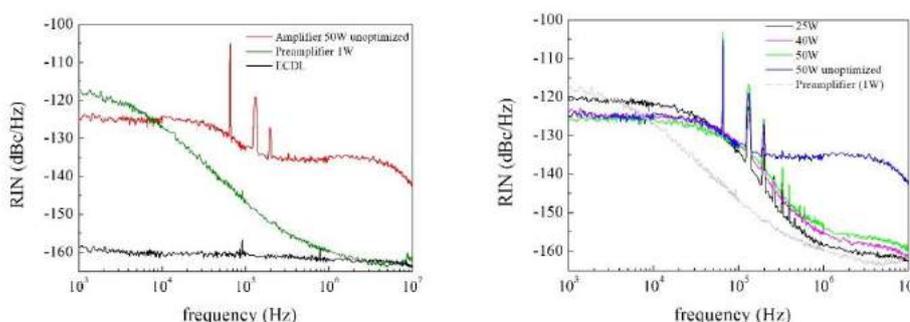


Fig 2: Relative Intensity Noise [1 kHz-10 MHz] of the seeder, preamplifier and amplifier unoptimized (on the left) and of the optimized amplifier until 50W (on the right)

CONCLUSION

We demonstrate an all-fiber, high power, low intensity noise Ytterbium MOPA fiber laser with more than 50W output power. By choosing a low noise laser seeder we have been able to optimize each amplifier stage. We also been able to reduce the detrimental effect of the SBS in the booster stage by optimizing the input power and fiber length. At 50W output power this industrial grade laser shows an RIN RMS value equals to 0.012% [1kHz-10MHz]. In addition, the low RIN at high Fourier frequencies (<150dBc@1MHz) will enable to implement a wideband noise eater. In the future we plan to develop a 100W class ultra-low RIN laser using LMA fibers.

RÉFÉRENCES

- [1] R. Royon, J. Lhermite, L. Sarger and E. Cormier, "High power, continuous-wave ytterbium-doped fiber laser tunable from 976 to 1120 nm," *Opt. Express* 21, 13818-13823 (2013).
- [2] Y. Jeong, J. Nilsson, J. K Sahu, D. N. Payne, R. Horley, L. M. B.Hickey, & P. W. Turner, "Power scaling of single-frequency ytterbium-doped fiber master-oscillator power-amplifier sources up to 500 W". *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Elect.*, 13, 546-551. (2007)
- [3] S. Novak and A. Moesle, "Analytic Model for Gain Modulation in EDFAs," *J. Lightwave Technol.* 20, 975- (2002)
- [4] H. Tünnermann, J. Neumann, D. Kracht, and P. Weßels, "Gain dynamics and refractive index changes in fiber amplifiers: a frequency domain approach," *Opt. Express* 20, 13539-13550 (2012)
- [5] Zeringue, C. Vergien, and I. Dajani, "Pump-limited, 203 W, single-frequency monolithic fiber amplifier based on laser gain competition," *Opt. Lett.* 36, 618-620 (2011)
- [6] L. Zhang, S. Cui, Chi L, J Zhou, and Y. Feng, "170 W, single-frequency, single-mode, linearly-polarized, Yb-doped all-fiber amplifier," *Opt. Express* 21, 5456-5462 (2013)

AMPLIFICATION PARAMETRIQUE D'IMPULSIONS FEMTOSECONDES A DERIVE DE FREQUENCE A 1 μ J DANS LA GAMME μ J

Philippe Morin^{1*}, Jérôme Dubertrand¹, Patrick Beure d'Augères¹, Géraud Bouwmans², Alexandre Kudlinski², Yves Quiquempois², Arnaud Mussot² et Emmanuel Hugonnot¹

¹Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives, Centres d'Etudes Scientifiques et Techniques d'Aquitaine, 15 avenue des Sablières, CS 60001 33116 Le Barp Cedex

²Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules (PhLAM), UMR 8523, Institut de Recherche sur les Composants logiciels et matériels pour l'Information et la Communication Avancée (IRCICA), USR CNRS 3380, 50 avenue du Halley, 59658 Villeneuve d'Ascq Cedex
philippe.morin@cea.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un amplificateur paramétrique optique fibré d'impulsions à dérive de fréquence dans lequel des impulsions à 1053 nm sont amplifiées dans une fibre solide à bande interdite photonique et à large mode au moyen d'une pompe impulsionnelle fibrée dans la gamme μ J avec un gain de 53 dB et compressées jusqu'à 400 fs.

MOTS-CLEFS : *Amplification d'impulsions à dérive de fréquence ; Amplification paramétrique optique fibrée ; Optique non-linéaire.*

1. INTRODUCTION

L'amplification paramétrique optique d'impulsions à dérive de fréquence (OPCPA, *Optical Parametric Chirped Pulse Amplification*) est une technique reconnue pour amplifier des impulsions ultracourtes [1]. Pour cela, les impulsions sont tout d'abord étirées temporellement afin de réduire leur puissance crête. Elles sont ensuite amplifiées et enfin comprimées à leur durée initiale. Le processus d'amplification résulte alors de l'interaction, dans un cristal possédant une non-linéarité d'ordre deux, entre un faisceau monochromatique de forte énergie (pompe) et le faisceau à spectre large et à dérive de fréquence (signal). L'atout principal de cette technique est l'absence de bruit généré hors du domaine temporel de superposition des impulsions pompe et signal. En 2006, Hanna et al. ont proposé de remplacer ces cristaux par des fibres optiques afin d'améliorer la compacité, la stabilité et la maintenance des futurs systèmes OPCPA [2]. Dès lors, le processus d'amplification repose sur la non-linéarité d'ordre trois de la silice, lequel peut générer le cas échéant de larges bandes de gain. La condition d'accord de phase entre les ondes dépend seulement de leurs puissances et des paramètres de la fibre utilisée, c'est-à-dire le coefficient non linéaire et la dispersion chromatique [3]. Depuis, le potentiel des amplificateurs paramétriques optiques fibrés d'impulsions à dérive de fréquence (FOPCPA, *Fiber Optical Parametric Chirped Pulse Amplification*) a été démontré à différentes longueurs d'onde [4]-[6] et ils peuvent être utilisés en tant que premier étage d'amplification d'impulsions ultracourtes de chaîne laser de puissance [7].

Nous présentons ici un FOPCPA dans lequel des impulsions à 1053 nm sont amplifiées à forte énergie (gamme μ J) dans une fibre solide à bande interdite photonique (PBG, *Photonic Band Gap*) et à large mode (LMA, *Large Mode Area*) avec une conversion de 25% de l'énergie de la pompe vers les longueurs d'onde Stokes. Cette fibre a été spécialement conçue pour obtenir de larges bandes de gain dans la fenêtre spectrale autour de 1053 nm lorsque la pompe impulsionnelle fibrée est injectée dans celle-ci [8]-[10].

2. MONTAGE EXPERIMENTAL

Le montage expérimental est montré sur la figure 1. La pompe est créée à l'aide d'un laser monochromatique accordable autour de 1034 nm. Elle est ensuite injectée dans un modulateur d'intensité alimenté par un train d'impulsions rectangulaires dont la fréquence et la largeur

temporelle sont respectivement de 10 kHz et 1.2 ns. Les impulsions résultantes sont ensuite amplifiées par deux amplificateurs fibrés dopés ytterbium autour de $1.3 \mu\text{J}$ afin d'obtenir une puissance crête proche de 1 kW. L'excès d'émission spontanée amplifiée est supprimé par plusieurs filtres optiques passe-bandes dans le but de garder le rapport signal-sur-bruit de la pompe le plus grand possible.

Le signal est généré au moyen d'un oscillateur fibré à verrouillage de modes délivrant, à la fréquence de 38.5 MHz, des impulsions chirpées d'environ 4 ps (qui sont potentiellement recomprimables à 160 fs). Quant à sa longueur d'onde centrale et sa largeur spectrale à mi-hauteur, elles sont respectivement de 1053 nm et 13 nm. Les impulsions sont étirées grâce à un étireur de type Öffner composé d'un réseau de diffraction possédant une densité de 1780 traits/mm. Après l'étape d'étirement, la largeur temporelle des impulsions est 1.2 ns à -10 dB de l'intensité maximale. Avant l'étape d'amplification, le train d'impulsions est injecté dans un sélecteur d'impulsions qui abaisse la fréquence à 10 kHz. Le signal est alors couplé avec la pompe à l'aide d'un multiplexeur en longueur d'onde. Il est à noter que la pompe est synchronisée avec le signal à 10 kHz et que tous les composants utilisés pour cette expérience sont à maintien de polarisation.

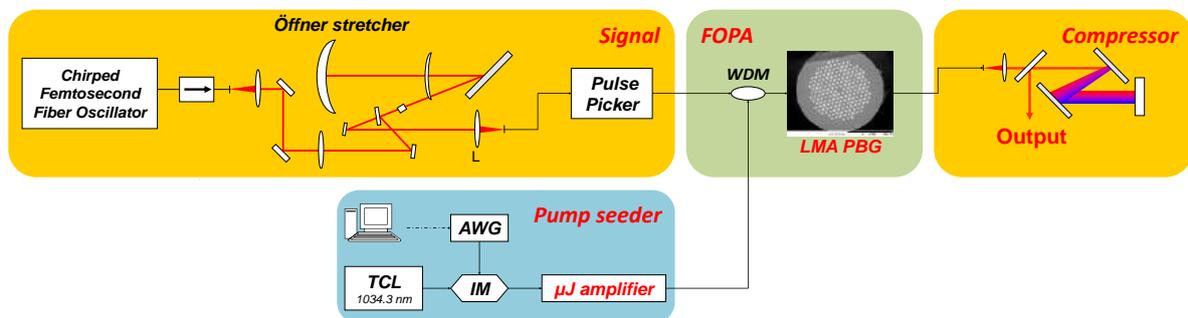


Fig. 1 : Montage expérimental. TCL : laser monochromatique accordable, IM : modulateur d'intensité, AWG : générateur de fonction arbitraire, WDM : multiplexeur en longueur d'onde.

L'amplificateur paramétrique est basé sur une fibre LMA PBG monomode avec un diamètre de cœur supérieur à $10 \mu\text{m}$. Les principales propriétés optiques de la fibre PBG LMA sont données dans le tableau 1.

Tab. 1 : Principales propriétés optiques de la fibre PBG LMA.

paramètre	unité	Fibre PBG LMA
Longueur	m	13
Atténuation	dB/m	0.1
Longueur d'onde de zéro de dispersion	nm	1033
Coefficient non-linéaire	$\text{W}^{-1}.\text{km}^{-1}$	1.2

A la sortie de la fibre, le processus d'amplification paramétrique est observé sur un analyseur de spectre optique. Finalement, le signal amplifié est comprimé par une paire de réseaux en diffraction de 1780 traits/mm et la largeur temporelle de l'impulsion est mesurée avec un autocorrélateur du second ordre.

3. OBSERVATIONS EXPERIMENTALES

La figure 2(a) montre le spectre de la pompe lorsque celle-ci est injectée dans la fibre avec une puissance crête proche de 1 kW. A la longueur d'onde de la pompe, le régime de dispersion de la vitesse de groupe étant faiblement anormale, nous observons de larges bandes de gain symétriques autour de la pompe.

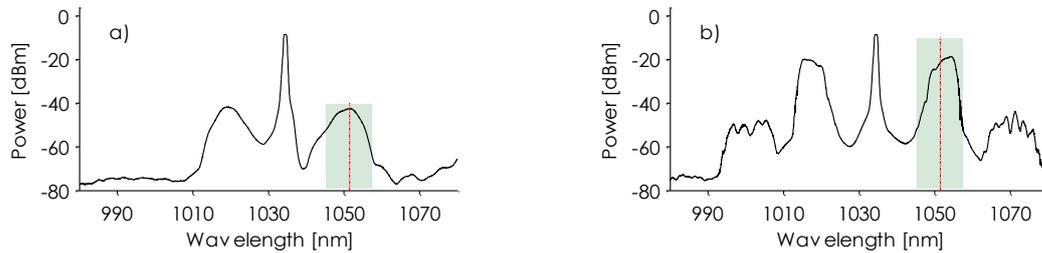


Fig. 2 : A la sortie de la fibre, (a) spectre de fluorescence et (b) spectre quand le signal est injectée. Le rectangle vert et la ligne rouge représentent respectivement la largeur spectrale et la longueur d'onde centrale.

Grâce au design de la fibre, nous constatons que le maximum de la bande de gain Stokes ainsi que sa largeur spectrale correspondent à celle du signal. Quand celui-ci est injecté dans la fibre, avec une énergie d'environ 4 pJ, le spectre résultant montre plusieurs harmoniques dû au processus de mélange à quatre ondes [cf. figure 2(b)]. A la sortie de la fibre et après un filtre optique passe-bande centré autour de 1053 nm, l'énergie de l'impulsion est de 0.3 μ J, ce qui représente un gain supérieur à 50 dB ainsi qu'une conversion de 25% de l'énergie de la pompe vers le signal.

La dernière partie de l'expérience consiste à compresser le signal amplifié. L'idler et la pompe sont filtrés à l'aide du premier réseau de diffraction du compresseur. Dans le régime linéaire, les impulsions sont comprimées à 440 fs, proches de la limite de Fourier et cela indique que le deuxième ordre de la phase spectrale est parfaitement compensé par le compresseur.

CONCLUSION

En conclusion, nous avons présenté un amplificateur paramétrique fibré d'impulsions à dérive de fréquence dans lequel des impulsions à 1053 nm sont amplifiées dans une fibre solide à bande interdite photonique et à large mode au moyen d'une pompe impulsionnelle fibrée dans la gamme μ J avec un gain de 53 dB et comprimées jusqu'à 400 fs.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Dubietis, G. Jonusauskas, and A. Piskarskas, "Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal," *Opt. Comm.*, vol. 88, pp. 473-440 (1992).
- [2] M. Hanna, F. Druon, and P. Georges, "Fiber optical parametric chirped pulse amplification in the femtosecond regime," *Opt. Express*, vol. 14, pp. 2783-2790, 2006.
- [3] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, 2007.
- [4] C. Caucheteur, and *al.*, "Experimental demonstration of optical parametric chirped pulse amplification in optical fiber," *Opt. Letters*, vol. 35, pp. 1786-1788, 2010.
- [5] Y. Zhou, and *al.*, "All-fiber-based ultrashort pulse generation and chirped pulse amplification through parametric processes," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 22, pp. 1330-1332, 2010.
- [6] D. Bigourd, and *al.*, "High-gain fiber, optical parametric, chirped-pulse amplification of femtosecond pulses at 1 μ m," *Opt. Letters*, vol. 35, pp. 3480-3482, 2010.
- [7] E. Hugonnot, and *al.*, "Design of PETAL multipetawatt high-energy laser front end based chirped pulse amplification," *Applied Optics*, vol. 46, pp. 8181-8187, 2007.
- [8] S. Petersen, and *al.*, "Degenerate four waves mixing in large mode area hybrid photonic crystal fibers," *Opt. Express*, vol. 21, pp. 18111-18124, 2010.
- [9] P. Steinvurzel, and *al.*, "Broadband parametric wavelength conversion at 1 μ m with large mode area fibers," *Opt. Letters*, vol. 39, pp. 743-746, 2014.
- [10] G. Bouwmans, and *al.*, "Fabrication and characterization of an all-solid 2D photonic band gap fiber with a low-loss region (<20 dB/km) around 1550 nm," *Opt. Express*, vol. 13, pp. 8452-8459, 2005

GUIDES D'ONDE OP-GAAS ENTERRES A FAIBLES PERTES POUR LA CONVERSION DE FREQUENCE VERS LE MOYEN INFRAROUGE

Sophie Roux¹, Axel Evirgen², Michel Lecomte², Gaëlle Lehoucq¹, Olivier Parillaud², Bruno Gérard², Arnaud Grisard¹, Eric Lallier¹

¹ Thales Research & Technology, 1 av. Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France

² III-V Lab, 1 av. Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France

sophie.roux@thalesgroup.com

RÉSUMÉ

Après avoir comparé expérimentalement deux structures de guides d'onde de référence, nous justifions le choix d'une structure enterrée, afin de réduire significativement les pertes dans le moyen-infrarouge. Les étapes de fabrication et les résultats prometteurs des caractérisations dans le moyen-infrarouge des premiers guides d'onde enterrés en GaAs périodiquement orientés sont alors présentés.

MOTS-CLEFS : Guides d'onde ; OP-GaAs ; Pertes ; Conversion de fréquence.

1. INTRODUCTION

La perspective de réaliser de la conversion paramétrique dans des guides d'onde en arséniure de gallium périodiquement orientés (OP-GaAs) [1] est intéressante, notamment pour augmenter l'efficacité de conversion. Néanmoins, seules des pertes suffisamment faibles dans ces guides d'onde, à la longueur d'onde de la pompe et des signaux générés, peuvent le garantir. Une première étude comparative a permis de mettre en évidence expérimentalement le potentiel de guides d'onde enterrés dans le cas d'une structure dite de référence, avec une seule orientation cristalline. Suite à cette étude, nous avons réalisé des guides d'onde GaAs enterrés périodiquement orientés, premiers du genre à notre connaissance. Les caractérisations dans le moyen-infrarouge des pertes dans ces guides sont présentées, ainsi que l'influence de la polarisation sur les pertes.

2. COMPARAISON DES PERTES MESUREES DANS DEUX TYPES DE GUIDES D'ONDE DE REFERENCE A 2 ET 3,9 MICRONS

Deux structures épaisses de guides d'onde, présentées sur la figure 1, ont été comparées du point de vue des pertes à la propagation à 2 μm grâce à la méthode Fabry-Perot [2], et à 3,9 μm grâce à la méthode de cutback.

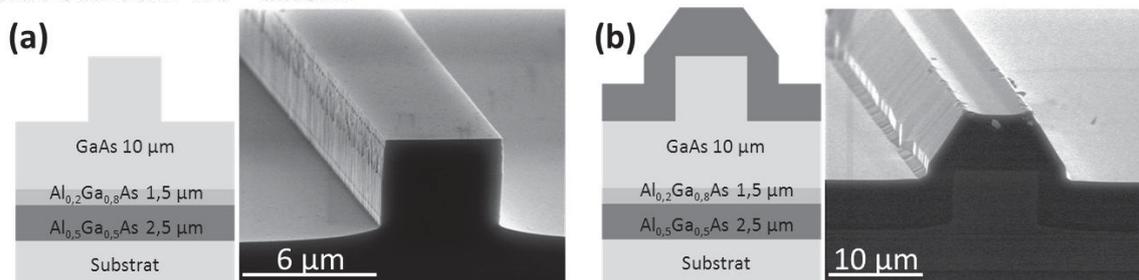


Fig. 1 : Schémas (composition et épaisseurs) et images MEB (a) d'un guide d'onde en GaAs de type ruban de largeur 5 μm (b) d'un guide d'onde en GaAs de type ruban de largeur 8 μm enterré dans $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$.

Chaque point de mesure présenté sur la figure 2 correspond à un guide d'onde différent. Ces mesures ont été complétées par des barres d'erreur dépendantes de la méthode utilisée.

À la longueur d'onde de $2\ \mu\text{m}$, dans le cas du ruban enterré, les pertes sont en moyenne trois fois plus faibles que dans le simple ruban et les mesures sont beaucoup moins dispersées. On assiste donc à un lissage des défauts et à une forte diminution des pertes grâce à la chute du contraste d'indice. Les pertes à $2\ \mu\text{m}$ sont, dans certains cas, inférieures au dB/cm, soit meilleures que l'état de l'art actuel [1].

À $3,9\ \mu\text{m}$ les pertes à la propagation sont bien plus faibles qu'à $2\ \mu\text{m}$, d'environ un ordre de grandeur. Encore une fois, on voit l'influence du contraste d'indice sur les pertes mesurées, avec, de nouveau, des pertes plus faibles dans le cas du guide d'onde enterré, et une plus faible dispersion des mesures.

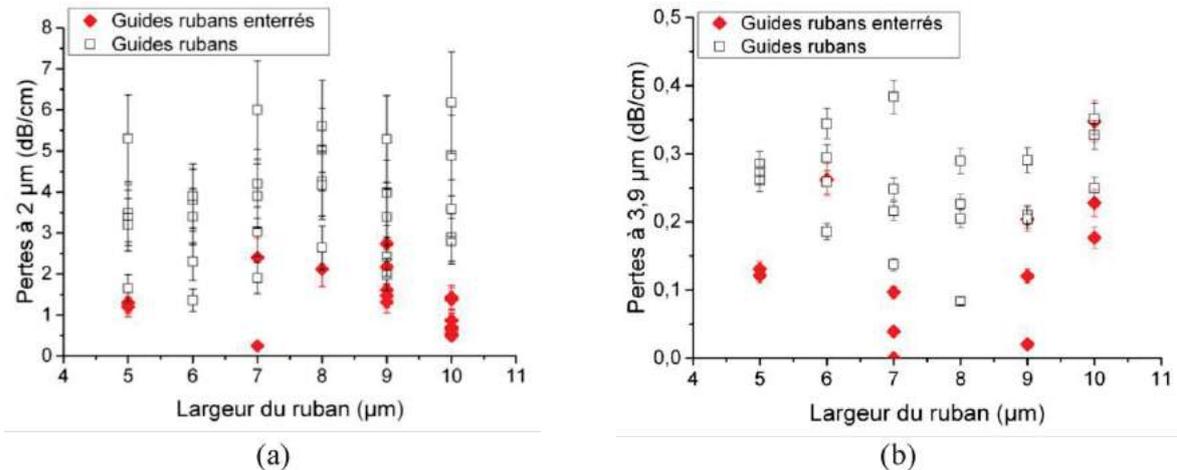


Fig. 2 : Mesures de pertes en polarisation TE dans les guides d'onde de référence de type rubans et de type rubans enterrés à $2\ \mu\text{m}$ par méthode Fabry-Perot (a) et à $3,9\ \mu\text{m}$ par la méthode de cutback (b).

De cette étude se dégage une architecture privilégiée pour conserver de faibles pertes à la longueur d'onde de la pompe et à la longueur d'onde du signal : le ruban enterré.

3. FABRICATION DE GUIDES D'ONDE ENTERRES PERIODIQUEMENT ORIENTES

Il est alors justifié de fabriquer des guides d'onde enterrés périodiquement orientés (OP). La première étape consiste à réaliser des germes en GaAs [1] incluant les périodes de quasi-accord de phase nécessaires à la conversion de fréquence vers le moyen-infrarouge et calculées en fonction de l'indice effectif.

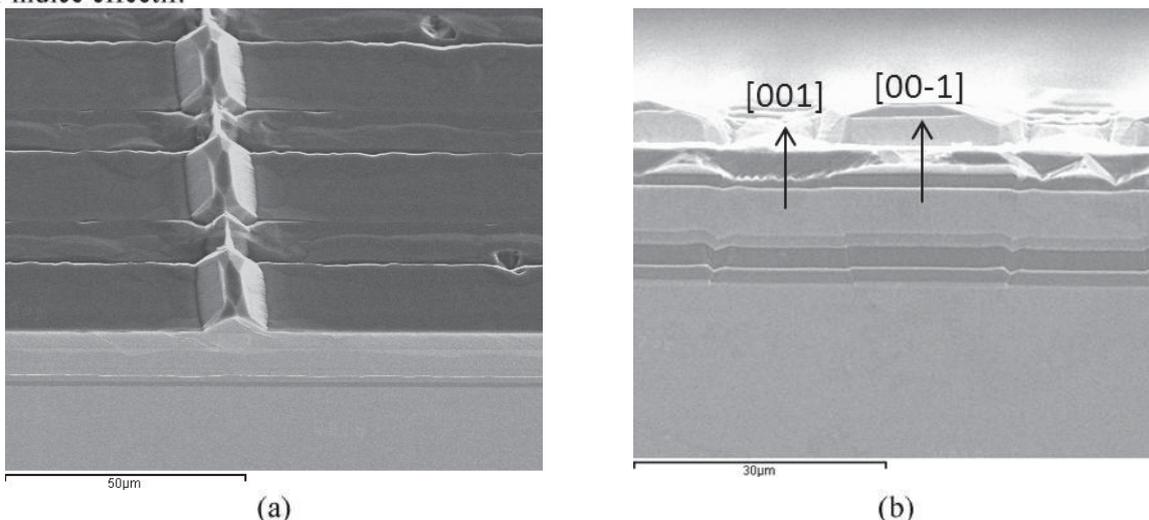


Fig. 3 : Images MEB de la structure réalisée : (a) vue du dessus d'un guide d'onde OP-GaAs enterré, (b) Vue de la tranche du réseau périodiquement orienté après révélation chimique.

L'orientation des réseaux dans le plan des substrats a été choisie de façon à conserver la corrugation initiale et le rapport cyclique lors de la reprise d'épitaxie en MBE. Suite à la reprise d'épitaxie des couches guidantes, des guides ont été obtenus par gravure sèche chlorée par plasma à couplage inductif (ICP). Une dernière étape de reprise d'épitaxie en MOVPE a été nécessaire pour recouvrir le ruban de GaAs par une couche d' $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$. Cette dernière étape donne une allure différente suivant l'orientation cristalline (Fig. 3(a)), mais suffit à recouvrir l'ensemble du ruban sur toute la longueur du guide d'onde. Par ailleurs, la croissance des réseaux n'a pas rigoureusement conservé le rapport cyclique initial (Fig. 3(b)), mais donne satisfaction quant à la qualité de l'épitaxie.

4. PERTES DES GUIDES ENTERRES OP-GAAS MESUREES A 3,9 MICRONS EN FONCTION DE LA POLARISATION

De nouvelles mesures de pertes à 3,9 μm ont été réalisées sur les structures enterrées. Les résultats obtenus par la méthode de cutback [3] sont présentés sur la figure 4, et font apparaître les valeurs obtenues dans les deux polarisations.

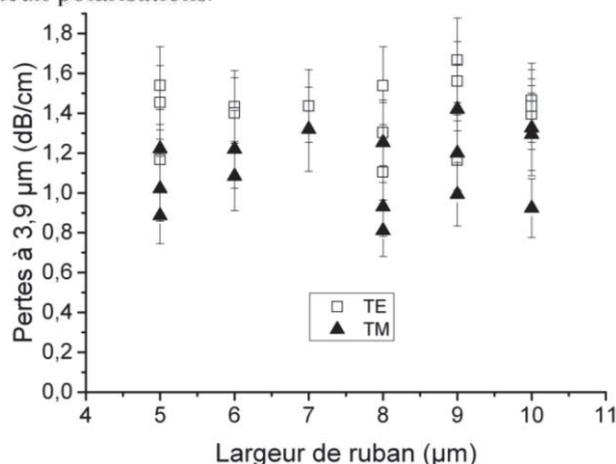


Fig. 4 : Mesures de pertes dans les guides d'onde OP-GaAs de type rubans enterrés à 3,9 μm obtenues par la méthode de cutback et dans les deux polarisations.

Ces mesures révèlent sans surprise des pertes à 3,9 μm plus fortes que dans le cas de la structure de référence, ce qui est principalement lié aux murs de domaines et aux défauts qui peuvent s'y trouver. Elles mettent en évidence que la polarisation TM est ici plus favorable pour les pertes, avec dans le meilleur des cas des pertes de 0,8 dB/cm contre 1,1 dB/cm pour la polarisation TE. Ainsi, on constate une augmentation des pertes raisonnable d'environ 1 dB/cm par rapport à la structure de référence.

CONCLUSION

L'étude comparative de deux structures de guides d'onde de référence a permis de choisir l'architecture la plus favorable pour minimiser les pertes à la propagation à 2 μm , mais aussi à 3,9 μm . Suite à ce choix, une structure de guides d'onde enterrés périodiquement orientés a pu être réalisée pour la première fois, et montre des performances excellentes à 3,9 μm , démontrant son intérêt pour faire de la conversion de fréquence vers le moyen-infrarouge.

RÉFÉRENCES

- [1] M. B. Oron, S. Shusterman, and P. Blau, "Periodically oriented GaAs templates and waveguide structures for frequency conversion," *SPIE Digital library*, vol. 6875, p. 68750F–68750F–12, Feb. 2008.
- [2] S. Roux *et al.*, "Comparaison de guides d'onde GaAs à faibles pertes optimisés pour un couplage fibré à 2 microns," Poster n°127, JNOG'35, 2015.
- [3] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic, 1989).

RÉALISATION D'UNE SOURCE DE PHOTONS UNIQUES FIBRÉE

Pauline Boucher^{1,2}, Guillaume Labroille², Nicolas Treps¹

¹ Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-Sorbonne Universités, CNRS, ENS-PSL Research University, Collège de France, 75005 Paris, France

² CAILabs SAS, 8 rue du 7e d'Artilerie, 35000 Rennes, France

pauline.boucher@lkb.upmc.fr

RÉSUMÉ

Notre projet a pour objectif la réalisation d'une source de photons uniques fibrée, composée d'une antenne optique et d'un convertisseur de mode unitaire basé sur la conversion de la lumière multiplan.

MOTS-CLEFS : *photon unique ; antenne optique ; transformation unitaire*

1. INTRODUCTION

La réalisation d'une source de photons uniques stable possédant une efficacité de collection et d'émission proche de l'unité pourrait constituer une avancée majeure pour des domaines tels que la cryptographie, la métrologie ou l'information et l'optique quantique. De nombreux travaux ont établi que les émetteurs individuels constituent de telles sources grâce à la démonstration de l'"antibunching" (ou dégroupement) des photons émis. Les émetteurs peuvent être des molécules organiques, des boîtes quantiques semi-conductrices ou des centres colorés. Le groupe du professeur Sandoghdar (Erlangen) a fait la démonstration d'une antenne optique permettant la collecte de 99% des photons émis par un émetteur individuel [1]. La société CAILabs est capable de manipuler plusieurs modes optiques en parallèle et sans pertes grâce à la technologie "MPLC" (Multi-Plane Light Conversion) [2]. Nous avons démontré théoriquement qu'il était possible, grâce au MPLC, de convertir le mode de sortie d'une antenne afin de le coupler à une fibre monomode dans le but de réaliser une source de photons uniques fibrée. Nous souhaitons confirmer ce résultat expérimentalement.

2. ANTENNE OPTIQUE

La structure de l'antenne optique présentée par le groupe du professeur Sandoghdar réduit le cône d'émission des émetteurs permettant ainsi de collecter la totalité des photons émis [1]. Le mode d'émission est polarisé azimuthalement.

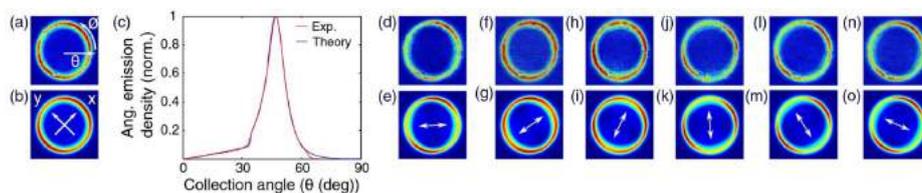


FIGURE 1 : Emission angulaire d'un puit quantique intégré dans une antenne diélectrique. (a) Distribution de la puissance émise. (b) Modèle théorique ajusté aux données. (c) Intégrale du signal tracé en (a) selon l'angle ϕ . (d), (f), (h), (j), (l), (n) Mesures expérimentales du mode après un polariseur. (e), (g), (i), (k), (m), (o) Prédictions théoriques correspondantes. Figure tirée de [1].

3. CONVERTISSEUR DE MODES

Morizur *et al.* ont développé un nouveau type de façonneur de modes basé sur le concept d'une conversion de la lumière multi-plan (MPLC) [3]. Celui-ci permet de réaliser des conversions de modes avec une efficacité arbitraire et de manipuler plusieurs modes transverses du champ [2]. Le multiplexage spatial revient conceptuellement à transformer une base de mode en une autre. Théoriquement, toute transformation unitaire peut être réalisée avec un système MPLC, qui est constitué d'une succession de lames de phase séparées par une propagation en espace libre. Les pertes sont déterminées par la qualité des éléments optiques utilisés. La figure 3 (a) illustre le principe du MPLC, les figures 3 (b) et (c) donnent un exemple des modes pouvant être réalisés avec des transformations multimodes (b) ou monomodes (c).

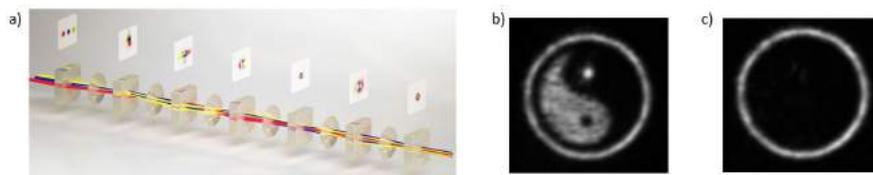


FIGURE 2 : a) Succession des profils de phase illustrant le mode de fonctionnement d'un MPLC. La partie supérieure représente l'évolution de l'intensité dans le plan des lames de phase. La partie inférieure représente la succession des composants optiques - lames de phase et lentilles. b) et c) Modes transverses obtenus par transformations multimode ou monomode.

4. CONVERSION DU MODE DE SORTIE DE LA SOURCE DE PHOTONS UNIQUES

Nous avons montré théoriquement qu'il était possible d'utiliser la capacité du MPLC à réaliser des transformations monomodes de très grande qualité et avec très peu de pertes pour convertir le mode de sortie de la source de photons uniques afin de pouvoir le coupler dans une fibre monomode. Le MPLC ne pouvant pas traiter des modes vectoriels, la polarisation doit d'abord être convertie en polarisation linéaire par une *q-phase plate* avant d'effectuer la conversion de mode.

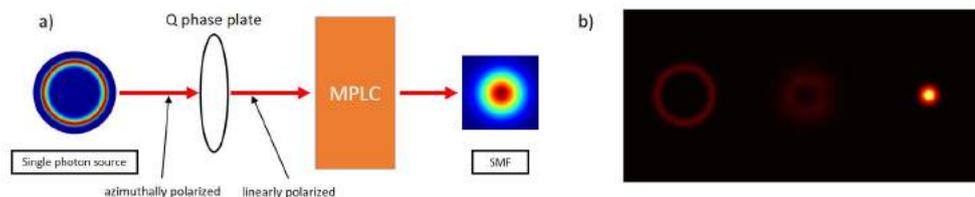


FIGURE 3 : a) Schéma proposé de réalisation du convertisseur de mode entre la source de photon unique et la fibre monomode. b) Intensités simulées du faisceau au sein du MPLC à l'emplacement de chaque lame de phase (3 réflexions).

La collaboration entre le groupe du professeur Sandoghdar, le laboratoire Kastler-Brossel et CAI-Labs a pour but la réalisation expérimentale d'une telle transformation.

RÉFÉRENCES

- [1] X.-L. Chu, T. J. K. Brenner, X.-W. Chen, Y. Ghosh, J. A. Hollingsworth, V. Sandoghdar, and S. Götzinger, "Experimental realization of an optical antenna designed for collecting 99% of photons from a quantum emitter," *Optica*, vol. 1, pp. 203–208, 2014.
- [2] G. Labroille, B. Denolle, P. Jian, P. Genevaux, N. Treps, and J.-F. Morizur, "Efficient and mode selective spatial mode multiplexer based on multi-plane light conversion," *Optics Express*, vol. 22, pp. 15 599–15 607, 2014.
- [3] J.-F. Morizur, L. Nicholls, P. Jian, S. Armstrong, N. Treps, B. Hage, M. Hsu, W. Bowen, J. Janousek, and H.-A. Bachor, "Programmable unitary spatial mode manipulation," *Journal of the Optical Society of America. A*, vol. 27, pp. 2524–2531, 2010.

EFFET DES RESONANCES PARASITES DANS LES RESEAUX OPTIQUES SUR PUCE AVEC UNE TOPOLOGIE EN ANNEAU

Alberto Parini et Christophe Peucheret

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

alberto.parini@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous explorons l'effet de résonances parasites qui affectent les fonctions de transfert des chemins optiques dans les réseaux optiques sur puce avec une topologie d'architecture en anneau. Ces résonances engendrent une réduction de la bande passante du système, avec comme conséquence une augmentation des contraintes sur la stabilité des sources lasers par rapport à une topologie de liaison de type point-à-point.

MOTS-CLEFS : Réseaux optiques sur puces, photonique sur silicium, résonateurs en anneaux.

1. INTRODUCTION

Les réseaux optiques sur puce (Optical Networks-on-Chip, ONOCs) sont envisagés comme une solution attractive pour surmonter les besoins croissants en bande passante tout en permettant une meilleure efficacité énergétique des communications dans les futures générations de microprocesseurs avec une architecture de type multi-cœurs [1]. Le développement de la photonique sur silicium a déjà permis la réalisation de nombreux blocs fonctionnels intégrables sur un substrat de type silicium sur isolant (SOI). De plus, la récente démonstration de la fabrication à large échelle de structures photoniques compatible avec une couche de circuiterie microélectronique [2] rend les réseaux optiques sur puce de plus en plus proches de la réalité. Un accroissement du nombre de cœurs interconnectés sur la même puce, ainsi que du débit de transmission dans le réseau, peuvent être obtenus grâce à l'exploitation des mêmes techniques de multiplexage que celles typiquement exploitées pour les transmissions sur fibres optiques, en particulier le multiplexage en longueur d'onde (WDM). Dans ce contexte, les micro-résonateurs en anneaux constituent des dispositifs très versatiles pour des applications de routage sur puce, grâce à leur relative facilité d'intégration sur un support de silicium ainsi qu'à leur capacité intrinsèque de router des signaux de type WDM. Parmi les architectures étudiées dans le domaine des réseaux optiques sur puces, celles avec une topologie en anneau [3,4] permettent à la fois une communication sans conflits entre les différents processeurs, et évitent aussi les croisements entre guides d'onde, qui constituent une source majeure de pertes et de diaphonie. Dans ce type de topologie, un grand anneau central est déployé afin d'interconnecter les différents cœurs, tandis que des micro-résonateurs de taille plus réduite sont utilisés afin de permettre l'insertion et l'extraction des signaux issus ou destinés à chaque cœur. Or, la nature résonante du grand anneau qui connecte les différents cœurs donne lieu à l'apparition de résonances parasites dans les fonctions de transfert qui caractérisent les différents chemins optiques (donc les différents parcours de routage) entre les cœurs du réseau. Ces résonances engendrent une réduction de la bande passante utilisable pour la transmission des signaux, qui se traduit par un besoin de contrôle plus strict de la stabilité des sources laser. L'objectif de cette contribution est d'évaluer, de manière numérique, l'impact de ces résonances parasites sur les performances en termes de taux d'erreur binaire (BER) des transmissions au sein d'une architecture de réseau sur puce en anneau.

2. ARCHITECTURE DU RESEAU

L'architecture qui fait l'objet de notre étude est présentée sur la figure 1(a) dans le cas d'une interconnexion entre quatre cœurs (c_i, c_j, c_k, c_n), chacun avec une occupation spatiale $F_p \times F_p$ et disposés selon une structure matricielle de pas P_p . La topologie peut être élargie afin de connecter un nombre plus élevé de cœurs, comme représenté sur la figure 1(b) dans le cas de $4 \times 4 = 16$ cœurs.

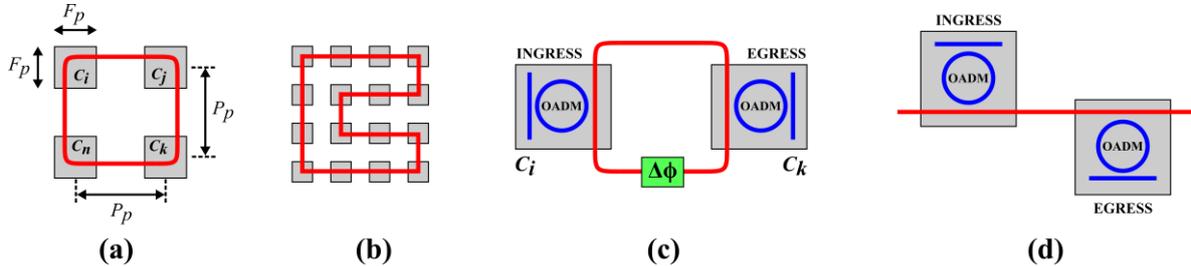


Fig. 1 : Structure du réseau optique en anneau étudiée avec (a) 2×2 et (b) 4×4 cœurs. (c) Modèle équivalent du chemin optique entre la paire de cœurs c_i et c_k . (d) Liaison point-à-point avec une interconnexion ouverte entre deux MRR-OADM.

Le modèle équivalent du chemin optique qui relie deux cœurs du réseau (par exemple c_i et c_k) est présenté sur la figure 1(c). Ce modèle, avec sa structure basée sur de multiples anneaux en cascade, est clairement différent de celui d'une liaison directe de type point-à-point, comme celle représentée sur la figure 1(d). Au sein de chaque cœur, des multiplexeurs d'insertion-extraction utilisant des micro-résonateurs (MRR-OADM) possédant un intervalle spectral libre ISL_1 sont utilisés pour multiplexer les signaux vers l'anneau central d'interconnexion. L'anneau central est lui aussi une structure résonante avec un intervalle spectral libre ISL_2 qui est fonction du nombre de cœurs interconnectés. La position spectrale relative des résonances de l'anneau d'interconnexion par rapport aux résonances des MRR-OADM est fonction d'un facteur de déphasage $\Delta\phi$ qui, en général, peut présenter une variabilité dans le temps en fonction des dérives thermiques de la puce. La variation de ce facteur $\Delta\phi$ se traduit par un décalage en fréquence des résonances de l'anneau central par rapport à celles des MRR-OADM.

Dans notre investigation, nous considérons des MRR-OADM avec un intervalle spectral libre ISL_1 de 1600 GHz, ce qui permet d'accommoder 16 longueurs d'onde distinctes sur une grille de pas en fréquence 100 GHz. Nous supposons aussi des pertes de propagation typiques pour une plateforme SOI de 2 dB/cm. Les coefficients de couplage en puissance entre les guides et l'anneau au sein des MRR-OADM sont de 5% avec, par conséquent, une bande passante à 3 dB de ~ 47 GHz, ce qui permet l'utilisation de canaux pouvant être modulé à 10 Gbit/s, voire jusqu'à 40 Gbit/s si nécessaire. Un pas entre les cœurs $P_p = 5$ mm produit un anneau avec un périmètre de 20 mm dans le cas d'une matrice de 2×2 cœurs et de 80 mm pour 4×4 cœurs. Ces valeurs correspondent à des ISL_2 de 6 GHz et 1.5 GHz, respectivement. Nous considérons des signaux optiques modulés avec un format de type modulation d'intensité (OOK) avec impulsions non-retour-à-zéro (NRZ). Afin d'évaluer l'impact des résonances de l'anneau central, nous estimons la sensibilité du détecteur au moyen d'une procédure de comptage d'erreurs en fonction du décalage en fréquence $\Delta\nu$ entre la source laser et la fréquence centrale d'une des résonances des MRR-OADM, ceci pour différentes valeurs du facteur de déphasage $\Delta\phi$. Dans la présente étude nous ciblons un taux d'erreur binaire (BER) de 3.3×10^{-3} , compatible avec l'utilisation de codes détecteurs et correcteurs d'erreurs, compte tenu de l'utilisation de la méthode de comptage d'erreurs.

3. RESULTATS

Sur la figure 2 nous présentons les fonctions de transfert d'une paire de de MRR-OADM dans une configuration en connexion directe (en ligne pointillée noire), ainsi que celles d'un réseau 2×2 pour deux valeurs de $\Delta\phi$ (lignes pointillées rouge et bleu). Les résonances parasites introduites par l'anneau central sont clairement visibles. Par rapport à la topologie d'interconnexion directe

(2×OADM), la pénalité introduite pour un signal à 10 Gbit/s montre des fluctuations qui suivent également les oscillations de la fonction de transfert, et dont la position dépend de la fréquence du laser (paramètre de désaccord en fréquence $\Delta\nu$) et de la valeur $\Delta\phi$ du déphasage. Une dérive de $\Delta\phi$ dans le temps (par exemple à cause d'un mauvais contrôle thermique des structures) produit, par conséquent, une variabilité de la pénalité avec, au final, une réduction significative de la bande passante utilisable pour une valeur donnée de cette pénalité.

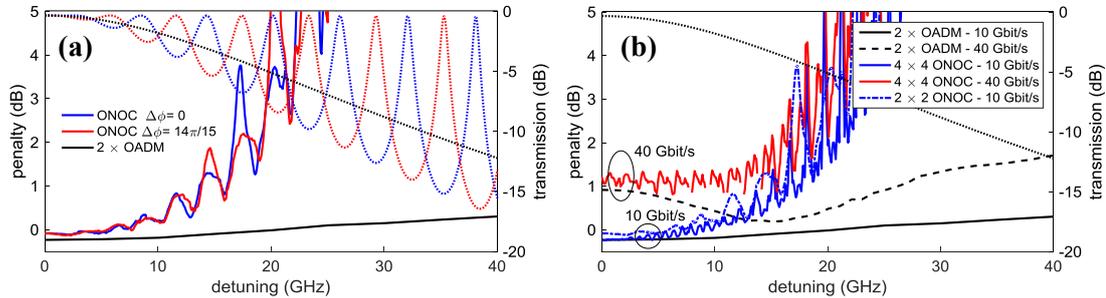


Fig. 2 : (a) Fonctions de transfert d'une paire de MRR-OADM (2×OADM) ainsi que celles d'un réseau en anneau avec 2×2 cœurs pour deux valeurs distincts du déphasage $\Delta\phi$. Les pénalités en puissance correspondant aux fonctions de transfert pour une transmission à 10 Gbit/s sont également affichées. (b) Courbes de pénalité en puissance pour une liaison point-à-point (2×OADM) et une topologie en anneau avec 4×4 cœurs à 10 Gbit/s et 40 Gbit/s ainsi que pour une topologie avec 2×2 cœurs à 10 Gbit/s.

On peut observer sur la figure 2(a) comment le faible roll-off de la fonction de transfert de l'OADM produit une pénalité de puissance modérée dans le cas de la liaison point-à-point. L'effet du filtrage opéré par la paire d'OADM est par contre plus marqué à 40 Gbit/s, comme on peut le constater sur la figure 2(b). La pénalité en puissance augmente considérablement avec des fluctuations extrêmement rapides dans le cas d'une topologie avec 4×4 cœurs et une transmission à 40 Gbit/s. Ces fluctuations sont présentes aussi pour une transmission à 10 Gbit/s. Compte tenu du fait que, dans une implémentation réelle, à la fois $\Delta\phi$ et $\Delta\nu$ peuvent fluctuer dans le temps, les performances d'un réseau en anneau pourraient ainsi présenter des fluctuations qui, pour une valeur de pénalité en puissance maximale admissible, résulteraient en une réduction du budget de puissance du système.

4. CONCLUSION

Dans cette étude, nous avons montré que les résonances parasites qui apparaissent dans les fonctions de transfert des chemins optiques dans les réseaux optiques sur puce avec une topologie en anneau affectent de manière défavorable la tolérance du système aux fluctuations des sources lasers. On observe comme conséquence une réduction des marges de puissance par rapport à une topologie avec une interconnexion de type point-à-point.

REMERCIEMENTS

Ce travail s'inscrit dans le cadre du projet «3D-Optical-ManyCores», porté et soutenu par le LabEx CominLabs : <http://www.3d-opt-many-cores.cominlabs.ueb.eu/>.

RÉFÉRENCES

- [1] A. W. Poon, X. Luo, F. Xu, and H. Chen, "Cascaded microresonator-based matrix switch for silicon on-chip optical interconnection," Proc. IEEE, vol. 97, pp. 1216-1238, Jul. 2009
- [2] C. Sun, et al., "Single-chip microprocessor that communicates directly using light," Nature, vol. 528, pp. 534-538, Dec. 2015
- [3] P. Pintus, P. Contu, P. G. Raponi, I. Cerutti, and N. Andrioli, "Silicon-based all-optical multi microring network-on-chip," Opt. Lett., vol. 39, pp. 797-800, Feb. 2014.
- [4] S. Le Beux, H. Li, I. O'Connor, K. Cheshmi, X. Liu, J. Trajkovic, and G. Nicolescu, "Chameleon: channel efficient optical network-on-chip," in Design, Automation and Test in Europe Conference and Exhibition (DATE), 2014, Mar. 2014.

MESURE DES NONLINÉARITÉS EFFECTIVES DU 3ÈME ORDRE D'UN GUIDE OPTIQUE PAR UNE TECHNIQUE D-SCAN BI-DIRECTIONNELLE

Samuel Serna^{1,2}, 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

Les nonlinéarités effectives Kerr et absorption à deux-photons (TPA), ainsi que les pertes par couplage, d'un nano-guide sont mesurées simultanément pour la première fois par une technique D-scan (transposée du Z-scan dans le domaine temporel), bi-directionnelle et utilisant des impulsions de forme spectrale quasi-rectangulaire pour une sensibilité accrue.

MOTS-CLEFS : *Optique nonlinéaire, Optique guidée, Nanophotonique*

1. INTRODUCTION

La technique Z-scan est couramment utilisée pour mesurer les susceptibilités nonlinéaires d'ordre 3 d'un matériau [1], en revanche elle ne peut s'appliquer au cas des milieux guidés. En conservant le grand avantage de n'utiliser qu'un seul faisceau, cette technique a été transposée dans le domaine temporel afin de caractériser les indices nonlinéaires de fibres optiques [2]. La technique D-Scan, pour *Dispersive Scan*, consiste à varier le coefficient de dispersion $\phi^{(2)}$ appliqué sur les impulsions et à mesurer l'évolution de leur largeur spectrale en sortie, modifiée par les effets d'automodulation de phase.

Notre travail porte sur la première caractérisation nonlinéaire complète grâce à l'utilisation d'une technique D-Scan modifiée d'un nano-guide présentant à la fois un effet Kerr optique et de l'absorption à deux-photons (TPA). Dans le soucis de disposer d'une méthode très sensible, notre montage utilise des impulsions de forme spectrale quasi-rectangulaire et représente le premier montage de type *top-hat D-scan*, l'équivalent dans le domaine spatial au *top-hat Z-scan* [3].

Contrairement au cas des fibres optiques, la difficulté réside ici dans l'évaluation de la puissance réellement injectée dans le mode du nano-guide. En général, la caractérisation nonlinéaire d'un nano-guide repose sur l'ajustement des mesures de puissance et des spectres transmis, par des simulations numériques. En revanche, cet ajustement ne donne accès aux paramètres nonlinéaires du milieu qu'à condition de connaître le coefficient de couplage dans le guide et dont la procédure de détermination est rarement détaillée. Nous présentons une nouvelle procédure de caractérisation nonlinéaire qui détermine de manière séparée la figure de mérite effective du nano-guide $FOM_{TPA} = \gamma / (2\pi\gamma_{TPA})$, avec γ et γ_{TPA} les nonlinéarités effectives Kerr et TPA, les coefficients de couplage sur chacune des facettes et les valeurs des coefficients γ et γ_{TPA} . A partir de la géométrie du guide on peut remonter aux coefficients nonlinéaires du matériau utilisé pour le guide.

2. MONTAGE TOP-HAT D-SCAN BI-DIRECTIONNEL

Le banc expérimental, décrit sur la figure 1, utilise un laser à fibre dopée Erbium fonctionnant en régime de verrouillage de modes qui délivre des impulsions de 150 fs de durée, avec un taux de répétition $F = 50$ MHz. Ces impulsions sont envoyées dans un étireur à réseau qui fixe le spectre des impulsions suivant une forme quasi-rectangulaire de largeur 7,3 nm et introduit un coefficient de dispersion $\phi^{(2)}$ ajustable. Pour $\phi^{(2)} = 0$, la durée d'autocorrélation des impulsions est mesurée égale à $T_0 = 2$ ps, proche de la limite de Fourier. Le faisceau polarisé issu de l'étireur est alors injecté dans une fibre monomode à maintien de polarisation (PM). Grâce un objectif de microscope ($\times 65$) le faisceau issu d'une fibre PM

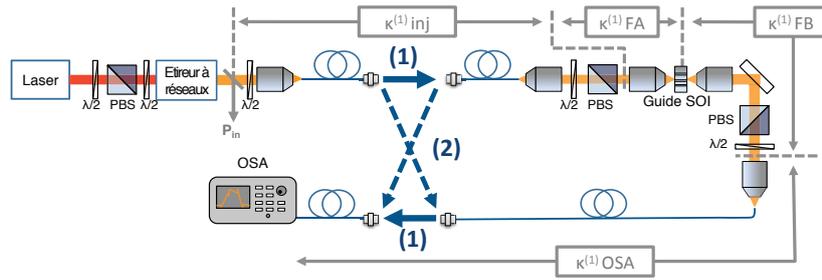
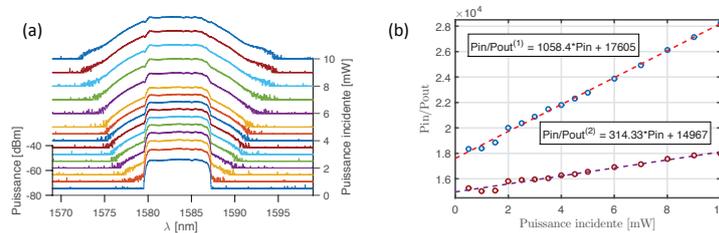


FIGURE 1 : Montage top-hat D-scan pour la caractérisation nonlinéaire bi-directionnelle d'un nano-guide.

est injecté dans un nano-guide de type ridge fabriqué sur SOI (*Silicon On Insulator*) d'aire effective $0,1 \mu\text{m}^2$ et de longueur $L = 10 \text{ mm}$. L'analyse des franges de Fabry-Perot du spectre de transmission linéaire donne accès aux pertes linéiques évaluées à 1 dB/cm . L'injection dans le guide peut se faire selon les deux directions opposées (1) et (2) (figure 1).

En fixant $\phi^{(2)} = 0$, une transmission dans la direction (1), et pour différentes puissances moyennes incidentes P_{in} , les spectres des impulsions transmises sont tracés sur la figure 2(a). Ils présentent un élargissement spectral symétrique dû à l'automodulation de phase induite par effet Kerr et qui augmente avec P_{in} . Le rapport $P_{\text{in}}/P_{\text{out}}^{(1)}$ est tracé sur la figure 2(b) en fonction de P_{in} et suit l'évolution linéaire attendue en présence de TPA donnée par $P_{\text{in}}/P_{\text{out}} = a + bP_{\text{in}}$. L'ajustement linéaire des points expérimentaux donne accès aux valeurs $a^{(1)}$ et $b^{(1)}$ indiquées sur la figure 2(b). En revanche, ces valeurs ne mesurent pas directement le coefficient TPA du guide, puisque les coefficients a et b dépendent des efficacités de couplage en entrée κ_{in} et en sortie κ_{out} du guide, de ses pertes linéiques α et de sa longueur effective L_{eff} : $a = 1/(\kappa_{\text{in}}\kappa_{\text{out}}\exp(-\alpha L))$, $b = \gamma_{\text{TPA}}T_0FL_{\text{eff}}/(\kappa_{\text{out}}\exp(-\alpha L))$.


 FIGURE 2 : (a) Spectres des impulsions transmises pour $\phi^{(2)} = 0$ et des puissances incidentes variant de 0,5 à 10 mW. (b) Courbes $P_{\text{in}}/P_{\text{out}}$ en fonction de P_{in} mesurées suivant les deux sens d'injection (1) et (2).

3. MESURE DU FOM_{TPA} D'UN NANO-GUIDE INDÉPENDAMMENT DES PERTES D'INJECTION

La mesure des spectres en sortie est alors répétée avec des impulsions dont la dispersion $\phi^{(2)}$ varie de -3 à $+3 \text{ ps}^2$. Pour différentes puissances incidentes P_{in} , les évolutions de $P_{\text{out}}^{(1)}$ et de la largeur spectrale r.m.s 2σ des impulsions transmises sont représentées sur la figure 3(a) en fonction de $\phi^{(2)}$. Les courbes 2σ présentent une allure dispersive identique aux courbes Z-scan. En accord avec le signe positif de n_2 pour le silicium, l'élargissement spectral maximal est atteint autour d'une valeur positive de $\phi^{(2)}$.

Afin d'analyser nos résultats, nous simulons la propagation nonlinéaire de nos impulsions et suivant les approches pratiquées en Z-scan, on trace sur la figure 3(b) (traits pointillés) l'évolution calculée de l'écart $(2\sigma)_{\text{P-V}}$ entre le maximum et le minimum de la courbe 2σ en fonction du déphasage nonlinéaire ϕ_{NL} introduit par le guide. En présence de TPA, on montre que $\phi_{\text{NL}} = 2\pi FOM_{\text{TPA}} \ln(1 + \beta_{\text{TPA}}I_0L_{\text{eff}})$ avec I_0 l'intensité injectée dans le guide. Sachant que $\beta_{\text{TPA}}I_0L_{\text{eff}} = P_{\text{in}}b^{(1)}/a^{(1)}$, l'écart $(2\sigma)_{\text{P-V}}$ mesuré expérimentalement en fonction de $2\pi \ln(1 + P_{\text{in}}b^{(1)}/a^{(1)})$ est alors ajouté sur le graphe de la figure 3(b) (points). Ainsi, pour chaque valeur de $(2\sigma)_{\text{P-V}}$, le paramètre expérimental $2\pi \ln(1 + P_{\text{in}}b^{(1)}/a^{(1)})$ peut

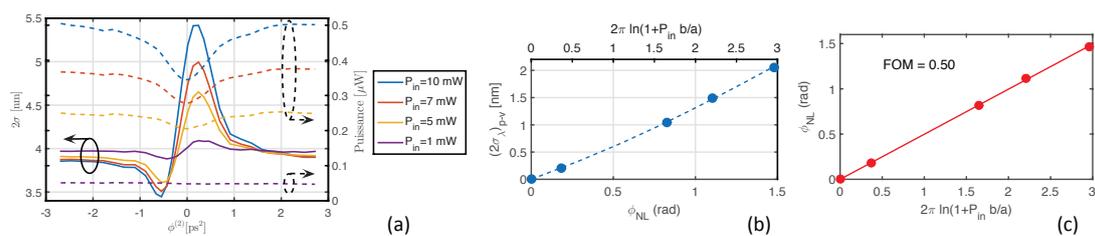


FIGURE 3 : (a) Pour différentes puissances incidentes, variation de la largeur spectrale rms 2σ et de la puissance des impulsions transmises en fonction de la dispersion $\phi^{(2)}$. (b) Valeurs Min et Max de la largeur 2σ en fonction du déphasage nonlinéaire ϕ_{NL} (simulation) et de $2\pi \ln(1 + P_{in} b^{(1)}/a^{(1)})$ (exp.). (c) Mesure du FOM_{TPA}

être relié à une valeur ϕ_{NL} comme le montre la courbe de la figure 3(c). Les points s'alignent remarquablement sur une droite dont la pente donne directement la valeur du FOM_{TPA} mesuré égal à 0,5 en accord avec les données de la littérature sur le silicium.

4. MESURE DES NONLINÉARITÉS EFFECTIVES KERR ET TPA D'UN GUIDE SOI

Notre objectif est de mesurer les nonlinéarités effectives du guide. Il est alors nécessaire de déterminer les pertes d'injection au niveau de chacune des deux facettes du guide, repérées A et B. Les paramètres $a^{(1)}$ et $b^{(1)}$ mesurés dans la direction d'injection (1) sont reliés aux pertes globales en entrée et en sortie $\kappa_{in}^{(1)} = \kappa_{inj}^{(1)} \kappa_{FA}^{(1)}$ et $\kappa_{out}^{(1)} = \kappa_{FB}^{(1)} \kappa_{OSA}^{(1)}$, où κ_{FA} et κ_{FB} désignent les pertes de couplage au niveau des facettes A et B. Les pertes $\kappa_{inj}^{(1)}$ et $\kappa_{OSA}^{(1)}$, identifiées sur la figure 1, sont mesurées sur le banc. Le sens d'injection dans le guide est ensuite inversé et les coefficients $\kappa_{inj}^{(2)}$ et $\kappa_{OSA}^{(2)}$ sont mesurés, ainsi que les coefficients $a^{(2)}$ et $b^{(2)}$ à partir de la courbe $P_{in}/P_{out}^{(2)}$ tracée en fonction de P_{in} sur la figure 2(b). En supposant les pertes sur les facettes identiques pour les deux directions, leurs valeurs se déduisent de relations simples entre ces différents coefficients, et valent respectivement 6,4 % et 2,5 %. Contrairement à la technique publiée dans [4], leur mesure s'applique ici en régime de transmission nonlinéaire. Connaissant les efficacités de couplage, nous en déduisons les valeurs des nonlinéarités effectives définies par $\gamma_{TPA} = b^{(1)} T_0 F / (a^{(1)} \kappa_{in}^{(1)} \kappa_{FA}^{(1)} L_{eff}) = 0,22 \text{ W}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ et $\gamma = 2\pi F O M_{TPA} \gamma_{TPA} = 0,69 \text{ W}^{-1} \text{ cm}^{-1}$.

5. CONCLUSION

Les nonlinéarités effectives Kerr et TPA d'un guide, ainsi que ses pertes de couplage, sont mesurées pour la première fois simultanément grâce à une technique D-Scan bi-directionnelle. Outre sa grande sensibilité, sa capacité à déterminer le signe de la nonlinéarité Kerr, notre méthode apporte une solution fiable à la comparaison entre les performances nonlinéaires de structures qui diffèrent par leur géométrie, leur matériau (cas de structures hybrides) ou leur régime de propagation lent ou rapide (cas de guides à cristaux photoniques).

6. RÉFÉRENCES

- [1] M. Sheik-bahae, A. A. Said, and E. W. V. Stryland, "High-sensitivity, single-beam n_2 measurements," *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 17, pp. 955–957, 1989.
- [2] F. Louradour, E. Lopez-Lago, V. Couderc, V. Messenger, and A. Barthelemy, "Dispersive-scan measurement of the fast component of the third-order nonlinearity of bulk materials and waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 19, pp. 1361–1363, 1999.
- [3] W. Zhao and P. Palffy-Muhoray, "Z-scan technique using top-hat beams." *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, no. 12, p. 1613, 1993.
- [4] T.-N. Nguyen, K. Lengle, M. Thual, P. Rochard, M. Gay, L. Bramerie, S. Malaguti, G. Bellanca, S. D. Le, and T. Chartier, "Nondestructive method to measure coupling and propagation losses in optical guided structures," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 29, pp. 3393–3397, 2012.

CONTRÔLE DU CONFINEMENT DES PHOTONS À L'INTÉRIEUR DE MEMBRANES À CRISTAUX PHOTONIQUES: APPLICATION À DES DISPOSITIFS SPECTRALEMENT ET SPATIALEMENT SÉLECTIFS

Cédric Blanchard¹, Pierre Viktorovitch², Cécile Jamois², Jean-Louis Leclercq², Jean-Paul Hugonin³, Christophe Sauvan³, Xavier Letartre²

¹ *Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse*

² *Institut des Nanotechnologies de Lyon UMR CNRS 5270, École Centrale de Lyon, 69134 Écully*

³ *Laboratoire Charles Fabry UMR CNRS 8501, Institut d'Optique - Graduate School, 91127 Palaiseau*

cedric.blanchard@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Les résonances d'une membrane à cristal photonique sont contrôlées via une approche perturbative pour faire des sources incandescentes IR sélectives.

MOTS-CLEFS : *Cristaux photoniques, sources thermiques, rayonnement, cohérence*

1. INTRODUCTION

Les Membranes à Cristaux Photoniques (MCP) adressables par la surface sont des cristaux photoniques, à structuration 1D ou 2D, dans lesquelles sont exploités les modes de Bloch situés au dessus de la ligne de lumière. La largeur spectrale de ces résonances (typiquement observables sur le spectre de réflexion de la MCP) est, dans une large mesure, ajustable. En effet, il est bien connu que le degré de confinement des photons à l'intérieur des MCP peut afficher de très fortes variations. Ces dernières peuvent ainsi être utilisées comme miroirs large bande, donc à faible facteur de qualité Q , pour construire des microcavités verticales avec confinement tridimensionnel des photons [1, 2] ou bien encore des VCSEL (*Vertical-cavity surface-emitting laser*) ultra-compacts [3]. De l'autre côté de l'échiquier, l'analyse des MCP à fort Q a été l'objet d'une attention soutenue [4, 5]. Les MCP à bande étroite trouvent notamment des applications dans le domaine de l'optoélectronique où un matériau actif est intégré à la structure photonique pour faire, par exemple, des pièges optiques [6] ou encore dans le domaine de l'émission thermique [7].

Dans cette communication, nous nous intéressons aux MCP à fort Q . Cette thématique a récemment reçu un regain d'intérêt visant à cerner les mécanismes qui président à l'apparition de telles résonances. Il a ainsi été montré que des résonances peuvent même avoir un Q infini [8, 9] alors que, étant situées au dessus de la ligne de lumière, celles-ci devraient pouvoir se coupler aux modes du continuum.

2. MODÈLE MATHÉMATIQUE

Nous avons récemment développé un modèle perturbatif permettant de mieux comprendre le confinement des photons dans une MCP [10, 11]. Sans rentrer dans le détail de ce qui est présenté dans les deux références sus-mentionnées, indiquons que la particularité de notre modèle est de dissocier le guide d'onde (la membrane homogène de fort indice) et le résonateur (la texturation qui forme le cristal photonique, un réseau 2D de trous par exemple) qui est vu comme une perturbation. Notre modèle indique que le facteur- Q est tel que :

$$\frac{1}{Q} \propto \frac{[\rho_{21}\rho_{23} - 1][1 + \rho_{21}\rho_{23} + (\rho_{21} + \rho_{23}) \cos dk_2]}{1 + \rho_{21}^2\rho_{23}^2 - 2\rho_{21}\rho_{23} \cos 2dk_2} \times \left[\frac{\sin \frac{d}{2}(k_2 - \kappa)}{k_2 - \kappa} + \frac{\sin \frac{d}{2}(k_2 + \kappa)}{k_2 + \kappa} \right]^2, \quad (1)$$

où d est l'épaisseur de la membrane, ρ_{21} and ρ_{23} sont les réflectivités sur, respectivement, ses faces supérieure et inférieure, k_2 est le nombre d'onde (de la membrane homogène), κ la valeur propre (composante verticale) du mode guidé et $\Phi(x)$ représente le profil vertical du mode guidé. Nous insistons sur

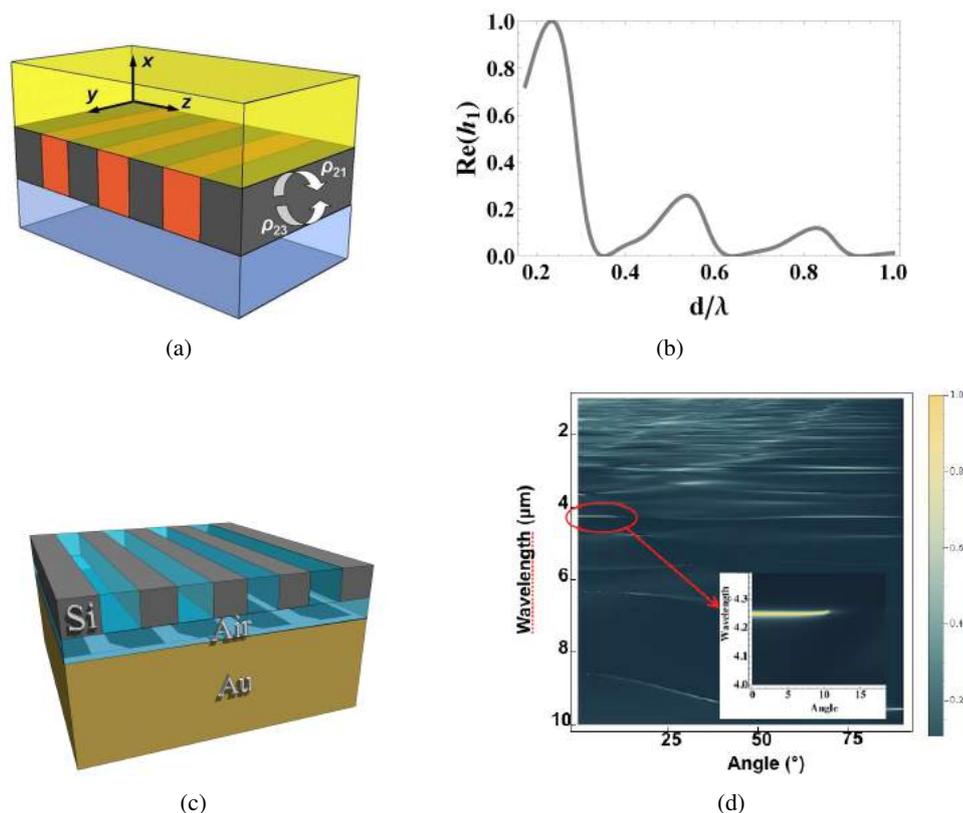


FIGURE 1 : (a) Une MCP entourée de deux milieux semi-infinis. (b) Pertes radiatives en fonction du ratio d/λ d'une MCP silicium ($n = 3.5$) entourée de silice ($n = 1.5$), la courbe a été normalisée par la valeur maximale. (c) MCP (Si/Air) et couche métallique (Au) séparées par de l'air. (d) Émissivité en fonction de λ et θ . L'émissivité est égale à 1 pour $\lambda=4.26$ microns et entre 0 et 10° .

le fait que ces quantités [cf. Fig. 1(a)] sont reliées à la membrane pleine, autrement dit la membrane non-perturbée. Plusieurs commentaires peuvent être faits à partir d'Éq. 1.

En premier lieu, il se trouve que le second facteur peut se réécrire sous la forme suivante :

$$\frac{\sin \frac{d}{2}(k_2 - \kappa)}{k_2 - \kappa} + \frac{\sin \frac{d}{2}(k_2 + \kappa)}{k_2 + \kappa} = \left| \int_0^d e^{ik_2x} \Phi(x) dx \right|, \quad (2)$$

c'est à dire qu'il est strictement égal à l'intégrale de recouvrement entre un mode guidé et un mode rayonné sur l'épaisseur de la membrane. Ce résultat a été mentionné dans les travaux de Magnusson [12] et semble intuitif de prime abord, raison pour laquelle il est considéré comme acquis. À travers notre modèle nous lui avons donné une justification analytique.

D'autre part, le tracé de $1/Q$ en fonction de d [cf. Fig. 1(b)] montre que cette fonction admet des zéros. Autrement dit, il existe des épaisseurs pour lesquelles Q diverge, l'épaisseur revêtant par là-même le rôle de paramètre clé pour l'obtention du confinement total des photons dans la MCP, sans fuite dans le continuum des modes rayonnés.

Les résultats fournis par cette approche perturbative seront confrontés à un calcul plus rigoureux, consistant à calculer les pôles de la matrice de diffusion de la MCP et, par suite, à montrer que ces derniers peuvent devenir réels sous certaines conditions. Dans le cas général, les pôles sont complexes et la partie imaginaire est associée aux pertes radiatives si la MCP est un pur diélectrique.

3. DISPOSITIFS SPECTRALEMENT ET SPATIALEMENT SÉLECTIFS

Ces avancées trouvent une application dans le domaine des sources IR directives et sélectives en longueur d'onde λ .

D'une part, nous avons vu que Q varie fortement en fonction de d . Par conséquent, si d est choisie de telle manière que Q est fort, on comprend qu'une petite variation de d fera fortement chuter Q . Ce même effet peut être obtenu via une petite variation de l'angle d'incidence θ étant donné que cela équivaut à changer l'épaisseur optique de la membrane vue par l'onde incidente.

D'autre part, l'utilisation du concept de couplage critique est l'autre ingrédient vers la sélectivité spatiale et spectrale. Considérons la MCP de la Fig. 1(c) couplée à un métal avec un espacement entre les deux. Dans la MCP nous avons une résonance de Bloch guidée adressable par la surface avec un certain taux de couplage et pouvant subir un taux de pertes guidées en raison de l'absorption dans le métal. Les conditions critiques sont réalisées quand les taux de couplage et de pertes sont égaux.

Si nous nous plaçons dans ce régime particulier où 100% de l'onde incidente est absorbée et si Q est assez fort, il est clair que nous sortirons vite du couplage critique via une petite variation de θ . In fine, nous avons donc un absorbeur sélectif en λ et en θ et, en vertu de la loi du rayonnement de Kirchhoff, nous avons un dispositif qui émet avec la même sélectivité s'il est chauffé, comme on peut le voir en Fig. 1(d).

RÉFÉRENCES

- [1] H. Hattori, X. Letartre, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, J.-L. Leclercq, and P. Viktorovitch, "Analysis of hybrid photonic crystal vertical cavity surface emitting lasers," *Opt. Express*, vol. 11, no. 15, pp. 1799–1808, 2003.
- [2] P. Viktorovitch, B. Ben Bakir, S. Boutami, J. L. Leclercq, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, C. Seassal, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J. M. Fedeli, "3D harnessing of light with 2.5D photonic crystals," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 4, no. 3, pp. 401–413, 2010.
- [3] C. Sciancalepore, B. Ben Bakir, X. Letartre, J. Harduin, N. Olivier, C. Seassal, J.-M. Fedeli, and P. Viktorovitch, "CMOS-compatible ultra-compact 1.55- μ m emitting VCSELs using double photonic crystal mirrors," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 24, pp. 455–457, 2012.
- [4] Y. Zhou, M. Moewe, J. Kern, M. C. Y. Huang, and C. J. Chang-Hasnain, "Surface-normal emission of a high-Q resonator using a subwavelength high-contrast grating," *Opt. Express*, vol. 16, no. 22, pp. 17 282–17 287, 2008.
- [5] V. Karagodsky and C. J. Chang-Hasnain, "Physics of near-wavelength high contrast gratings," *Opt. Express*, vol. 20, no. 10, pp. 10 888–10 895, 2012.
- [6] L. Milord, E. Gerelli, C. Jamois, A. Harouri, C. Chevalier, P. Viktorovitch, X. Letartre, and T. Benyattou, "Engineering of slow bloch modes for optical trapping," *Applied Physics Letters*, vol. 106, no. 12, p. 121110, 2015.
- [7] M. De Zoysa, T. Asano, K. Mochizuki, A. Oskooi, T. Inoue, and S. Noda, "Conversion of broadband to narrowband thermal emission through energy recycling," *Nature Photonics*, vol. 6, pp. 535–539, 2012.
- [8] C. W. Hsu, B. Zhen, J. Lee, S.-L. Chua, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, and M. Soljačić, "Observation of trapped light within the radiation continuum," *Nature*, vol. 499, no. 7457, pp. 188–191, 2013.
- [9] B. Zhen, C. W. Hsu, L. Lu, A. D. Stone, and M. Soljačić, "Topological nature of optical bound states in the continuum," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, p. 257401, 2014.
- [10] C. Blanchard, P. Viktorovitch, and X. Letartre, "Perturbation approach for the control of the quality factor in photonic crystal membranes : application to selective absorbers," *Phys. Rev. A*, vol. 90, no. 3, p. 033824, 2014.
- [11] C. Blanchard, C. Jamois, P. Viktorovitch, C. Grillet, J.-L. Leclercq, T. Benyattou, and X. Letartre, "Perturbation model for the control of the spectral properties of high contrast gratings," in *SPIE Photonics West 2015*, 7-12 Feb. 2015.
- [12] R. Magnusson and S. S. Wang, "New principle for optical filters," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, no. 9, pp. 1022–1024, 1992.

SIMULATIONS ET MESURES DES PENALITES DE CHIRP D'UN MODULATEUR SILICIUM EN ANNEAU RESONANT

Olivier Dubray¹, Giovanni Beninca de Farias¹, André Myko¹, Olivier Lemmonier¹, Philippe Grosse¹, Ian O'Connor², and Sylvie Menezo¹

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

² Institut des Nanotechnologies de Lyon, Univ. de Lyon, Ecole Centrale de Lyon, 69134 Ecully, France

olivier.dubray@cea.fr

RÉSUMÉ

Cet article propose l'étude du chirp d'un modulateur silicium en anneau résonant pour les transmissions optiques longues distances.

MOTS-CLEFS : *photonique sur silicium, modulateur en anneau, chirp modulation*

1. INTRODUCTION

Les modulateurs siliciums en anneaux résonants ont démontré aujourd'hui leurs capacités à maintenir une communication On-Off-Keying (OOK) à 25Gbit/s en Back to Back [1], à implémenter le multiplexage en longueurs d'ondes avec de très faibles pertes de multiplexage [2] mais aussi à être modulé avec des formats de modulation complexes (64 QAM en OFDM) [3]. Cependant, le modulateur en anneau résonant possède un inconvénient majeur pour les longues transmissions optiques point à point : la modulation en intensité est toujours associée à une modulation en phase. Ce phénomène appelé aussi le chirp conduit à une dégradation du signal optique après propagation à travers plusieurs kilomètres de fibre optique dispersive. Cet article propose la simulation et la mesure du chirp d'un modulateur en anneau résonant. La première partie décrira le modulateur en anneau. Puis, une quantification du chirp sera faite à travers la méthode fonction de transfert de fibre. Et dans une dernière partie, nous présenterons les mesures de la pénalité de transmission à travers plusieurs longueurs de fibre optique.

2. MODULATEUR SILICIUM EN ANNEAU

Le modulateur silicium en anneau a été fabriqué sur la chaîne de fabrication de 200nm du CEA-LETI. Il est composé d'un anneau d'un rayon de 15 μ m espacé d'un guide d'onde de 450nm (Figure 1). Le champ incident d'entrée sur le port In est couplé dans l'anneau et partiellement transmis dans le port de sortie Through. L'anneau résonne lorsque le déphasage causé par la propagation d'un tour dans l'anneau est proportionnel à un multiple de 2π . Cette résonance induit des trous étroits dans le spectre optique du modulateur. De plus, à l'intérieur de l'anneau se situe une jonction PN (zone hachuré sur la Figure 1). Lorsqu'une tension est appliquée sur la jonction, les électrons et trous sont éjectés du guide d'onde créant ainsi une variation de l'indice effectif du guide d'onde. Ce phénomène entraîne un décalage de la longueur d'onde de résonance et permet de créer un phénomène de modulation. La figure 2 représente la mesure du spectre du modulateur optique et la comparaison avec son modèle. Le modulateur en anneau centré sur 1548.58nm a un Q factor de 14000. Il possède une efficacité électro-optique de 8.6pm/V (3.8V.cm). De plus, la bande passante électro-optique mesurée est de 8GHz.

Un modèle Matlab couplé avec le simulateur Optsim de RSOFTE a été développé et permet la simulation statique et dynamique du modulateur en anneau. Ce modèle permet de prendre en compte les effets non-linéaires et l'effet de chirp.

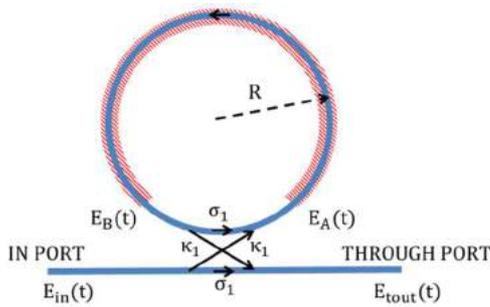


Fig. 1 : Schéma du modulateur en anneau

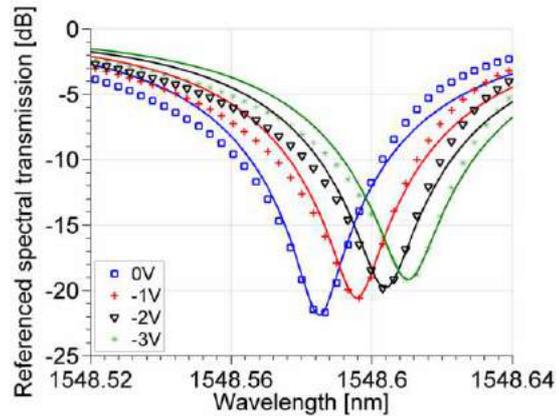


Fig. 2 : Spectres Optiques de transmission du modulateur en anneau pour différentes tensions sur la jonction PN (points : mesures, lignes : simulation)

3. QUANTIFICATION DU CHIRP

Au premier ordre, le phénomène de chirp peut être décrit par l'équation suivante :

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{\alpha_c}{2} \frac{dI(t)}{dt} \frac{1}{I(t)}$$

Où $\phi(t) = \text{Arg}(E_{\text{tout}}/E_{\text{in}})$ est la fonction de transfert en phase, α_c le paramètre de chirp et $I = |E_{\text{out}}/E_{\text{in}}|^2$ la fonction de transfert en intensité. Pour une fibre optique dispersive de 17ps/nm/km à 1550nm, si le paramètre de chirp est positif, après plusieurs kilomètres de fibres optiques la bande passante électro-optique est réduite. Au contraire, si le paramètre de chirp est négatif, après plusieurs kilomètres de fibres optique la bande passante électro-optique est augmentée. Nous proposons d'utiliser la méthode de fonction de transfert de fibre pour évaluer le paramètre de chirp [4]. Celle-ci consiste à mesurer la réponse électro-optique en fréquence du modulateur pour différent kilomètre de fibres optiques. La figure 3 présente les mesures faites pour 30km et 50km de fibres optiques. Les mesures sont comparées à une simulation d'un modulateur Mach Zehnder avec un paramètre de chirp de -0,66. La figure 4 reporte la comparaison avec la simulation du modulateur en anneau, réalisée avec le simulateur Matlab/Optsim. Une meilleure concordance est ainsi observée.

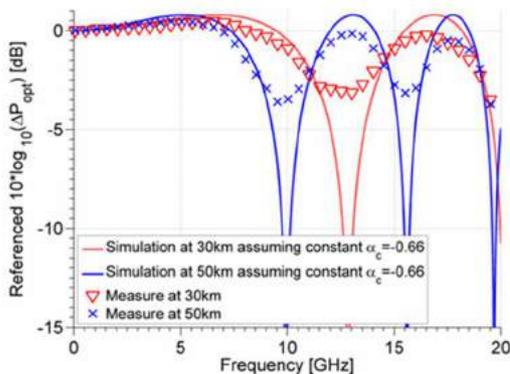


Fig. 3 : Amplitude de modulation en fonction de la fréquence de modulation – Comparaison entre mesures et un modulateur Mach Zehnder avec un chirp de -0.66

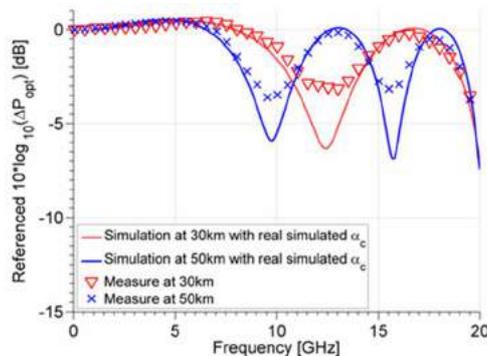


Fig. 4 : Amplitude de modulation en fonction de la fréquence de modulation – Comparaison entre les mesures et la simulation du modulateur en anneau avec le simulateur Matlab/Optsim

4. EVALUATION DE LA PENALITE EN TRANSMISSION DU CHIRP

Pour évaluer la pénalité de transmission par le chirp, une séquence pseudo-aléatoire d'une longueur de $2^7 - 1$ à 10Gbit/s est appliquée sur le modulateur en anneau. Des mesures de diagrammes de l'œil ont été faites après une transmission dans différentes longueurs de fibres optiques (Figure 5). A partir de la mesure du rapport signal à bruit (SNR), le taux d'erreur (BER) est évalué et reporté sur la Figure 6 en fonction de la puissance sur le photo-détecteur.

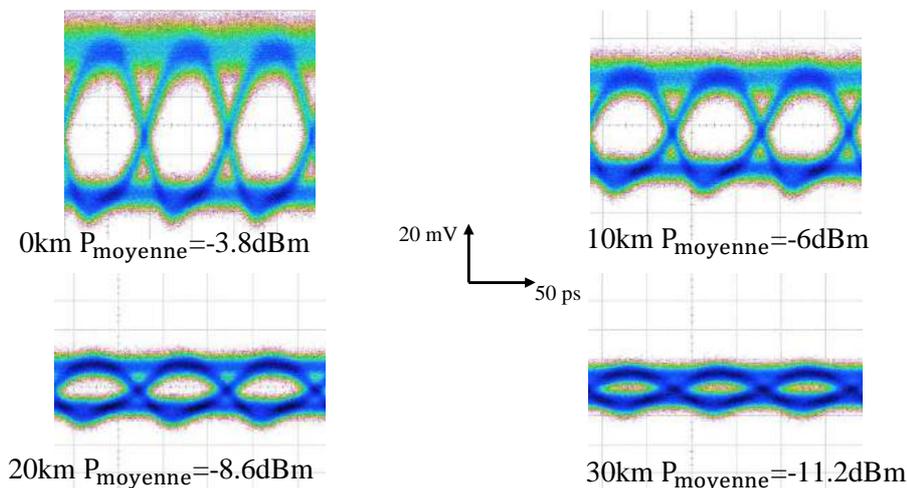


Fig. 5 : Diagramme de l'œil à 10Gbit/s pour différentes longueurs de fibre optique

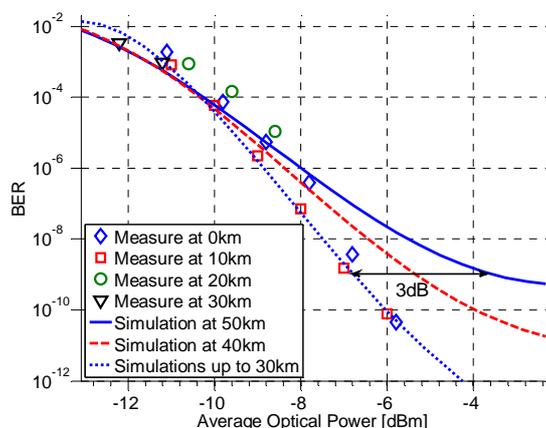


Fig.6 : Simulation et mesures du BER estimé en fonction de la puissance moyenne sur le photo-détecteur

A cause d'un manque de puissance, les mesures du BER sont rapidement limitées pour une longueur de fibre supérieure à 30 km. Les mesures et les simulations sont en accord pour une longueur de fibre optique inférieure à 30 km où l'effet de chirp n'est pas observé. Selon nos simulations, les pénalités de chirp apparaissent pour des longueurs de fibres optiques supérieures à 30 km ce qui est en accord avec les mesures reportées en figure 3.

5. CONCLUSIONS

Dans cet article, nous avons proposé pour le modulateur en anneau de quantifier le chirp et de mesurer les pénalités de transmission ainsi engendrées. La bonne correspondance entre la simulation et la mesure, nous permet d'étudier avec plus de profondeur le chirp d'un modulateur en anneau et de proposer de nouveaux systèmes de modulation sans pénalités de chirp.

- [1] E. Timurdogan et al., "An ultralow power athermal silicon modulator", *Nature Communication* 2014
- [2] C. Chen et al., "DWDM Silicon Photonic Transceivers for Optical Interconnect", *OIC*, 2015
- [3] G. Beninca De Farias et al. "Up to 64 QAM modulation of a Silicon-Ring-Resonator-Modulator", *OFC*, 2014
- [4] F. Devaux et al., "Simple Measurement of Fiber Dispersion and of Chirp Parameter of Intensity Modulated Light Emitter", *JSTQE*, 1993

IMPACT DE LA DIFFUSION RAMAN SUR LA DYNAMIQUE MULTI-IMPULSIONNELLE DANS UN LASER À FIBRE À GESTION DE LA DISPERSION

M. Alsaleh¹, P. Tchofo Dinda¹, T. Uthayakumar¹, E. Tchomgo Felenou¹, Ph. Grelu¹

¹ *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 CNRS, Université de Bourgogne
Franche-Comté, 9 Av. A. Savary, 21078 Dijon Cedex, France*

tchofo@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

L'inclusion de la diffusion Raman dans le modèle de propagation appliqué à un laser à fibre à gestion de la dispersion chromatique modifie sensiblement la cartographie des états multi-impulsionnels. En dépit de sa relative faible amplitude, et de son expression limitée par la bande passante du milieu à gain, l'effet Raman induit une destabilisation supplémentaire lorsque l'énergie de saturation augmente.

MOTS-CLEFS : *Diffusion Raman; laser à fibre; blocage de modes; multi-impulsionnel*

1. INTRODUCTION

Au moyen de quelques composants d'optique intégrée, les lasers à fibres à modes bloqués à gestion de la dispersion permettent d'étudier une grande variété de dynamiques mono ou multi-impulsionnelles [1, 2, 3]. Pour une cavité fibrée d'une dizaine de mètres en régime de puissance crête modérée (inférieure à 1kW intracavité), la diffusion Raman stimulée (DRS) est généralement considérée comme ayant un effet négligeable sur la structuration des états impulsionnels stationnaires du laser, d'autant que la largeur de la bande passante du milieu à gain intra-cavité ne représente qu'une petite fraction de la largeur de la bande du gain Raman (~ 40 THz). Par exemple, pour un laser à fibre dopée erbium, la bande de gain représente environ 25 nm (3.12 THz). Sur cette largeur spectrale le gain Raman est d'un ordre de grandeur plus faible que pour la valeur du pic de gain à 13 THz, ce qui peut effectivement inciter à négliger totalement l'impact de la DRS sur la dynamique de ces lasers. Cependant, nous montrons dans la présente étude que l'effet Raman peut sensiblement impacter la structuration des états en régime multi-impulsionnel. Pour illustrer notre démonstration, nous modélisons une cavité laser fibrée gérée en dispersion et dotée d'un milieu amplificateur offrant une bande de gain de 3.12 THz, et montrons que l'effet Raman provoque des déplacements de frontières entre les régions des différents états multi-impulsionnels.

2. MODÉLISATION DE LA PROPAGATION INTRACAVITÉ

La réponse spectrale Raman d'un matériau est mesurée par l'intermédiaire de la susceptibilité Raman $\tilde{\chi}_R$ [4]. Celle de la silice amorphe (SiO_2), principal constituant des fibres optiques ordinaires, est représentée sur la figure 1 (a). Elle est constituée de deux courbes correspondant respectivement à la partie réelle $\Re[\tilde{\chi}_R]$ et à la partie imaginaire $\Im[\tilde{\chi}_R]$, qui sont normalisées de telle sorte que $\Re[\tilde{\chi}_R(0)] = 1$. La partie imaginaire de $\tilde{\chi}_R$ correspond au gain Raman, qui est responsable du transfert de l'énergie du haut vers le bas du spectre du champ lumineux.

La propagation d'un champ lumineux scalaire, dans une fibre optique soumise à l'influence de la diffusion Raman, en présence de gain saturable, pertes linéaires, dispersion du second ordre et effet Kerr, peut être modélisée par l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée (ESNLG) qui suit :

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - i(1 - \rho)\gamma(z)|\psi|^2\psi = -\frac{\alpha(z)}{2}\psi + \frac{g_0}{(1 + E(z)/E_{sat})} \Pi[\psi] + i\gamma\rho\psi\mathcal{F}^{-1} \left[\tilde{\chi}_R(\omega) \cdot |\tilde{\psi}|^2 \right], \quad (1)$$

où ψ représente le champ électrique au temps t et à l'abscisse z de la fibre. Les paramètres $\alpha(z)$, $\beta_2(z)$ et $\gamma(z)$ représentent respectivement les pertes, la dispersion d'ordre deux et le coefficient de non-linéarité de

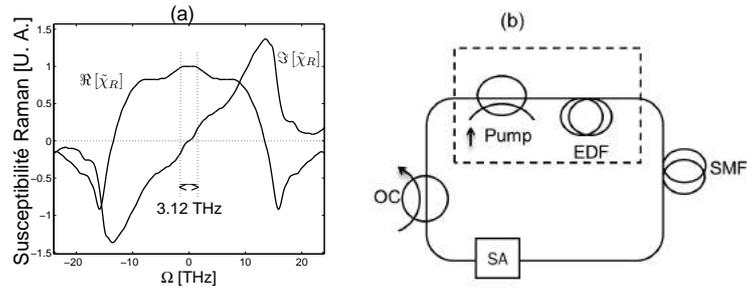


FIGURE 1 : (a) Courbes de susceptibilité Raman $\tilde{\chi}_R$ de la SiO_2 . (b) : Schéma de la cavité.

la fibre. $\Pi[\psi]$ est un opérateur dont la transformée de Fourier correspond au profil spectral de la courbe de gain, et g_0 est le gain de faible signal. La contribution Raman à l'ESNLG (1) est donnée par le terme proportionnel à $\tilde{\chi}_R(\omega)$, où le symbole \mathcal{F}^{-1} représente la transformée de Fourier inverse. Le paramètre $\rho = 0.18$ représente la contribution fractionnelle de la non-linéarité introduite par la DRS par rapport à la non-linéarité totale [4]. Les paramètres du modèle dépendent de la position dans la cavité, suivant le schéma de la Fig. 1(b). L'absorption saturable est supposée ponctuelle et instantanée. La propagation dans les fibres est résolue numériquement par méthode de Fourier à pas divisés.

3. RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

Pour obtenir les domaines de stabilité respectifs des états impulsionnels, nous déterminons d'abord le seuil de blocage de modes, c'est-à-dire, l'énergie de saturation la plus basse (E_{sat}^0) qui donne lieu à un état mono-impulsionnel stable dans la cavité, ψ^0 . Nous augmentons ensuite graduellement l'énergie de saturation E_{sat} , conduisant à un accroissement monotone de l'énergie de l'impulsion présente dans la cavité. Cet accroissement d'énergie se traduit majoritairement par une élévation de la puissance crête de l'impulsion et un élargissement de son spectre, comme on peut le voir sur la partie continue des courbes des figures 2(b1) et 2(e1), où les paramètres de l'impulsion générée sont déterminés par une technique de caractérisation appelée *méthode des moments* [3]. Cependant, lorsque la largeur spectrale de l'impulsion commence à déborder de la bande de gain, l'action de filtrage intra-cavité provoque le basculement du laser en régime multi-impulsionnel. Ce basculement se traduit par une fragmentation de l'impulsion primaire en plusieurs impulsions secondaires, accompagné d'un processus de relaxation marqué par une chute abrupte de la puissance crête de ces dernières. Dans la figure 2(b1), la première relaxation est entourée en pointillées. Lorsqu'on augmente davantage l'énergie de saturation, chaque impulsion secondaire affiche un comportement similaire à celui de l'impulsion primaire, c'est-à-dire, une élévation de son énergie et de sa puissance crête jusqu'à sa fragmentation. Ainsi, l'augmentation graduelle de l'énergie de saturation provoque une cascade de fragmentations accompagnée à chaque fois d'une relaxation de puissance et une augmentation du nombre d'impulsions au sein de la cavité. Dans la simulation que nous avons réalisée en excluant la DRS [Fig. 2(d1)], on s'aperçoit que sur la plage $0 < E_{sat} \leq 140 \text{ pJ}$ le nombre d'impulsions constituant l'état stable passe directement de un à trois, puis cinq, et sept. Lorsque la DRS est prise en compte [Fig. 2(d2)], on constate un accroissement par petits paliers avec un total de six paliers alors que la simulation excluant la DRS n'affiche que trois paliers. De plus, la simulation sans effet Raman [Fig. 2(d1)] n'affiche aucun domaine de stabilité pour des états ayant un nombre pair d'impulsions alors qu'avec l'effet Raman on trouve à la fois des états stables ayant des nombres d'impulsions pairs ou impairs. De manière plus générale, la comparaison entre les figures 2(a1)-(b1)-(c1)-(d1)-(e1)-(f1) et 2(a2)-(b2)-(c2)-(d2)-(e2)-(f2) montre clairement une différence qualitative entre les résultats excluant la diffusion Raman et ceux qui prennent en compte cet effet.

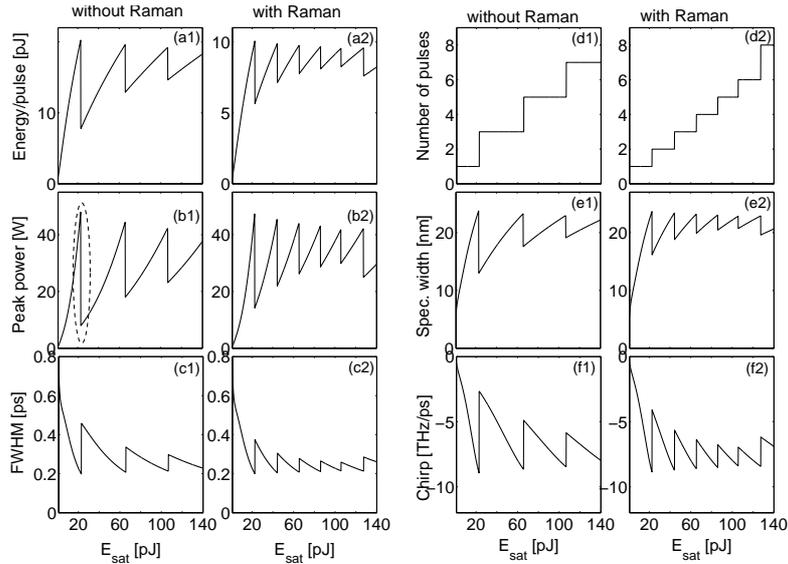


FIGURE 2 : Evolution des paramètres de l'impulsion stable en fonction de E_{sat} . (a1)-(a2) Énergie, (b1)-(b2) Puissance crête, (c1)-(c2) Largeur temporelle (FWHM), (d1)-(d2) Nombre d'impulsions, (e1)-(e2) Largeur spectrale, (f1)-(f2) Chirp.

4. CONCLUSION

Nos simulations ont montré que la diffusion Raman produit un effet non-négligeable sur les bifurcations sensibles correspondant aux transitions multi-impulsionnelles obtenues en augmentant la puissance de pompage. La diffusion Raman produit ainsi des déplacements de frontières entre des zones de stabilité des différents états multi-impulsionnels. Notons que le rôle de la diffusion Raman est augmenté dans une cavité gérée en dispersion, lorsque les impulsions exécutent une dynamique interne de forte amplitude, avec la possibilité pour le spectre de l'impulsion de s'élargir bien au-delà de la bande passante du milieu à gain.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Chouli, J. M. Soto-Crespo and Ph. Grelu, "Optical Spectra Beyond The Amplifier Bandwidth Limitation In Dispersion-Managed Mode-Locked Fiber Lasers," *Optics Express*, vol. 19, pp. 2959–2964, 2011.
- [2] A. Haboucha, A. Komarov, H. Leblond, F. Sanchez and G. Martel, "Mechanism Of Multiple Pulse Formation In The Normal Dispersion Regime Of Passively Mode-Locked Fiber Ring Lasers," *Optical Fiber Technology*, vol. 14, pp. 262–267, 2008.
- [3] M. Alsaley, C. B. L. Mback, E. Tchomgo Felenou, P. Tchofo Dinda, Ph. Grelu and K. Porsezian, "Strength and weaknesses of modeling the dynamics of mode locked lasers by means of collective coordinates," *J. Opt. (sous presse)*, vol. , pp. , 2016.
- [4] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson and H. A. Haus, "Raman Response Function of Silica-core Fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, pp 1159-1166, 1989.

PASSAGE DE LUMIÈRE ENTRE GUIDES D'ONDE PHOTOINDUITS ET ANALOGIES AVEC DES SYSTÈMES QUANTIQUES HORS RÉSONANCE

Hassan Oukraou^{1,2}, Virginie Coda^{2,1}, Germano Montemezzani^{2,1}

¹ Laboratoire LMOPS, CentraleSupélec, 2 rue Edouard Belin, Metz, 57070, France

² LMOPS, Université de Lorraine, EA n°4423, 2 rue Edouard Belin, Metz, 57070, France

hassan.oukraou@centralesupelec.fr

RÉSUMÉ

Un coupleur directionnel achromatique basé sur le processus du passage adiabatique rapide de la mécanique quantique est démontré à l'aide de guides photo-inscrits dans un milieu photoréfractif.

MOTS-CLEFS : *couplage entre guides ; transfert adiabatique ; coupleur achromatique.*

1. INTRODUCTION

De nombreux phénomènes rencontrés en optique présentent des analogies avec des phénomènes en physique quantique [1]. Des manipulations d'optique permettent ainsi d'étudier, par analogie, de nombreux mécanismes quantiques [1], par exemple dans le champ de la physique atomique. Inversement, l'analogie avec la physique quantique peut servir de source d'inspiration pour l'optique guidée [2]. Dans ce cadre, notre équipe a étudié dans le passé des systèmes de guides d'onde pour lesquels le couplage évolue de façon adiabatique, permettant de proposer et vérifier des systèmes robustes simulant le phénomène de STIRAP (STImulated Raman Adiabatique Passage) à travers plusieurs états [3] ou encore des diviseurs de faisceaux multiples achromatiques [4].

L'ensemble des travaux mentionnés ci-dessus concernent des systèmes de guides couplés pour lesquels la constante de couplage peut évoluer le long de la propagation (à travers la distance entre les guides) mais où le contraste d'indice et la constante de propagation longitudinale β de chaque guide sont constants. On peut montrer que l'introduction d'un désaccord entre les guides est équivalent à la situation rencontrée dans des systèmes quantiques hors résonance, par exemple deux états électroniques d'un atome couplés par un laser ayant une fréquence différente de la fréquence de transition. L'introduction d'un désaccord permet d'ajouter de la richesse au système et d'adresser ainsi des phénomènes nouveaux. Dans ce travail, nous étudions pour la première fois ce type de systèmes par l'exemple d'une structure de guides analogues au phénomène quantique du passage adiabatique rapide (RAP) [5]. Ainsi, un coupleur directionnel large bande inspiré du RAP est proposé. Dans une structure à deux guides d'onde, la lumière injectée dans un guide d'entrée est totalement transférée vers le deuxième guide, ce transfert de lumière est contrôlé grâce à une modulation de la constante de couplage et de la constante de propagation du guide d'entrée. Les attentes issues de la théorie des modes couplés [6] sont présentées, puis une démonstration expérimentale en utilisant des guides photoinduits par la technique d'illumination latérale [7] est donnée.

2. SYSTÈME DE GUIDES OPTIQUES HORS RÉSONANCE

La structure optique conçue pour la démonstration expérimentale du phénomène analogue au RAP en mécanique quantique est composée de deux guides d'onde photoinduits dans un cristal de longueur $L = 23$ mm. La lumière est initialement injectée dans le guide rectiligne (voir Figure1) et la quantité de lumière transférée au guide courbé est contrôlée à la fois, par la distance entre les guides d et par la modulation du contraste d'indice du guide rectiligne. La distance interguide aux extrémités est importante par rapport à celle au centre, et la différence des constantes de propagation $\beta_1(z)$ et β_2 des guides évolue d'une valeur positive au début à une valeur négative à la fin de la propagation. L'espacement minimal entre les guides est au centre ($z = L/2$) et $\beta_1 = \beta_2$ à cette même position.

Dans le cadre de la théorie des modes couplés, l'équation dynamique décrivant l'évolution de l'amplitude du mode dans chaque guide peut s'écrire sous la forme suivante

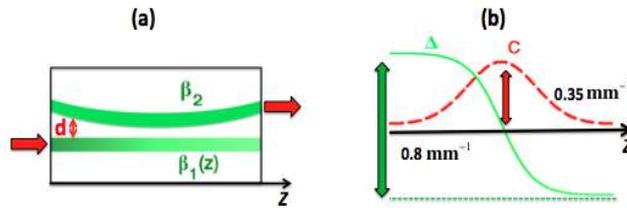


FIGURE 1: (a) : Illustration de la configuration des guides utilisée pour la démonstration en optique du cas analogue au RAP. La constante de propagation β_1 du guide 1 et la distance entre les guides d varient avec z . (b) : Allure de l'évolution de $\Delta(z) = \beta_1(z) - \beta_2$ (vert) et de la constante de couplage $C(z)$ liée à $d(z)$ (en traits rouge).

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} a_1(z) \\ a_2(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\Delta(z) & C(z) \\ C(z) & \Delta(z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1(z) \\ a_2(z) \end{bmatrix} \quad (1)$$

où a_1 et a_2 sont, à un terme de phase près, proportionnels aux amplitudes du mode fondamental dans les guides 1 et 2 respectivement, $\Delta = \beta_1 - \beta_2$ est le désaccord des constantes de propagation, et C la moyenne géométrique des constantes de couplage du guide 1 au guide 2 et vice-versa. L'équation (1) est isomorphe à l'équation de Schrödinger (en remplaçant l'espace par le temps) dans le cadre de la RWA (Rotating Wave Approximation) pour un système quantique à deux états couplés par un champ hors résonance. Le rôle de C est alors pris par la fréquence de Rabi Ω du champ de couplage (par exemple, un champ laser), le rôle de Δ est pris par le désaccord entre la fréquence du champ de couplage ω et la fréquence de transition ω_0 tandis que les amplitudes a_i correspondent aux amplitudes de probabilité des populations dans les états 1 et 2. Dans le système quantique, on peut obtenir le processus du RAP si ce désaccord évolue d'une grande valeur positive à une grande valeur négative, alors que la fréquence de Rabi présente un maximum intermédiaire [8]. Si Ω et Δ changent de façon suffisamment lente, le système évolue alors dans un même état adiabatique qui correspond à l'état propre de l'Hamiltonien (la matrice dans Eq. (1)), exprimé dans la base adiabatique. Au début du processus, cet état adiabatique est identique à l'état 1, alors qu'à la fin il est identique à l'état 2. L'absence du couplage entre les états adiabatiques revient alors à un transfert maximal et robuste de la population de l'état 1 à l'état 2. Par analogie, en optique guidée, les profils de C et de β_1 évoluent lors de la propagation (tel que décrit précédemment, voir Figure 1b) pour qu'un transfert adiabatique de toute la lumière du guide 1 vers le guide 2 ait lieu.

La figure 2 montre l'évolution de l'intensité normalisée au cours de la propagation dans le système de deux guides selon les attentes de la théorie des modes couplés. Les courbes sont calculées pour des paramètres correspondant à ceux choisis expérimentalement. Les figures 2(a) et 2(b) montrent bien un transfert total de la lumière dans le deuxième guide à la fin de la propagation pour les deux longueurs d'onde séparées de 220 nm. Cette achromaticité est liée à la robustesse de l'évolution adiabatique du système par rapport aux variations de ces paramètres. A titre de contre-exemple, la figure 2(c) montre le cas où il n'y a pas de modulation de la constante de propagation du guide d'injection, dans ce cas, le transfert total n'est pas achevé et la lumière revient dans le guide d'injection.

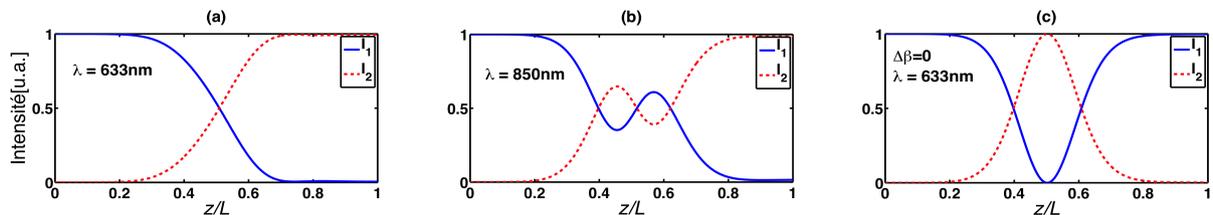


FIGURE 2: Evolution de l'intensité lumineuse dans la structure de la Fig. 1 selon la théorie des modes couplés avec des paramètres proches de ceux des expériences. Les cas (a) et (b) sont pour une lumière guidée aux longueurs d'onde $\lambda = 633$ nm et $\lambda = 850$ nm respectivement. Le cas (c) montre le contre-exemple en absence de modulation de la constante de propagation β_1 , $\beta_1(z) = \beta_2$ partout. I_1 (resp. I_2) représente l'intensité normalisée dans le guide 1 (resp. le guide 2).

3. RÉALISATION EXPÉRIMENTALE

Pour vérifier expérimentalement le phénomène du RAP, nous avons utilisé la technique de photo-inscription de guides par illumination latérale [7] déjà utilisée pour nos expériences antérieures [3]. La technique permet de réaliser des structures guidantes à confinement unidimensionnel sur un substrat photoréfractif de SBN ($\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$) à l'aide de masques affichés sur un SLM (Spatial Light Modulator). La largeur des guides est fixée à $7,2 \mu\text{m}$ et les longueurs d'onde d'excitation sont prises égales à 633 nm et 850 nm afin de tester le caractère achromatique de la structure. Le contraste d'indice et la constante de propagation peuvent être ajustés par l'intensité locale de la lumière latérale de contrôle, ce qui nécessite une importante étape de caractérisation et calibration à l'aide d'un système interférométrique.

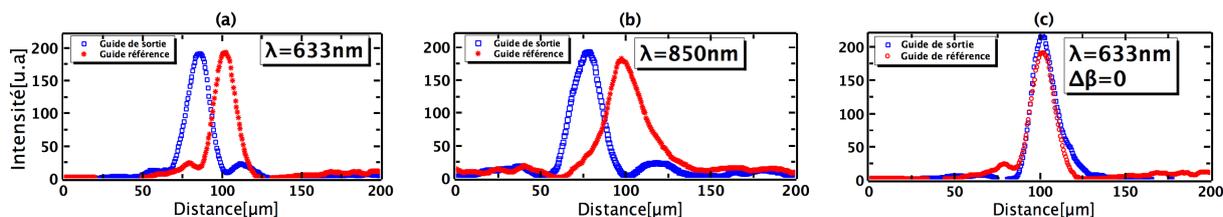


FIGURE 3: Intensité en sortie obtenue pour une structure correspondant à la Fig. 1 avec une longueur d'onde de test de $\lambda = 633 \text{ nm}$ (a) et $\lambda = 850 \text{ nm}$ (b). Le cas (c) est pour une structure avec β_1 constant (correspondant au cas de la Fig. 2(c)).

La figure 3 montre les résultats expérimentaux obtenus pour une configuration des constantes de couplage et de propagation longitudinale correspondantes à celles de la figure 1. Comme attendu, dans le cas des Figs. 3(a) et 3(b), la lumière est transférée du guide 1 (courbe de référence rouge en absence du guide 2) vers le guide 2 (courbe en bleu). Cela est vrai pour les deux longueurs d'onde utilisées 633nm et 850nm, ce qui confirme le caractère achromatique de la structure. La Fig. 3(c) montre le cas où la constante de propagation β_1 ne varie pas, correspondant aux courbes de la Fig. 2(c). Dans ce cas, le phénomène analogue au RAP ne peut pas avoir lieu et la lumière ressort bien dans le guide 1.

CONCLUSION

Nous avons étudié un système de guide optiques analogues à des systèmes quantiques à états couplés hors résonance. L'analogie a été vérifiée expérimentalement par un système de deux guides en désaccord présentant une équivalence avec le phénomène du passage adiabatique rapide (RAP). Ce phénomène peut être exploité pour réaliser un coupleur directionnel achromatique.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Longhi, "Quantum-optical analogies using photonic structures", *Laser & Photon. Rev.*, vol. 3, pp. 243-261, 2009.
- [2] S.Y. Tseng, M.C. Wu, "Mode conversion/splitting by optical analogy of multistate stimulated Raman adiabatic passage in multimode waveguides", *J. Lightwave Technol.*, vol. 28, p. 3529, 2010.
- [3] C. Ciret, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, G. Montemezzani, "Broadband adiabatic light transfer in optically induced waveguide arrays", *Phys. Rev. A*, vol. 87, p. 013806, 2013.
- [4] C. Ciret, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, G. Montemezzani, "Planar achromatic multiple beam splitter by adiabatic light transfer", *Opt. Lett.*, vol. 37, pp. 3789-3791, 2012.
- [5] K. Bergmann, H. Theuer, B.W. Shore, "Coherent population transfert among quantum states of atoms and molecules", *Rev. Mod. Phys.*, vol. 70, p. 1003, 1998.
- [6] A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics", *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 9, pp. 919-933, 1973.
- [7] M. Gorram, V. Coda, P. Thévenin, G. Montemezzani, "Bulk channel-type reconfigurable light-induced waveguides recorded by crossed lateral illumination", *Appl. Phys. B*, vol. 95, pp. 565-572, 2009.
- [8] N.V.Vitanov, T.Halfmann, B.W.Shore, K.Bergmann, "Laser-induced population transfer by adiabatic passage techniques", *Annu. Rev. Phys. Chem.*, vol. 52, pp. 763-809, 2001.

STABILISATION ET REDUCTION DE LA LARGEUR DE RAIE D'UN LASER ACCORDABLE AUTOUR DE 1,55 μ M AVEC UNE CAVITE EN ANNEAU FIBREE ET REFERENCEE

Pierre Gruning¹, Amine Chaouche-Ramdane¹, Min Lee¹, Vincent Roncin¹,

Frédéric Du-Burck¹, Stéphane Trebaol², Pascal Besnard²

¹ Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13 – Sorbonne Paris Cité,
93430 Villetaneuse, France

² CNRS FOTON UMR 6082, ENSSAT, Université de Rennes 1, 6 rue de Kerampont, 22300 Lannion,
France

Vincent.roncin@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un dispositif permettant de stabiliser la fréquence d'un laser accordable et de réduire sa largeur de raie spectrale. Il repose sur une cavité en anneau fibrée de configuration originale, stabilisée sur une référence métrologique. Le laser est une diode laser à cavité étendue accordable sur 100 nm autour de 1,55 μ m. Le dispositif peut alors être utilisé comme outil de stabilisation, de filtre optique ou de synthétiseur de fréquences stable accordable. Nous présentons les premiers résultats en termes de stabilité et de filtrage obtenus avec ce dispositif.

MOTS-CLEFS : *Stabilisation de lasers, métrologie des fréquences, filtrage optique*

1. INTRODUCTION

Les lasers stabilisés en fréquence sont largement utilisés en physique pour la spectroscopie de haute résolution, mais aussi pour des applications de capteurs optiques, de détection de très grande sensibilité ainsi que dans les systèmes de télécommunications optiques cohérentes. La stabilisation d'une source nécessite de disposer d'une référence (laser stable, transition atomique ou moléculaire) dont la fréquence optique est proche de celle de la source. Dans le cas contraire, on peut mettre en œuvre une cavité optique qui assure le transfert de stabilité de la référence vers la source [1]. En outre, une cavité de haute finesse peut aussi servir à améliorer la pureté spectrale de la source [2].

Nous présentons un dispositif compact, entièrement fibré et potentiellement transportable, permettant à la fois la stabilisation et le filtrage d'une diode laser à cavité externe (ECLD), ce qui rend le dispositif accordable sur une large gamme de fréquence [3]. Nous décrivons ici le dispositif, les résultats obtenus concernant l'amélioration de la stabilité de la fréquence d'émission du laser et nous présentons une réalisation de réduction de largeur de raie par filtrage. Le potentiel d'amélioration des performances de cette technique, ainsi que ses limitations sont discutés.

2. DESCRIPTION DU DISPOSITIF

Nous avons réalisé une cavité en anneau de 12,5 m composée d'un coupleur d'injection 10/90 et d'un coupleur interne de 1/99 pour l'extraction du signal filtré (Figure 1). L'ISL (Intervalle spectral libre) correspondant est de 16 MHz et la finesse est d'environ 20 (largeur spectrale des modes de 830 kHz). Le signal provenant de la source accordable et le signal de référence se propagent dans la cavité en sens opposés. Deux circulateurs optiques de part et d'autre du coupleur d'injection sont utilisés pour récupérer les signaux permettant l'élaboration des différents signaux de correction.

Un coupleur 50/50 permet de réaliser le battement entre le signal de référence et le laser ECLD avant qu'il soit envoyé dans l'anneau : *sortie (3)*; ou après le passage dans la cavité *via* le coupleur d'extraction : *sortie (2)*.

Le signal de référence est un laser à 1542 nm du LNE-SYRTE de l'Observatoire de Paris stabilisé sur une cavité ultra-stable référencée sur les étalons primaires de fréquence et transmis par fibre au LPL [4]. Ce laser possède une largeur spectrale de l'ordre du Hz et une stabilité en fréquence à 1s meilleure que 1.10^{-15} en valeur relative. Le laser ECLD présente une raie d'émission d'environ 100 kHz et est accordable sur une gamme de longueurs d'ondes de 100 nm autour de $1,55\mu\text{m}$.

Le signal de référence est modulé à la fréquence f_1 , injecté dans la cavité, extrait puis démodulé par la détection synchrone DS1 pour obtenir les fluctuations de fréquence de la cavité par rapport à la référence. La cavité est alors asservie sur cette référence *via* un correcteur PI (proportionnel-intégral) et une céramique piézoélectrique sur laquelle ont été collés plusieurs mètres de fibre optique.

Le signal provenant du laser ECLD est stabilisé sur un mode de la cavité en agissant sur son courant. Pour cela, le laser est modulé en externe à la fréquence f_2 , le signal extrait est démodulé (DS2) et un correcteur PI génère le signal de correction. En réalisant le battement avec la référence (coupleur 50/50), on peut évaluer la stabilité de la fréquence du laser accordable verrouillé ou non sur la cavité. On peut également déterminer sa largeur de raie filtrée par la cavité grâce au battement entre (1) et (2) et sa largeur de raie non filtrée grâce au battement entre (1) et (3).

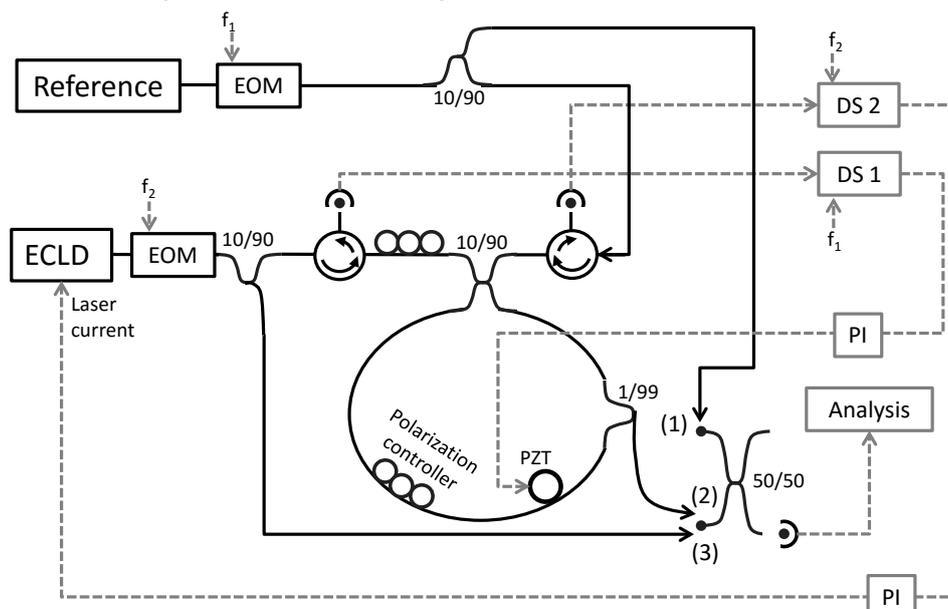


Fig. 1 : Montage expérimental : EOM (Modulateur électro-optique), $f_1=50$ kHz, $f_2=10$ kHz, PZT (actionneur piézoélectrique), DS (Détection synchrone), ECLD (Diode Laser à cavité étendue), Référence (Laser métrologique stabilisé).

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons mesuré les fluctuations de la fréquence du laser accordable par rapport à la référence. Les résultats sont portés en Figure 2 qui représente l'écart type d'Allan mesuré à partir du battement entre les sorties (1) et (3). Lorsque le laser accordable n'est pas verrouillé, on observe un écart-type d'Allan de 4 MHz pour 1s de temps d'intégration, qui augmente pour les temps plus longs (dérive de fréquence). Une fois verrouillé sur la cavité, on observe un écart-type d'Allan de 400 kHz à 1s et une décroissance en $\tau^{-1/2}$ caractéristique d'un bruit blanc de fréquence. Ce résultat montre une stabilité accrue de la fréquence du laser accordable apportée par notre dispositif. Nous

pensons être limités par l'influence de l'environnement et une meilleure isolation aux vibrations et à l'acoustique devrait permettre une amélioration de ces premiers résultats.

Pour illustrer les possibilités de filtrage apportées par le dispositif, nous avons tracé en Figure 3 les signaux de battement relevés à l'analyseur de spectre électrique entre la référence (1) et le laser EDLD en entrée (3) ou en sortie (2) de la cavité. Pour cette mesure, le laser ECLD est verrouillé sur la cavité et celle-ci est verrouillée sur la référence. La largeur spectrale du laser ECLD étant plus étroite que la largeur d'un mode de la cavité, nous avons modulé directement son courant avec un bruit blanc de manière à élargir son spectre d'émission. La courbe bleue de la Figure 3 représente le spectre issu du battement entre (1) et (3), de l'émission du laser ECLD modulé par une source de bruit de courant, en entrée de la cavité fibrée. On constate une émission spectralement élargie avec notamment un piédestal de 20 MHz de large. La courbe rouge est le spectre issu du battement entre (1) et (2), du laser ECLD filtré par la cavité fibrée. On note une réduction importante du spectre liée au filtrage réalisé par la cavité. On retrouve en sortie la largeur de 800 kHz à -6 dB imposée par les caractéristiques de la cavité.

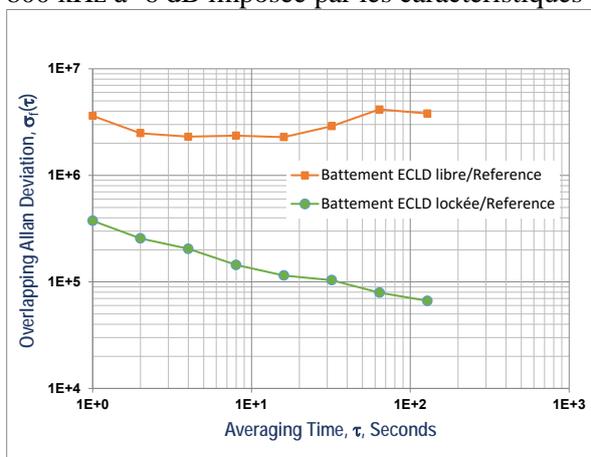


Fig. 2 : Résultats expérimentaux : stabilisation de la fréquence

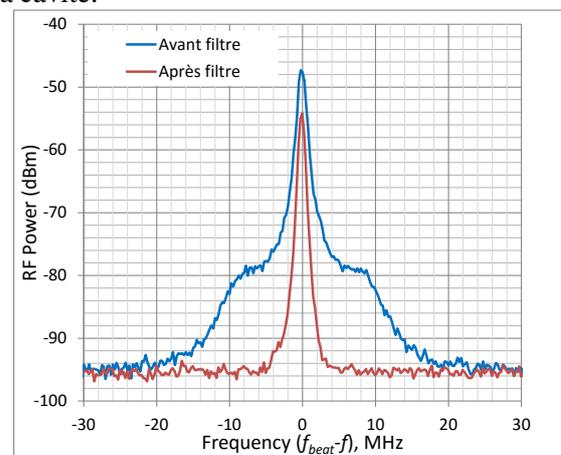


Fig. 3 : Résultats expérimentaux : réduction de la largeur de raie

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons décrit le principe d'un dispositif entièrement fibré dont l'élément central est une cavité permettant à la fois le filtrage et le transfert de stabilité. Les premiers résultats montrent la capacité à stabiliser un laser accordable et à filtrer sa raie d'émission. Les possibilités de stabilisation et de filtrage peuvent être toutes deux améliorées par la diminution de la largeur des modes de la cavité. On peut l'obtenir en réduisant les pertes intra-cavité : une augmentation de la finesse d'un facteur 10 est par exemple envisageable en changeant le coupleur d'injection. On peut aussi introduire un milieu à gain dans la cavité. Une autre évolution prévue consiste en une version transportable du dispositif utilisant comme référence une transition moléculaire en cellule (C2H2 par exemple).

REFFÉRENCES

- [1] Bohlouli-Zanjani, P., K. Afrousheh, and J. D. D. Martin. "Optical transfer cavity stabilization using current-modulated injection-locked diode lasers." *Review of scientific instruments* 77.9 (2006): 093105.
- [2] Ludlow, A. D., et al. "Compact, thermal-noise-limited optical cavity for diode laser stabilization at 1×10^{-15} ." *Optics letters* 32.6 (2007): 641-643.
- [3] Liu, Karen, and Michael G. Littman. "Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers." *Optics Letters* 6.3 (1981): 117-118.

[4] <http://www.refimeve.fr/>

ANALYSE, PAR LA METHODE S^2 AVANCEE, DU COUPLAGE DE MODE DANS UNE FIBRE BI-MODE SOUMISE A UNE CONTRAINTE LOCALISEE

C. C. Castineiras Carrero^{1,2}, G. Le Cocq², B. Sévigny², L. Bigot², A. Le Rouge², Y. Quiquempois², M. Bigot-Astruc¹, D. Molin¹, P. Sillard¹

¹*Prysmian Group, Parc des Industries Artois Flandres, 644 boulevard Est, BILLY BERCLAU, 62092 Haisnes Cedex, France*

²*Univ. Lille, CNRS, UMR 8523 - PhLAM - Physique des Lasers Atomes et Molécules, F-59000 Lille, France*

carmencarina.castineirascarrero@prysmiangroup.com

RÉSUMÉ

L'imagerie résolue spatialement et spectralement (S^2) est une méthode simple de caractérisation du contenu modal d'une fibre optique légèrement multimode. Une version améliorée de cette méthode est proposée pour obtenir le taux de couplage entre modes lors de l'application d'une contrainte localisée dans une fibre bi-mode.

MOTS-CLEFS : *Couplage modal, multiplexage spatial, fibre légèrement multimode*

1. INTRODUCTION

L'utilisation de fibres légèrement multimodes (FMF) est une solution possible pour dépasser les limites de capacité fixées par les effets non-linéaires dans les fibres monomodes, en conservant la plupart des caractéristiques d'une fibre conventionnelle. Dans ce cas, différentes informations sont portées par les différents modes qui seront transmis, selon les cas, dans *i*) une fibre à fort couplage intermodal, impliquant un traitement du signal dont la complexité croît avec le nombre de modes ou *ii*) une fibre à faible couplage intermodal, qui facilite le traitement du signal mais impose de limiter la diaphonie intermodale tout au long de la transmission. Dans le second cas, il est donc nécessaire de concevoir une fibre adaptée garantissant une différence d'indices effectifs significative entre les modes, ce qui permet de limiter le couplage pouvant notamment être induit par des défauts localisés de la fibre comme, par exemple, les micro-courbures. Il apparaît donc nécessaire d'être en mesure de quantifier le couplage entre modes et, pour ce faire, différentes méthodes sont possibles, comme : la réflectométrie optique résolue en temps (OTDR) [1], la décomposition modale en utilisant des filtres corrélées (CCD) [2] ou encore une analyse résolue spectralement et spatialement (méthode dite S^2). Dans ce dernier cas, nous avons récemment démontré les potentialités offertes par une version améliorée de cette méthode, baptisée *advanced- S^2* (*a- S^2*) [3]. Dans ce nouveau travail, cette méthode est mise en œuvre pour étudier le couplage de mode créé par une perturbation localisée le long d'une fibre bi-mode et analyser les constantes de couplage caractéristiques du couplage du mode fondamental (LP_{01}) avec les deux dégénérescences spatiales du premier mode d'ordre supérieur (LP_{11a} et LP_{11b})

2. METHODE EXPERIMENTALE

La méthode S^2 standard (*s- S^2*) et la méthode *a- S^2* suivent la même procédure d'acquisition de données consistant à enregistrer, à l'aide d'une caméra InGaAs, les images de battements entre modes en fonction de la longueur d'onde balayée avec une source accordable. Le passage dans l'espace de Fourier permet d'identifier des pics dont les positions sont liées aux différences d'indice de groupe entre modes. L'originalité de la méthode *a- S^2* réside dans le traitement des données, notamment réalisé par une analyse par composantes principales, qui permet d'isoler des battements dégénérés en différence de délai de groupe mais présentant des figures spatiales différentes. Dans sa

version la plus aboutie, la méthode $a-S^2$ permet également de décoller des battements dégénérés spatialement en utilisant une méthode d'analyse par composante indépendantes (ACI). Dans ce travail, la méthode $a-S^2$ est appliquée à l'étude d'une fibre à saut d'indice possédant un rayon de cœur de $8 \mu\text{m}$ et une différence d'indice cœur-gaine de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$, guidant 2 groupes de modes (LP_{01} et LP_{11a}/LP_{11b}) autour de 1550 nm . La Fig. 1 montre le schéma expérimental utilisé pour les mesures de couplage. Une contrainte localisée permettant de générer des micro-courbures est produite par un système de grille localisé à environ 40 m du point d'injection, la fibre possédant une longueur totale de 100 m . L'intensité du couplage peut être ajustée en modifiant la masse appliquée sur la grille. Une masse comprise $0,5 \text{ kg}$ et 9 kg a été appliquée, par incréments de $0,5 \text{ kg}$.

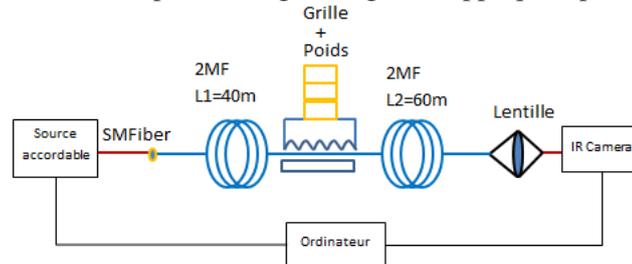


Fig. 1 : Schéma expérimental. En faisant varier la longueur d'onde de la source accordable, les battements entre modes sont enregistrés grâce à la caméra. A une distance de 40 m de la face d'entrée de la fibre, une grille appliquée sur la fibre permet de générer une contrainte sur quelques centimètres de fibre.

3. RESULTATS

Une injection décentrée en entrée de fibre permet d'exciter les deux groupes de modes LP supportés par la fibre. Le schéma de la Fig. 2 décrit les différents chemins excités dans la fibre sans perturbation (en haut) et avec application d'une perturbation à l'abscisse $L1$ (en bas) sur une fibre de longueur $L=L1+L2$. Il apparaît que, sans perturbation, un seul pic peut être observé et correspond au battement entre les deux modes LP_{01} et LP_{11} (a et b) tout au long de la propagation.

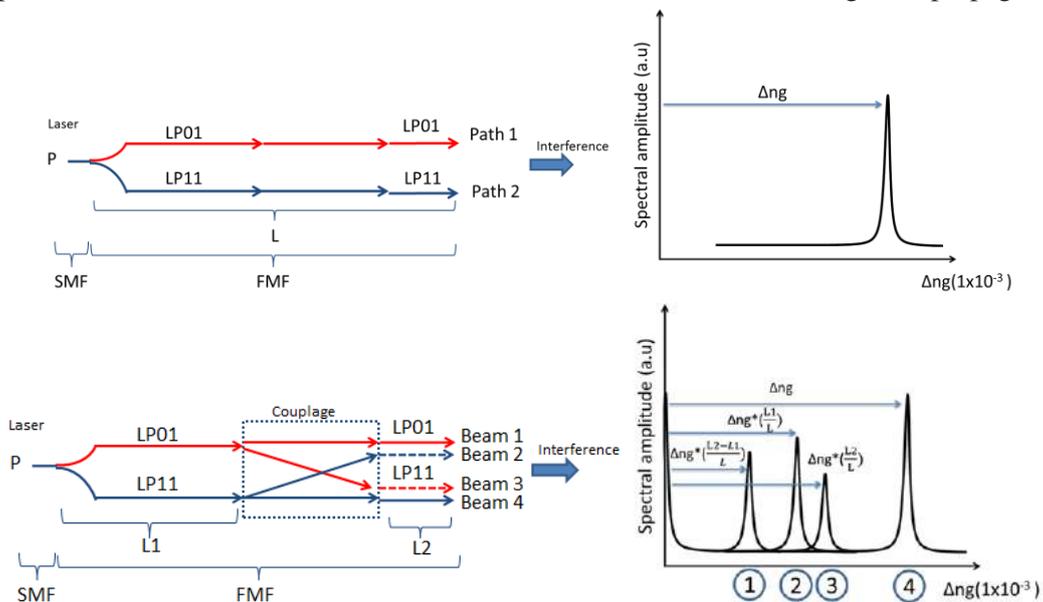


Fig. 2 : Diagramme de couplage dans une fibre bimode en considérant l'excitation des deux groupes de modes en entrée (graphiques de gauche) et transformée de Fourier des battements de modes observés en sortie de fibre (graphiques de droite). L'axe des ordonnées correspond à l'amplitude des battements et l'axe des abscisses correspond à la différence d'indice de groupe entre modes impliqués dans le battement considéré. Les cas sans couplage (en haut) et avec couplage (en bas) sont schématisés.

Avec perturbation, de nouveaux pics apparaissent et leurs positions sont liées à l'abscisse de la perturbation (L1) : un échange d'énergie entre les modes conduit à la création de 2 nouveaux chemins optiques et à un spectre à 4 pics liés à 6 battements, certains battements partageant la même fréquence. Un modèle mathématique simple permet de montrer que les pics 1 et 4 (voir Fig. 2) permettent de calculer les coefficients de couplages entre modes. La Fig. 3 correspond à l'évolution des pics de battement 1, 3 et 4 - obtenus par la méthode a-S² - en fonction de la masse ajoutée sur la grille pour le couple LP₀₁-LP_{11a}, d'une part, et pour le couple LP₀₁-LP_{11b}, d'autre part. On constate que le transfert d'énergie entre modes est très dépendant de la masse et que l'évolution des amplitudes des battements LP₀₁-LP_{11a} et LP₀₁-LP_{11b} ne dépend pas linéairement de la masse et ne suit pas la même évolution. Le même phénomène est observé pour le coefficient de couplage (voir Fig. 4), comme cela a également été observé dans la référence [2]. Cette dissymétrie entre les deux battements peut être interprétée par le fait que les modes LP_{11a} et LP_{11b} ne subissent pas les mêmes contraintes, l'application de la grille favorisant un axe de la fibre par rapport à l'autre.

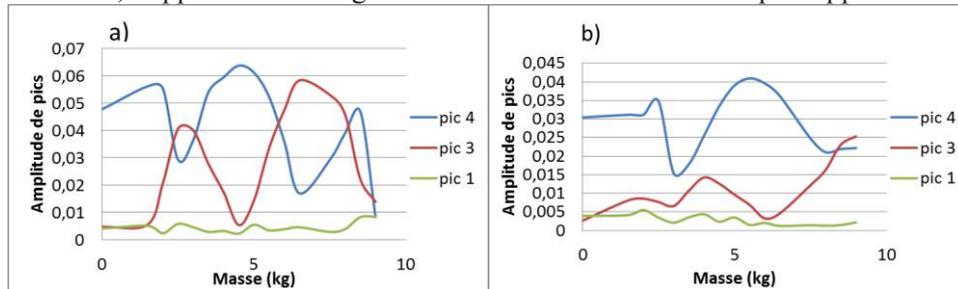


Fig. 3 : Evolution de l'amplitude des pics de battement en fonction de la masse appliquée pour les couples a) LP₀₁-LP_{11a} et b) LP₀₁-LP_{11b}.

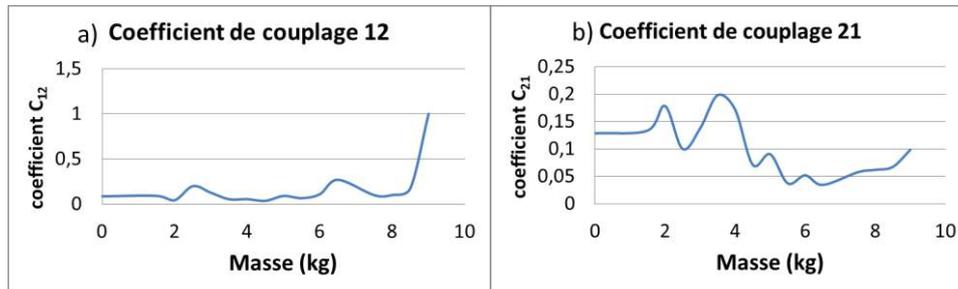


Fig. 4 : Evolution des coefficient de couplage en fonction de la masse appliquée pour les couples a) LP₀₁-LP_{11a} (coefficient C₁₂) et b) LP₀₁-LP_{11b} (coefficient C₂₁).

CONCLUSION

L'évolution des coefficients de couplage LP₀₁-LP_{11a} et LP₀₁-LP_{11b} en fonction de l'intensité d'une perturbation appliquée sur une fibre bimode a été étudiée à l'aide d'une version avancée de la méthode S². Des comportements différents ont été mis en évidence. Cette méthode peut être adaptée à un plus grand nombre de modes et à l'analyse d'autres types de perturbation comme les soudures.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Yoshida, *et al.*, "Mode Coupling Measurement at a Splice Point between Few-Mode Fibers Using a Synchronous Multi-Channel OTDR," in *Optical Fiber Communication Conference*, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2016), paper Th1J.4.
- [2] C. Schulze, *et al.*, "Mode Coupling in Few-Mode Fibers Induced by Mechanical Stress," in *J. Lightwave Techn.*, vol. 33, no. 21, pp. 4488-4496, Nov.1, 1 2015.
- [3] B. Sévigny *et al.*, "Advanced S2 Imaging: Application of Multivariate Statistical Analysis to Spatially and Spectrally Resolved Datasets," in *J. Lightwave Techn.*, vol. 32, no. 23, pp. 4606-4612, Dec.1, 1 2014

CONCEPTION D'UN PHOTORECEPTEUR COHERENT PRE-AMPLIFIE REALISE EN FILIERE PIC INP POUR LES APPLICATIONS A 100-400 GBIT/S

Guillaume Santini^{1,2}, Christophe Caillaud¹, Mohand Achouche¹

¹ III-V Lab , laboratoire commun entre Nokia Bell Labs, Thales Research and Technology et CEA Leti, 1 avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau, France

² SAMOVAR, Télécom SudParis, CNRS, Université Paris-Saclay, 9 rue Charles Fourier, 91011 Evry Cedex, France

guillaume.santini@3-5lab.fr

RÉSUMÉ

L'objectif du présent article est de présenter un nouveau photorécepteur cohérent pré-amplifié composé d'un SOA, d'un mixeur (MMI 2x4) et de quatre photodiodes réalisé en filière PIC InP pour des applications à 100-400Gbit/s. Nous présenterons les simulations qui ont permis de concevoir le mixeur cohérent en technologie enterrée ainsi que les premiers résultats sur ces sections passives.

MOTS-CLEFS : récepteur ; cohérent ; MMI ; Hybride 90°

1. INTRODUCTION

La modulation de l'intensité de la lumière combinée avec la détection directe a été la technique de référence pour les systèmes commerciaux de transmission par fibre optique jusqu'à début 2000. Cette option combine des émetteurs et des récepteurs bas coûts avec une sensibilité suffisante pour des transmissions allant jusqu'à 10 Gbit/s. Néanmoins, pour répondre à la demande incessante d'augmentation de la capacité, des débits plus élevés sont nécessaires, à savoir 100 et 400 Gbit/s. Les nouveaux formats de modulation comme le QPSK permettent une telle progression car le signal peut être également codé en phase. Ces formats nécessitent une détection cohérente car l'utilisation d'un oscillateur local, permet une bonne sensibilité [1] [2]. De plus, les récepteurs cohérents permettent de récupérer l'amplitude, la phase et la polarisation du champ optique ce qui permet d'augmenter l'efficacité spectrale tout en améliorant le rapport signal à bruit grâce à cet oscillateur local [3]. Les solutions actuelles des filières InP utilisent un amplificateur externe et un détecteur cohérent. Pour réduire le coût et augmenter la compacité, nous proposons d'intégrer les fonctions d'amplification et de détection dans un seul composant.

2. PRESENTATION DU RECEPTEUR COHERENT

Le rôle du détecteur cohérent est de retrouver l'information contenue dans les composantes TE et TM du signal optique modulé en phase. Pour cela, il utilise un mixeur cohérent appelé également Hybride à 90° composé d'un MMI (Multi-Mode Interferometer) 2x4, un oscillateur local (LO) et de quatre photodiodes. La figure 1 montre les relations de phase induites par le mixeur cohérent.

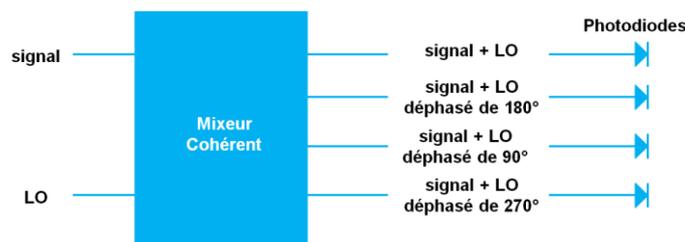


Fig. 1 : Schéma d'un récepteur cohérent

Ce sont ces relations de phase qui vont nous permettre de retrouver l'information contenue dans la phase de signal [4]. Pour augmenter la sensibilité de notre récepteur, nous proposons d'intégrer de façon monolithique un amplificateur optique à semi-conducteur (SOA). Le composant final retenu, est un récepteur cohérent composé d'un SOA au niveau de l'entrée signal, d'un mixeur cohérent (MMI 2x4) et de quatre photodiodes (voir Fig. 2). Notre composant est réalisé en technologie enterrée (voir Fig. 3) pour permettre une meilleure intégration du SOA avec les sections passives.

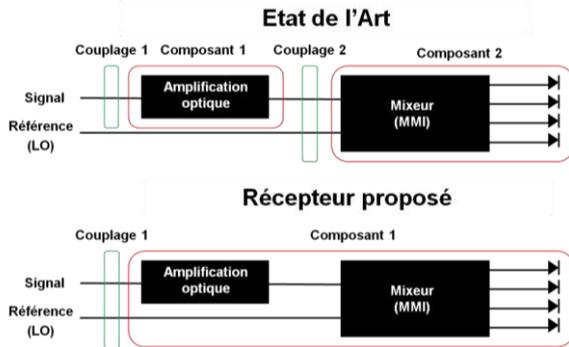


Fig. 2 : Schéma du récepteur proposé par rapport à l'état de l'art

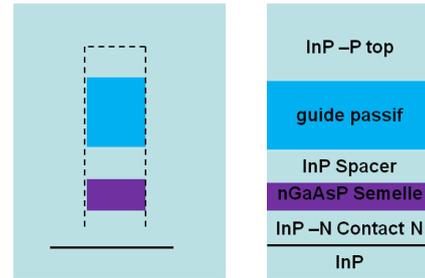


Fig. 3 : Coupe d'un guide dans une section passive

De nombreuses simulations ont été réalisées afin d'optimiser les paramètres géométriques du mixeur cohérent.

3. SIMULATIONS DU MIXEUR COHERENT

Afin d'avoir un récepteur cohérent optimisé, nous avons étudié l'influence de nombreux paramètres géométriques de notre MMI sur les performances du mixeur cohérent. L'influence de la longueur du MMI sur la transmission pour les quatre sorties est illustrée sur la figure 4. La figure 5 nous montre l'influence de la longueur du MMI sur le respect des différentes relations de phase en sortie du MMI.

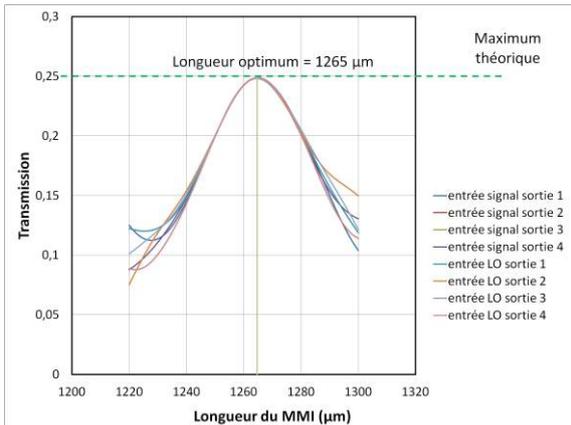


Fig. 4 : Influence de la longueur du MMI sur la transmission (simulation)

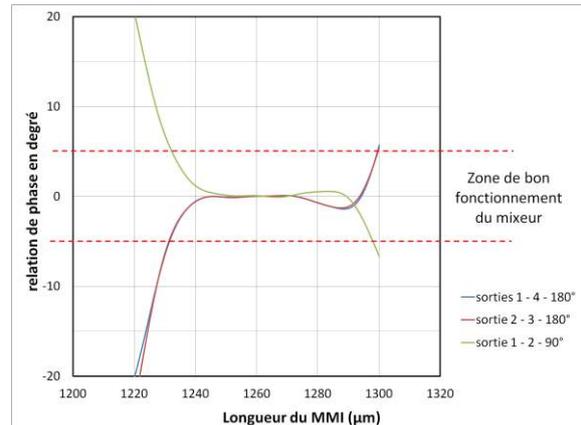


Fig. 5 : Influence de la longueur du MMI sur les relations de phases (simulation)

Les figures 6 et 7 nous montrent l'influence de la largeur du MMI sur ces mêmes paramètres. On peut constater qu'une variation de 10µm par rapport à la longueur optimale induit une baisse de transmission de 0,03 (12%). Une variation de 0,1µm par rapport à la largeur optimale induit une baisse de transmission de 0,03 (12%). La largeur est donc le paramètre critique lors de la fabrication du MMI. Il est cependant possible de compenser les variations de largeur par des variations de longueurs appropriées. On peut aussi constater sur les figures 5 et 7 que les zones où les relations de phases sont respectées (à $\pm 5^\circ$) sont étendues. En effet, le mixeur satisfait aux relations de phases pour des longueurs comprises entre 1235µm et 1295µm.

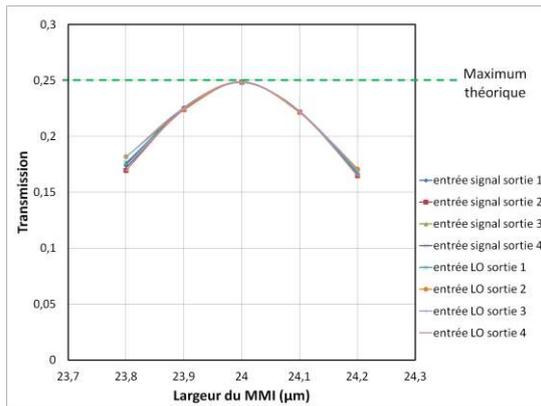


Fig. 6 : Influence de la largeur du MMI sur la transmission (simulation)

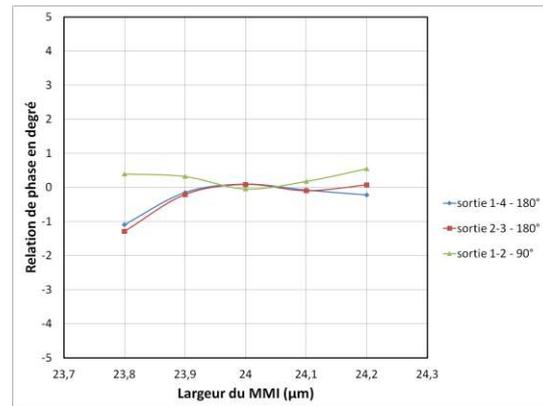


Fig. 7 : Influence de la largeur du MMI sur les relations de phases (simulation)

4. RESULTATS SUR LES SECTIONS PASSIVES

Des premiers tests ont été obtenus sur les MMI. Les figures 8 et 9 montrent les résultats de puissance et de déséquilibre entre les voies (imbalance) pour différentes longueurs d'onde.

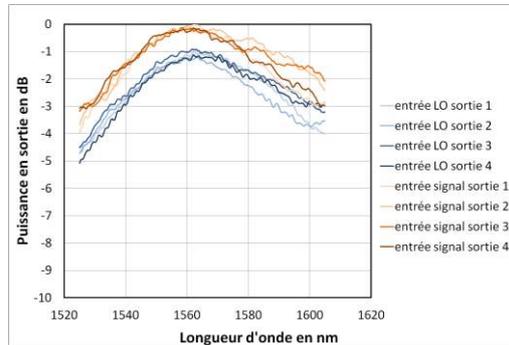


Fig. 8 : Evolution de la puissance de sortie par rapport à la puissance maximum en fonction de la longueur d'onde (mesure)

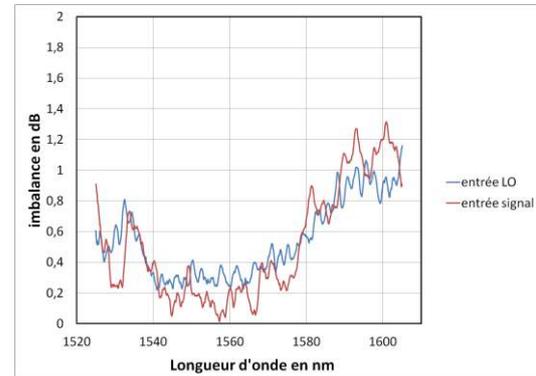


Fig. 9 : Evolution de l'imbalance en fonction de la longueur d'onde (mesure)

On voit (Fig. 8) une différence de puissance de 0.9 dB entre l'entrée LO et l'entrée signal. Cette différence est liée à un choix de design pour notre composant. On peut aussi constater que le maximum de puissance est atteint pour une longueur d'onde de 1560nm. A cette longueur d'onde l'imbalance (Fig. 9) des deux entrées est inférieure à 0.4dB. On constate aussi que l'imbalance est inférieure à 0.5dB sur la bande C or les meilleurs récepteurs ont un imbalance inférieure 0.65dB sur la bande C [1]. Ce résultat est donc un résultat encourageant pour avoir un récepteur à l'état de l'art.

CONCLUSION

Afin de répondre aux exigences des transmissions optiques entre 100 et 400 Gbits/s, le III-V Lab développe un nouveau récepteur cohérent pré-amplifié. C'est un récepteur entièrement en technologie enterrée dont les premiers résultats sur les sections passives sont prometteurs, notamment pour l'imbalance qui est inférieure à 0.5dB entre 1535nm et 1575nm.

REFERENCES

- [1] Selina Farwell et al, "InP Coherent Receiver Chip with High Performance and Manufacturability for CFP2 Modules", OFC 2014.
- [2] Hideki Yagi et al, "High-Efficient InP-Based Balanced Photodiodes Integrated with 90° Hybrid MMI for Compact 100 Gb/s Coherent Receiver", OFC 2013.
- [3] Vincent Houtsma et al, "Manufacturable Monolithically Integrated InP Dual-Port Coherent Receiver for 100G PDM-QPSK Applications", OFC 2011.
- [4] Stéphanie Michel, "Coherent optical receivers – the complete answer", Lightwave Sept/Oct 2014, p18

GÉNÉRATION D'UN SUPERCONTINUUM VISIBLE ET PLAT DANS UNE FIBRE À CRISTAUX PHOTONIQUES FORTEMENT DOPÉE EN GeO_2

Deniz Aydin¹, Thibaut North¹, Camille Brès¹, Achille Monteville², David Landais²
and Olivier Legoffic², David Méchin²

¹ *Laboratoire des Systèmes Photoniques, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL),
CH-1015 Lausanne, Suisse*

² *Photonics Bretagne (PERFOS), France, 11 Rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France*

deniz.aydin@epfl.ch

Résumé

Nous présentons la génération d'un continuum plat de 1.3 octaves, s'étendant entre 620 et 1440 nm dans 1 m de fibre à cristaux photoniques de silice hautement dopée au GeO_2 . Un transfert d'énergie efficace s'opère grâce à la superposition du gain Raman et d'instabilité de modulation. Cette source à continuum rivalise ainsi avec leurs équivalents commerciales vendues pour la caractérisation de composants passifs.

Mots-clefs : *supercontinuum ; fibre à cristaux photoniques ; effet Raman ;*

1. Introduction

De nombreuses applications industrielles, incluant l'imagerie, le sensing, la génération de peigne de fréquence et la caractérisation de composants bénéficient des sources à supercontinuum. En particulier, les sources large bande qui sont compactes, bon marché, et faciles d'utilisation sont de bons candidats pour l'industrie. Dans des travaux récents, il a été montré que les sources laser Q-switched sont d'intéressants candidats pour la génération de continuum dans un régime d'impulsion longues [1,2]. Dans ce travail, nous présentons un source à continuum de ce type, qui engendre un continuum de 620 à 1440 nm via une fibre à cristaux photoniques à cœur solide, dopée au germanium à raison de 20% mol. Le laser de pompe utilisé est une source Q-switch en régime nanoseconde, et à une longueur d'onde centrale de 1064 nm. Nous montrons que le chevauchement des gains d'instabilité de modulation (IM) et Raman mènent à un transfert efficace de la pompe vers le rouge et le bleu aux longueurs d'ondes des lignes Stokes. De nouvelles composantes fréquentielles sont ainsi générées jusqu'au visible, et en direction de l'infrarouge moyen. Le continuum large bande généré dans 1 m de fibre est compris dans une dynamique de 6 dB sur une bande passante de 932 nm, et dans une dynamique de 10 dB, s'étendant entre 620 nm et 1552 nm (820 nm). Ce résultat s'apparente à ceux des sources commerciales qui utilisent de plus longues fibres nonlinéaires et des puissances crête de pompe plus élevées [3–5].

2. Configuration expérimentale et résultats

Nous basant sur des designs de fibres à cristaux photoniques (FCP) opérant à 1 μm [6], nous avons choisi une fibre à cœur solide, en configuration hexagonale, et dopée Germanium à hauteur de 20% mol. La fibre a été fabriquée par PERFOS. Une image de coupe en microscopie électronique est visible en Figure 1a. Le fort contraste d'indice ($\Delta n = 30 \times 10^{-3}$) entre le cœur et la cladding induit un fort gain Raman ($g_R = 7.07 \times 10^{-14}$ m/W) et indice Kerr ($n_2 = 4.709 \times 10^{-20}$ m²/W). La dispersion chromatique de la fibre est caractérisée à l'aide d'un interféromètre de Mach Zehnder (IMZ) en espace libre, autour du zéro dispersion de la fibre. Cette mesure est présentée en Figure 1b. Nous indiquons également les termes d'ordre supérieur en Figure 1b. L'axe de gauche indique le coefficient de dispersion d'ordre deux (β_2 , GVD), mesure directe par le IMZ, et l'axe de droite montre sa dérivée, β_3 ainsi que sa pente, $m = \beta_4$. Le courbe de β_2 est un ajustement polynomial d'ordre deux, accompagnées des marges d'erreur à 95%. La FCP

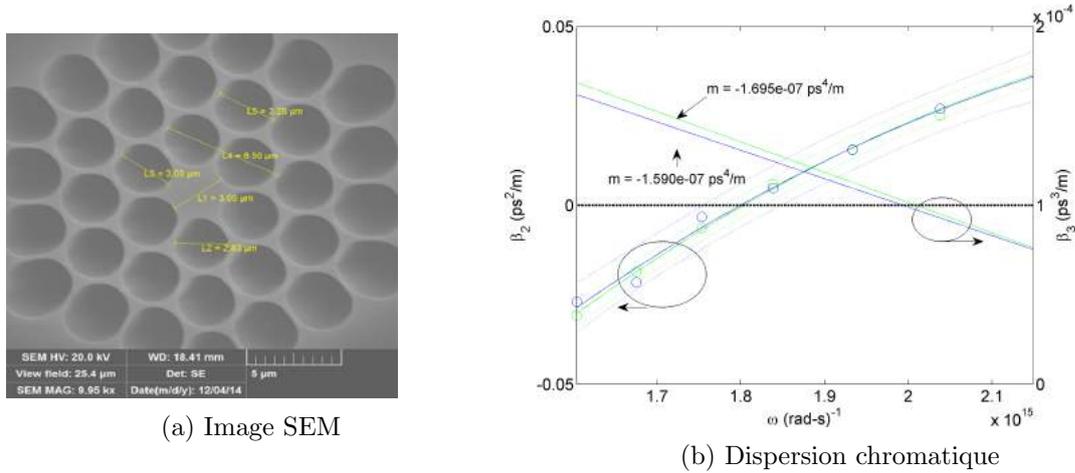


FIGURE 1: Section et profil de dispersion de la fibre considérée.

est pompée par un laser Q-switch microchip, polarisé linéairement, à une longueur d'onde de 1064 nm. Son taux de répétition est de 14 kHz. La source est collimatée à l'aide d'une lentille, puis vers la fibre à l'aide d'un translateur de précision et un objectif de microscope (40×). Une lame demi-onde ($\lambda/2$) permet d'aligner la polarisation du laser avec l'un des axes principaux de la fibre, qui est biréfringente. Cela permet de maximiser le gain IM et Raman. En sortie de fibre, le signal est mesuré à l'aide d'analyseurs de spectre optiques Yokogawa AQ 6373 (350-1200nm) et AQ 6370 (600-1700nm).

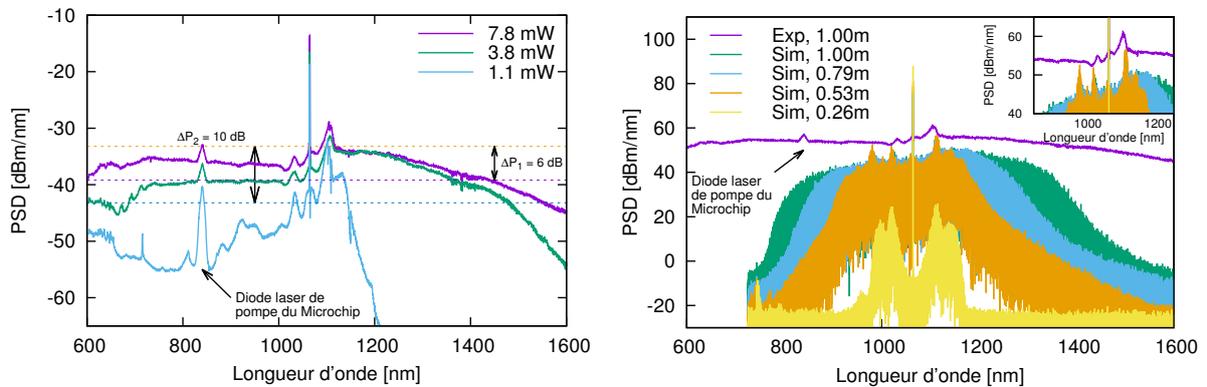
(a) Étendue du continuum à différentes puissances de pompe. (b) Influence de la longueur de fibre sur le spectre, $P_{\text{ave}}=7.8$ mW, expérience et simulation.

FIGURE 2: Résultats expérimentaux et de simulation

3. Modèle numérique de simulation

Afin de comprendre la physique associée à ce continuum, ainsi que pour en caractériser les composants, nous effectuons des simulations en utilisant l'équation nonlinéaire de Schrödinger généralisée (GNLSE), et son implémentation par Dudley et al. [7]. Le code est modifié afin d'inclure l'atténuation de la fibre, ainsi que le bruit quantique (un photon par mode), ce dernier étant particulièrement important pour simuler les effets spontanés puis stimulés du gain Raman et IM. Le modèle inclut donc l'effet Raman, et l'évolution de l'enveloppe de l'impulsion $A(z, T)$ peut être décrite par : La réponse Raman $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$ indique l'importance

de la contribution relative de l'effet Raman à la réponse nonlinéaire, via f_R . Cette fraction est souvent considérée avoir une valeur de 0.18 pour des fibres en silice pure, mais est connue pour dépendre des dopants et de leurs concentrations respectives [8,9]. Nous avons choisi une valeur de 0.13 selon la réf. [9], qui dispose de mesures pour le GeO₂. Les résultats de la Figure 2 montrent l'évolution du continuum, partant de l'IM, superposée au gain Raman, et une bonne correspondance des positions de ces gains sont visibles. L'évolution du spectre à partir des pics de IM est visible pour des distances de propagation courtes (en particulier $L = 0.26$ m dans Figure 2b). Dans cette figure nous notons l'importance du terme Raman pour la réplication des structures des pics du continuum aux longueurs d'onde 972, 1016 nm (anti-Stokes), et 1116, 1174 nm (Stokes). Pour cette fibre dopée à 20% mol en GeO₂, nous utilisons la réponse Raman du dopant. Le gain Raman pour GeO₂ est $7.4\times$ plus élevé que celui de la silice, et a un maximum à 13.2 THz de la pompe, avec une largeur à mi-hauteur de 5 THz, entre 10 et 15 THz [9]. C'est cette distance spectrale qui produit le chevauchement des pics Raman et d'IM, produisant un transfert efficace vers les longueurs d'ondes plus courtes et longues. Il s'ensuit la génération d'un continuum large bande jusqu'au visible à puissances de pompe limitées.

Conclusion

Nous avons démontré une nouvelle source à continuum basée sur une source Q-switch disponible sur le marché, et une FCP sur mesure, hautement dopée Germanium. Elle permet de générer un large continuum à basses puissances, grâce à un overlap des gains Raman et IM. Le spectre généré est très plat et s'étend du visible à l'infrarouge, entre 620 nm et 1440 nm (à 6 dB), et 1552 nm (à 10 dB). Ce continuum permet par exemple d'effectuer des mesures de dispersion interférométriques pour la caractérisation de fibres diverses.

Références

- [1] W. J. Wadsworth, N. Joly, J. C. Knight, T. A. Birks, F. Biancalana, and P. S. J. Russell, "Supercontinuum and four-wave mixing with q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres," *Opt. Express*, vol. 12, no. 2, pp. 299–309, Jan 2004.
- [2] A. Kudlinski, M. Lelek, B. Barviau, L. Audry, and A. Mussot, "Efficient blue conversion from a 1064 nm microchip laser in long photonic crystal fiber tapers for fluorescence microscopy," *Opt. Express*, vol. 18, no. 16, pp. 16 640–16 645, Aug 2010.
- [3] S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. S. J. Russell, "White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber," *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 17, pp. 1356–1358, Sep 2001.
- [4] L. Provino, J. Dudley, H. Maillotte, N. Grossard, R. Windeler, and B. Eggleton, "Compact broadband continuum source based on microchip laser pumped microstructured fibre," *Electronics Letters*, vol. 37, no. 9, pp. 558–560, Apr 2001.
- [5] "NKT Supercontinuum Application Note v2.0 july 2009," <https://www.thorlabs.com/images/TabImages/Supercontinuum%20-%20General%20Application%20Note%20-%20Thorlabs.pdf>, accessed : 2016-03-21.
- [6] A. Mussot, A. Kudlinski, R. Habert, I. Dahman, G. Mélin, L. Galkovsky, A. Fleureau, S. Lempereur, L. Lago, D. Bigourd, T. Sylvestre, M. W. Lee, and E. Hugonnot, "20 thz-bandwidth continuous-wave fiber optical parametric amplifier operating at 1 μ m using a dispersion-stabilized photonic crystal fiber," *Opt. Express*, vol. 20, no. 27, pp. 28 906–28 911, Dec 2012.
- [7] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, pp. 1135–1184, Oct 2006.
- [8] G. Salceda-Delgado, A. Martinez-Rios, B. Ilan, and D. Monzon-Hernandez, "Raman response function and raman fraction of phosphosilicate fibers," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 44, no. 14, pp. 657–671, 2012.
- [9] K. Rottwitz and J. H. Povlsen, "Analyzing the fundamental properties of raman amplification in optical fibers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 11, pp. 3597–3605, Nov 2005.

ÉTUDE THÉORIQUE DE LA PROPAGATION OPTIQUE SIMULTANÉE DE DONNÉES ET D'UNE POMPE DE FORTE PUISSANCE POUR UNE LIAISON TOUT-OPTIQUE DE 10 KM ADAPTÉE À DES OBSERVATOIRES DE FOND DE MER

Ramez Hamié¹, Evangelia Dimitriadou¹, Laura Ghisa¹, Véronique Quintard¹, Mikael Guegan¹, André Pérennou¹, Mouenes Fadlallah², Ali Hamié^{2,3}

¹*École Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB) UMR CNRS 6285, Lab-STICC, C.S. 73862, 29238 Brest, Cedex 3, France*

²*Lebanese University (UL), Faculty of Science I, Beirut, Lebanon*

³*Arts Sciences and Technology University in Lebanon (AUL)*

laura.telescu@enib.fr

RÉSUMÉ

Ce papier se situe dans le contexte du développement des observatoires câblés de fond de mer. Nous proposons une solution flexible pour étendre ces observatoires avec une seule fibre optique transportant à la fois l'énergie et les données. La forte puissance optique utilisée pour l'énergie fait apparaître des effets non-linéaires sur la fibre de transport. Nous présentons une méthodologie pour simuler en régime dynamique l'évolution de la propagation simultanée de la pompe et des données descendantes.

MOTS-CLEFS : *Effets non linéaires ; Puissance sur fibre ; Observatoire de fond de mer*

1. INTRODUCTION

Le principe de la « puissance sur fibre » est une solution qui présente certains avantages dans le contexte des observatoires câblés de fond de mer. Ces dispositifs sont capables d'effectuer la transmission de données à haut débit, et de fournir l'énergie nécessaire pour l'alimentation en énergie des instruments et cela sans limite de temps [1-3]. Nous nous intéressons dans notre étude à la qualité de transmission des données en régime dynamique. La présence d'une forte puissance optique engendre la manifestation de phénomènes optiques non linéaires (Raman, Kerr,...). Il s'agit ici de déterminer leurs impacts sur le système. Une approche théorique peut être plus directe et donc bénéfique en ce sens. Ainsi, l'objectif de notre travail est le développement d'un modèle dynamique régit par l'équation non linéaire de Schrödinger (ENLS) décrivant la propagation de l'énergie et des données sur une seule fibre optique afin de comprendre et de prédire l'évolution de la puissance optique et de son influence sur les données transmises simultanément.

Nous présentons tout d'abord l'architecture de notre extension tout-optique et les résultats expérimentaux de la propagation de données avec et sans signal de puissance. Puis nous décrivons les équations à mettre en œuvre pour analyser la transmission simultanée de la puissance et des données en régime dynamique. Nous rappelons le principe de la méthode du « Split-Step Fourier » qui sera adaptée pour notre configuration expérimentale et qui permet la résolution des ENLS.

2. ARCHITECTURE DE L'EXTENSION TOUT-OPTIQUE

Le dispositif de l'extension tout-optique examiné est présenté sur la figure 1. L'énergie d'alimentation est fournie par un laser Raman capable de délivrer une puissance maximale de 40 dBm à une longueur d'onde de 1480 nm. Deux lasers DFB (Distributed FeedBack) émettant aux longueurs d'ondes de 1550 nm et 1551 nm produisent les données descendantes et montantes en régime statique. Ces lasers sont modulés en amplitude à l'aide d'un modulateur commandé par un générateur d'impulsions pseudo aléatoires. Le canal de transmission est une fibre optique monomode standard SMF28, de longueur 10 km. Le système complet est décrit dans la référence [2].

La caractérisation du dispositif en régime statique a montré la possibilité d'amplifier les

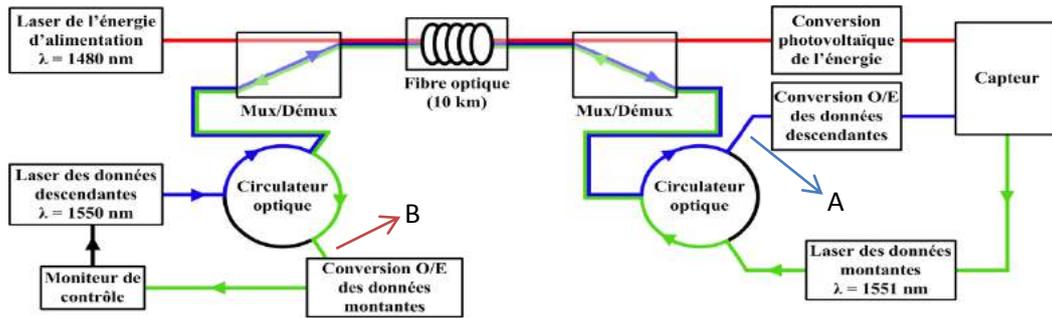


Fig. 1 : Architecture retenue pour le dispositif d'extension tout-optique.

signaux de données grâce à l'effet Raman. Néanmoins la caractérisation du dispositif en régime dynamique [3] montre une dégradation de la qualité de transmission en présence de la forte puissance. La figure 2 présente un exemple de diagramme de l'œil des données descendantes (A) et montantes (B) à un débit de 150 Mbps en l'absence de la pompe et avec une puissance de pompe fixée à 33 dBm.

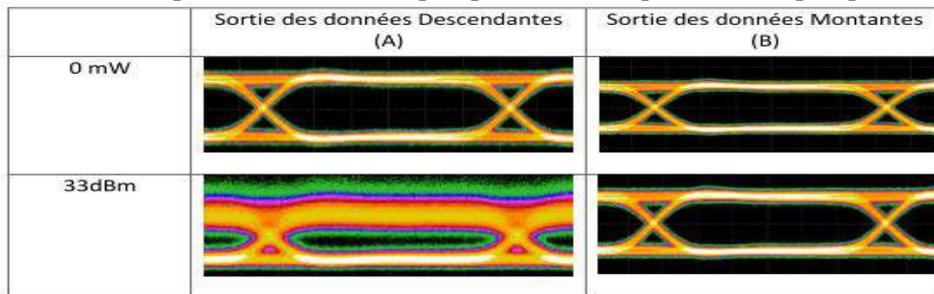


Fig. 2 : Diagrammes de l'œil de la source de données (150 Mbps) dans le sens descendant et le sens montant [2, 3].

Nous observons, qu'en l'absence de la puissance, les données dans les deux sens sont naturellement correctement transmises dans le dispositif. Pour une puissance de 33 dBm, les données montantes se propagent sans dégradation majeure. Par contre dans le sens descendant la qualité des données est dégradée, et l'œil se ferme. Nous souhaitons élaborer un modèle de simulation de la propagation de la puissance et des données dans la fibre, capable de prédire ces dégradations. Pour cela, nous avons cherché un modèle théorique pour mettre en évidence la contribution de chacun des phénomènes physiques. Le phénomène majeur mis en évidence lors de l'étude statique est l'amplification Raman qui permet l'amplification des données dans les deux sens en présence de la forte puissance. Nous avons observé l'ASE (Amplified Spontaneous Emission) autour de 1583 nm, pour une puissance de pompe supérieure à 30 dBm. Dans ces conditions nous avons recueilli une puissance électrique d'une centaine de milliwatts disponible pour le capteur (Fig.1).

3. PRÉSENTATION DE LA MÉTHODE

L'évolution d'une impulsion dans une fibre optique est gouvernée par l'équation non linéaire généralisée de Schrödinger (ENLS) [4] :

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A(z,t) + \beta_1 \frac{\partial A(z,t)}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A(z,t)}{\partial t^3} = i\gamma \left(|A(z,t)|^2 A(z,t) - T_R \frac{\partial}{\partial t} |A(z,t)|^2 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} |A(z,t)|^2 A(z,t) \right) \quad (1)$$

Où, A est l'enveloppe de l'impulsion, α le coefficient d'atténuation linéaire, γ le coefficient non linéaire, T_R la constante de temps de l'effet Raman, ω_0 la pulsation, et $\beta_{1,2,3}$ sont les paramètres de dispersion d'ordre 1, 2 et 3. Pour la propagation des impulsions longues, l'effet Kerr et l'effet Raman deviennent dominants dans l'équation (1), ainsi nous allons négliger le dernier terme qui représente l'effet d'auto-raïdissement. Les influences de divers effets non linéaires qui se produisent pendant la transmission du signal peuvent être analysées par la résolution de l'équation (1). Pour un changement de variable $T = t - \beta_1 z$ et $z' = z$, le terme $\beta_1 \frac{\partial A(z,t)}{\partial t}$ va disparaître. Cependant, en présence de la non-linéarité et de la dispersion, il n'est pas possible de résoudre cette équation analytiquement. Par

conséquent, nous allons utiliser la méthode dite du « Split-Step Fourier » (SSFM) [4], une des méthodes classiques de résolution utilisée pour sa bonne précision et son temps de calcul raisonnable. Pour comprendre la philosophie de la méthode, il est utile de décrire l'équation (1) sous la forme :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (D + N(A))A \quad (2)$$

Où, D est un opérateur différentiel qui explique la dispersion et l'absorption dans un milieu linéaire, et N est un opérateur qui régit l'effet de la non-linéarité sur la propagation d'impulsions dans la fibre. Cette méthode permet d'obtenir une solution approximative. On suppose que lorsque le champ se propage sur une petite distance dz , les effets dispersifs et non linéaires agissent indépendamment les uns des autres. La méthode SSFM consiste à découper l'espace spatial en M pas puis à appliquer les étapes suivantes successivement : avancer d'un pas spatial, appliquer l'opérateur dans l'espace du temps, effectuer une transformée de Fourier vers l'espace des fréquences, appliquer l'opérateur dans l'espace fréquentiel, effectuer une transformation de Fourier inverse vers l'espace temporel. Au final, la solution de l'équation (2) devient :

$$A(z + dz, T) = \text{IFFT} \left[\exp \left(-\frac{\alpha dz}{2} - \frac{i\beta_2 dz}{2} (i\omega)^2 \right) \text{FFT} [\exp(dzN)A(z, T)] \right] \quad (3)$$

Où FFT représente la transformée de Fourier, et IFFT la transformée de Fourier inverse. Les équations d'évolution de la pompe $A_p^+ = A_p^+(z)$, des données descendantes SD, et de l'ASE $A_i^+ = A_i^+(z, T)$ sont décrites par l'équation suivante ($i=SD, ASE$) :

$$\frac{\partial A_p^+}{\partial z} = \left(\underbrace{-\frac{\alpha_p}{2}}_{\text{atténuation}} \right) A_p^+ + i\gamma_p \left(\underbrace{|A_p^+|^2}_{\text{kerr SPM}} \right) A_p^+ + \underbrace{\rho(z)A_{p,ret}^-}_{\text{DRB}} - \underbrace{\frac{\nu_p C_{p,ASE}}{\mu} \left(1 + \frac{1}{e^{h\left(\frac{\nu_p - \mu}{k_B T_B T}\right)} - 1} \right)}_{\text{déplétion vers L'ASE}} N_{E_p} A_p^+ \quad (4)$$

$$\frac{\partial A_i^+}{\partial z} = \left(\underbrace{-\frac{\alpha_{SD}}{2}}_{\text{atté}} - i \underbrace{\frac{\beta_{2,i}}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2}}_{\text{dispersion 2}} + \underbrace{\frac{\beta_{3,i}}{6} \frac{\partial^3}{\partial T^3}}_{\text{dispersion 3}} \right) A_i^+ + i\gamma_i \left(\underbrace{|A_i^+|^2}_{\text{kerr}} + \underbrace{2|A_p^+|^2}_{\text{XPM}} - \underbrace{T_R \frac{\partial}{\partial T} |A_i^+|^2}_{\text{Raman}} \right) A_i^+ + \underbrace{\rho(z)A_{i,ret}^-}_{\text{DRB}} - \underbrace{\frac{\nu_i C_{SD,ASE}}{\mu} \left(1 + \frac{1}{e^{h\left(\frac{\nu_{SD} - \mu}{k_B T_B T}\right)} - 1} \right)}_{\text{déplétion vers L'ASE}} N_{E_{SD}} A_i^+ \quad (5)$$

Ces équations (4) et (5) mettent en évidence la déplétion vers l'ASE [5], la rétrodiffusion Rayleigh (DRB), et le couplage pompe-signal. En appliquant les équations d'évolution de la pompe, des données et de l'ASE, et de leurs rétrodiffusions, un système d'équations différentielles est formé. Actuellement ce système est en cours d'implémentation numérique et les premiers résultats de simulation seront confrontés à des résultats expérimentaux pour valider le modèle.

CONCLUSION

Nous avons proposé un modèle d'équations adapté à notre problématique d'évaluation de la qualité de transmission des données en présence d'une forte puissance de pompe pour notre extension optique. Ce modèle, basé sur la méthode « Split-Step Fourier », va permettre de traiter différentes configurations, y compris celles difficiles à mettre en œuvre expérimentalement. Ces équations sont en cours d'implémentation numérique et les résultats de simulation seront validés par des expériences.

RÉFÉRENCES

- [1] P. Favali and L. Beranzoli, "Seafloor observatory science: a review," *Ann. Geophys.*, vol. 49, pp. 515–567, 2006.
- [2] F. Audo, et al., "Quasi-all-optical network extension for submarine cabled observatories," *Opt. Eng.*, vol. 50, pp. 045001-1–045001-8, 2011.
- [3] F. Audo, et al., "Raman amplification in an optically high-powered data link dedicated to a 10 km long extension for submarine cabled observatories," *J. Opt.*, vol. 15, pp. 055703-1–055703-8, 2013.
- [4] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics," 3rd ed. San Diego, CA Academic Press, 2000.
- [5] S. P. Cani, et al., "Raman amplifier performance of dispersion compensating fibers," in *Proceedings of IMOC 2003, (Iguazu Falls, Brazil, 2003)*, pp. 553-558.

GÉNÉRATION ET MANIPULATION D'ÉTATS MULTI-PHOTON SUR PUCE HYBRIDE

Panagiotis Vergyris¹, Thomas Meany², Tommaso Lunghi¹, James Downes², M. J. Steel², Michael J. Withford², Olivier Alibert¹, Sébastien Tanzilli¹

¹ Université Nice Sophia Antipolis, Laboratoire de physique de la matière condensée, CNRS, UMR 7336, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France

² Centre for Ultrahigh bandwidth Devices for Optical Systems (CUDOS), MQ Photonics Research Centre, Department of Physics and Astronomy, Macquarie University, North Ryde, 2109 NSW, Australia

Panagiotis.VERGYRIS@unice.fr

ABSTRACT

Nous présentons une nouvelle approche hybride pour la réalisation d'une puce photonique pour l'information quantique, qui exploite les avantages de deux plateformes technologiques différentes : des guides d'onde inscrits par laser femtoseconde (FLDW) sur verre et des guides d'onde sur un cristal de niobate de lithium périodiquement polarisé (PPLN/W). Cette puce nous permet de générer, de façon *annoncée*, un état à deux photons dont le degré d'intrication est contrôlé par l'utilisateur. Cette approche peut être utilisée pour construire d'autres circuits photoniques et pourrait ouvrir la voie à l'ingénierie des états quantiques plus complexes.

MOTS-CLEFS : *photonique intégrée, Niobate de Lithium, femto-second laser direct writing, NOON-state generator*

1. INTRODUCTION

De nombreuses recherches dans le domaine de l'optique quantique ont démontré le fort potentiel de l'optique intégrée pour applications destinées au traitement de l'information quantique [1] ou à la métrologie [2]. Par rapport à la configuration en optique massive, l'utilisation de guides d'onde micrométriques permet de réduire considérablement la taille du système en réunissant plusieurs fonctions dans un seul circuit photonique. Cette approche a été exploitée lors d'un multiplexage de quatre sources de photons annoncés qui permet un taux de génération de photons uniques bien supérieur à celui d'une seule source, tout en gardant le niveau de bruit d'une seule source [3]. Une évolution de cette approche consiste en l'utilisation de plusieurs sources pour construire des états quantiques intriqués plus complexes, i.e. avec un nombre des photons supérieur à deux et dont l'état final peut être contrôlé par l'utilisateur.

Malgré ce potentiel, seulement très peu d'exemples de multiplexage spatial avec les sources intégrées se trouvent dans la littérature à cause des limitations propres à chaque plateformes. Par exemple, le niobate de lithium (LN) est, en théorie, l'un des meilleurs candidats pour l'intégration photonique. Il permet en effet l'intégration de guides d'onde de grande qualité, associés à une des plus grandes efficacités non-linéaires pour la génération du paires de photons. Enfin, il faut ajouter un coefficient electro-optique permettant un contrôle actif des structures guidantes à l'aide de signaux électriques. Toutefois, l'intégration de plusieurs fonctions requiert plusieurs étapes de fabrication et, en conséquence, est associée à un faible taux de réussite [4, 5, 6, 7].

Une alternative est représentée par l'inscription de circuits par un laser femtoseconde (FLDW) sur verre qui permet la réalisation de circuits optiques à la demande sans besoin de masques de lithographie. Malheureusement l'efficacité des processus non linéaires n'est pas suffisante pour la génération de paires de photons.

Nous démontrons ici une approche hybride pour réaliser un circuit photonique intégré capable de générer, de façon annoncée, des états spatialement intriqués à deux photons (NOON). Notre approche est basée sur une implémentation hybride PPLN/w et FLDW qui exploite les atouts des deux techniques et compense leurs faiblesses respectives.

2. PUCE POUR LA GÉNÉRATION DE PAIRES DE PHOTONS INTRIQUÉS

La Figure 1 présente les trois puces utilisées pour réaliser le circuit. Une première puce d'entrée sépare le laser de pompe selon deux modes spatiaux qui sont ensuite utilisés pour alimenter simultanément deux sources de paires de photons. Ici, chaque source génère respectivement une paire de photons non dégénérés (712 nm → 1560 nm et 1310 nm) grâce à un processus de conversion paramétrique.

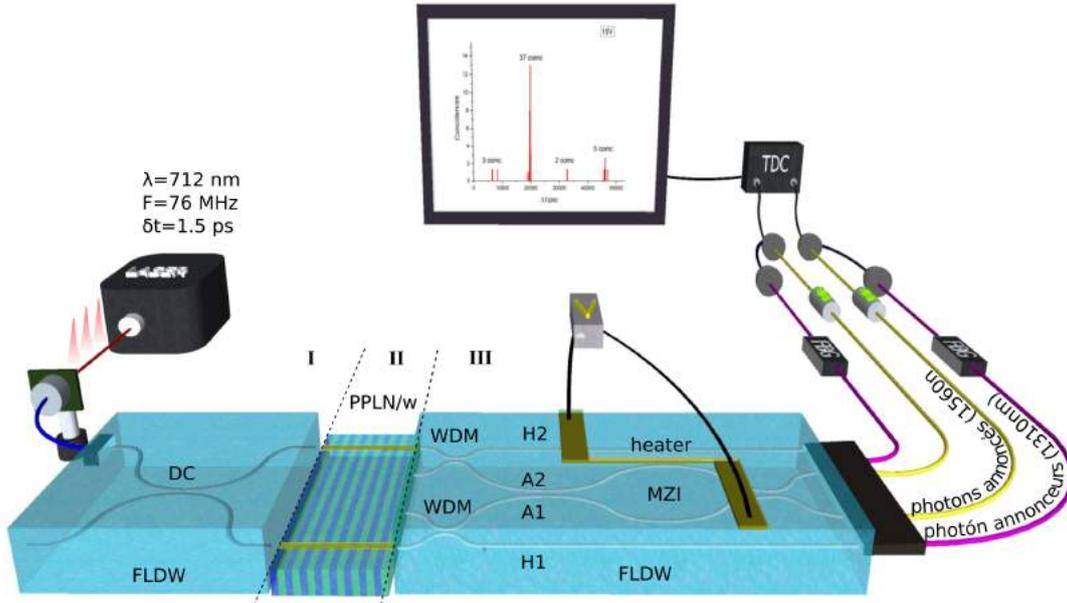


Figure 1 : Présentation de la puce photonique hybride à base de guides d'ondes inscrits par laser femtoseconde (FLDW) sur verre et de guides d'ondes sur niobate de lithium périodiquement polarisés.

Les deux paires de photons sont ensuite transmises à la puce de manipulation qui sépare les photons à 1310 nm des photons à 1560 nm. Ces derniers sont ensuite dirigés vers un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) équilibré dont la phase relative est contrôlée par effet thermo-optique. Cet interféromètre contrôle l'état quantique des deux photons à 1560 nm délivrés à la sortie de la puce. D'une façon générale, la détection simultanée de 2 photons à 1310 nm sur les bras extérieurs de la puce annonce l'émission de 2 photons à 1560 nm dans l'état quantique:

$$|\psi\rangle \sim \frac{(1 - e^{i2\varphi(V)}) (|20\rangle + |02\rangle)}{\sqrt{2}} + 2i(1 + e^{i2\varphi(V)}) |11\rangle. \quad (1)$$

La phase $\varphi(V)$ peut être ajustée par effet thermo-optique en modifiant la tension appliquée sur une électrode résistive à base de Ni-Cr située sur l'un des deux bras du MZI. Si $\varphi(V)$ est un multiple entier de π les paires de photons sont encodées dans l'état $|11\rangle$, tandis que si $\varphi(V)$ est multiple de $\pi/2$ l'état final correspond à l'état NOON $\frac{|20\rangle + |02\rangle}{\sqrt{2}}$.

Dans la Fig.2, on montre l'évolution du taux de quadruple-coïncidences (en bleu) en fonction de la différence de temps pour plusieurs valeurs de $\varphi(V)$. L'absence de coïncidences pour $\varphi(V) = 3\pi/2$ atteste de la génération d'états NOON.

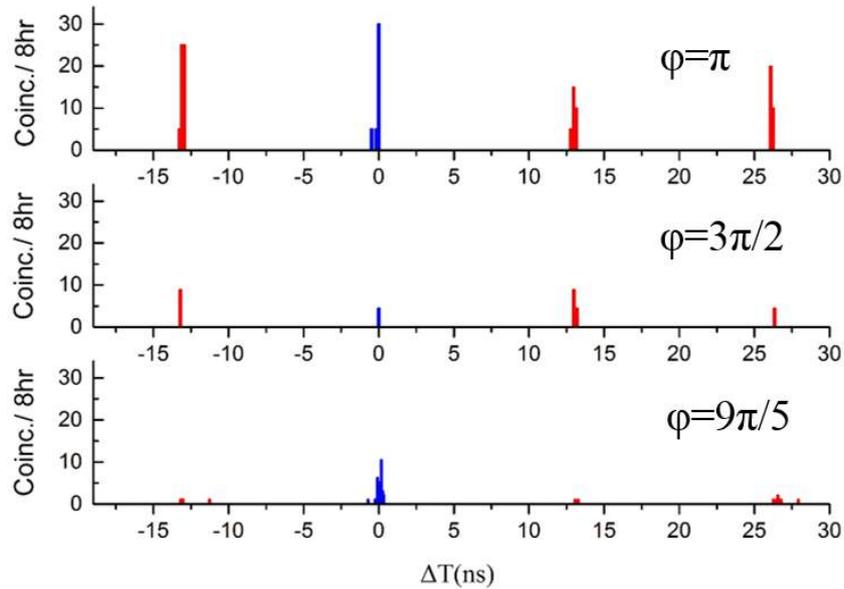


Figure 2 : Taux de 4-coïncidences simultanées (en bleu) pour différentes valeurs de la phase $\varphi(V)$. Pour $\varphi(V) = 3\pi/2$, la puce est programmée pour émettre des états $\text{NOON} = \frac{(|20\rangle + |02\rangle)}{\sqrt{2}}$. Les photons sortent toujours appariés dans un des deux bras de sortie de la puce. Cela conduit à un taux de quadruple coïncidences faible.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Tanzilli, A. Martin, F. Kaiser, M. De Micheli, O. Alibart, D.B. Ostrowsky, *On the genesis and evolution of Integrated Quantum Optics*. Laser & Photonics Reviews, **6** (1), pp.115-143, 2012.
- [2] A. Crespi, M. Lobino, J. C. F. Matthews, A. Politi, C. R. Neal, R. Ramponi, R. Osellame, J. L. O'Brien, "Measuring protein concentration with entangled photons", Appl. Phys. Lett. **100**, 233704 (2012).
- [3] T. Meany, L., A. Ngah, M. J. Collins, A. S. Clark, R. J. Williams, B. J. Eggleton, M. J. Steel, M. J. Withford, O. Alibart, S. Tanzilli, *Hybrid photonic circuit for multiplexed heralded single photons*. Laser & Photonics Reviews, **8** (3), pp. L42-L46, 2014.
- [4] B. J. Metcal, N. Thomas-Peter, J. B. Spring, D. Kundys, M. A. Broome, P. C. Humphreys, X. M. Jin, M. Barbieri, W. Steven Kolthammer, J. C. Gates, B. J. Smith, N. K. Langford, P. G. R. Smith, I. A. Walmsley, "Multiphoton quantum interference in a multiport integrated photonic device", Nat. Commun., **4**, 1356 (2013).
- [5] J. Silverstone, D. Bonneau, K. Ohira, N. Suzuki, H. Yoshida, N. Iizuka, M. Ezaki, C. Natarajan, M. Tanner, R. Hadfield, V. Zwiller, D. G. Marshall, J. Rarity, J. L. O'Brien, M. Thompson, "On-chip quantum interference between silicon photon-pair sources", Nat. Phot., **8**, 104–108 (2014).
- [6] H. Jin, F. M. Liu, P. Xu, J. L. Xia, M. L. Zhong, Y. Yuan, J. W. Zhou, Y. X. Gong, W. Wang, S. N. Zhu, "On-Chip Generation and Manipulation of Entangled Photons Based on Reconfigurable Lithium-Niobate Waveguide Circuits", Phys. Rev. Lett., **113**, 103601 (2014).
- [7] J. C. F. Matthews, A. Politi, D. Bonneau, J. L. O'Brien, "Heralding Two-Photon and Four-Photon Path Entanglement on a Chip", Phys. Rev. Lett., **107**, 163602 (2011).

SOURCE À RÉGÉNÉRATION CASCADÉE EN RÉGIME SIMILARITON

Thibaut North¹, Camille Brès¹

¹ *Laboratoire des Systèmes Photoniques, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL),
CH-1015 Lausanne, Suisse*

thibault.north@epfl.ch

Résumé

Les lasers basés sur la régénération 2R sont capables de générer des impulsions ultracourtes malgré l'accumulation de nonlinéarités Kerr. Nous montrons numériquement que ce type de laser peut opérer en régime auto-similaire, supportant des impulsions paraboliques. Nous constatons que cette configuration ne souffre pas d'instabilités et est en principe plus efficace que les sources régénératives précédemment étudiées.

Mots-clefs : *laser pulsés ; similaritons ; régénération 2R ;*

1. Introduction

Le régime de propagation auto-similaire d'impulsions optiques en présence de gain est d'un intérêt particulier dans le domaine des lasers à fibre. Les caractéristiques uniques du régime similariton ont un grand intérêt pratique : quelque soit la forme de l'impulsion initiale, le pulse convergera vers une forme parabolique, dont le chirp est linéaire et fonction du gain et de la dispersion chromatique [1,2]. Ceci permet de générer des impulsions de haute énergie et puissance crête, puisque l'impulsion initiale peut être comprimée vers une durée plus courte que sa limite de Fourier : en effet, en régime auto-similaire, le spectre de l'impulsion s'élargit continuellement. Le régime similariton a beaucoup été étudiée en boucle ouverte et en boucle fermée dans des lasers pulsés, en particulier avec verrouillage de modes par rotation de polarisation [3–8]. Dans ces derniers travaux, la présence d'un polariseur ou autre absorbant saturable est requise afin que le laser dispose d'une fonction de transfert en puissance nonlinéaire, favorisant les impulsions plutôt qu'une oscillation continue. Les sources régénératives, elles, forment une nouvelle classe de lasers pulsés qui s'appuient sur un filtrage et amplification en cascade [9, 10]. Au lieu d'utiliser un absorbant saturable classique comme un semiconducteur ou un effet interférométrique, ces lasers pulsés s'appuient sur l'accumulation de nonlinéarités et un filtrage décalé pour générer des impulsions pico-seconde dans des cavités fibrées. Dans ce travail, nous proposons un nouveau concept pour la génération d'impulsions courtes par propagation de similaritons dans une cavité régénérative, et l'investiguons numériquement. Nous présentons une configuration fibrée extrêmement simple, qui s'appuie sur le gain Raman et une fibre en dispersion normale pour la propagation auto-similaire, évitant ainsi tout milieu hautement nonlinéaire. Un travail précédent, par Pitois et al. [11] inclut une unique section en propagation auto-similaire, dont le rôle est secondaire. Ici, nous montrons que ce régime suffit à produire la fonction de transfert requise pour générer des impulsions courtes et les maintenir en cavité.

2. Configuration du laser

Le laser étudié est schématisé en Figure. 1. Une fibre à dispersion décalée (DFS) en dispersion normale à 1550 nm est utilisée. Son coefficient de dispersion chromatique est $\beta_2 = 3.3 \text{ ps}^2/\text{km}$, et son coefficient nonlinéaire guide d'onde est $\gamma = 1.7 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. Sa longueur est de 6200 m, et deux pompes Raman sont utilisées pour fournir un profil de gain plat entre 1545 et 1560 nm. Le gain petit signal est de $g_0 = g_R - \alpha = 1.92 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$, avec α les pertes linéaires. Cette configuration est réaliste et calquée sur la référence [12]. La puissance de saturation est $P_{\text{sat}} = 15 \text{ mW}$, les filtres passe-bande ont un profil gaussien avec une bande passante de 1 nm

à mi-hauteur. L'écart spectral entre BPF_1 et BPF_2 est de $\Delta\Omega = 1.7$ nm, et le laser démarre à partir du bruit. La méthode split-step est utilisée pour résoudre l'équation nonlinéaire de Schrödinger [13]. La Figure 1(a) et (b) illustre le comportement en temps et fréquence de la

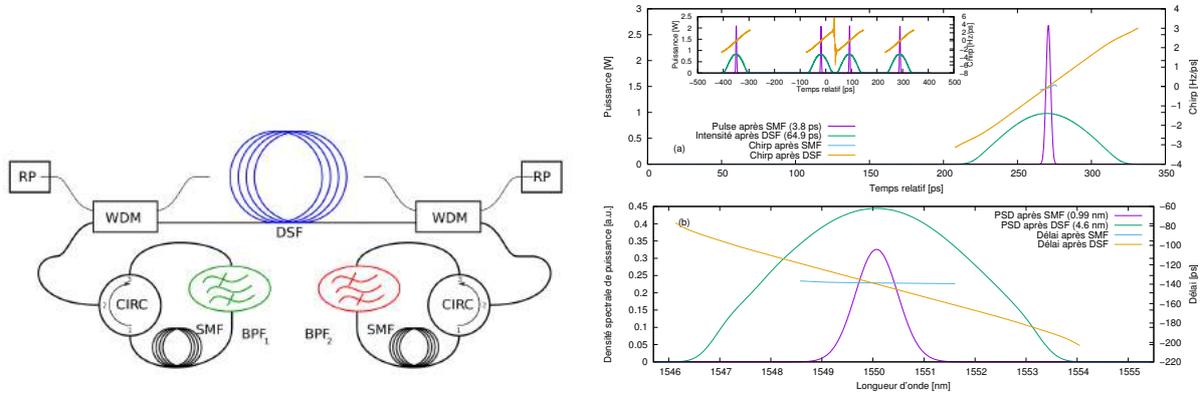


FIGURE 1: Schéma et opération de la source en régime stationnaire. (a) dans le domaine temporel (encart : train d'impulsion complet), (b) dans le domaine spectral, (c) spectre RF. BPF : filtre passe-bande, SMF : fibre monomode standard, WDM : multiplexeur spectral, RP : pompe Raman, CIRC : circulateur.

source à l'état stationnaire. Comme attendu pour une source régénérative, les impulsions sont générées aperiodiquement du bruit, et un état stable est trouvé après moins de 50 tours de cavité. De multiples pulses peuvent coexister dans la cavité lorsque la puissance de saturation est suffisante, et leur délai relatif est aléatoire, déterminé par le bruit. Dans la Figure 2, les propriétés des impulsions en temps et fréquence sont montrées en fonction de la propagation dans la cavité. Le filtrage spectral réduit la largeur de bande, la durée temporelle et la puissance crête de l'impulsion. La fibre SMF comprime l'impulsion résultante par compensation de dispersion. La

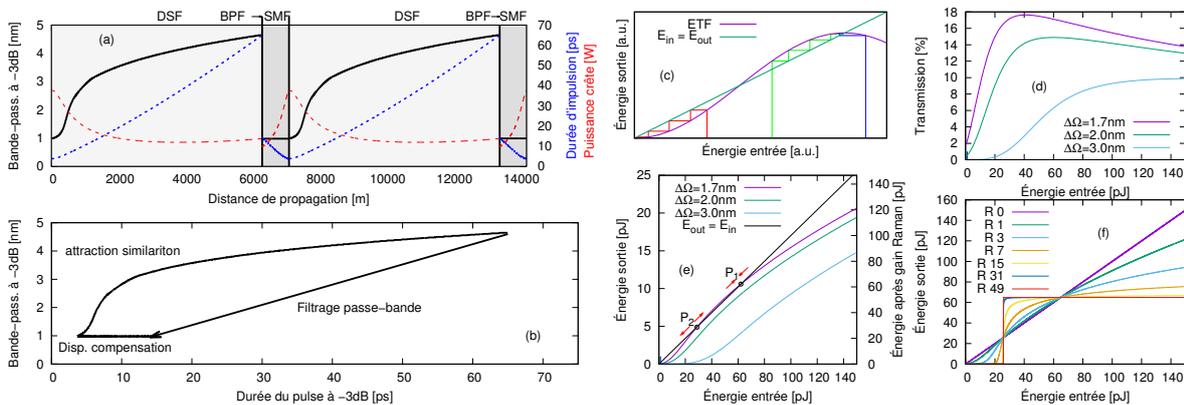


FIGURE 2: (a) Évolution des impulsions dans la cavité, (b) évolution temps-fréquence pour un tour de cavité. (c) fonction de transfert et attracteurs, (d) transmission en fonction de l'énergie initiale, (e) fonction de transfert pour divers séparation spectrale des filtres, (f) fonction de transfert résultante après R tours de cavité.

Figure 2(c) indique la fonction de transfert nécessaire pour la génération d'impulsions, favorisant les hautes énergies. En Figure 2(d), l'influence de la bande-passante des filtres sur la puissance transmise est illustrée en fonction de leur écart spectral. Une fonction de transfert adéquate est trouvée pour $\Delta\Omega = 1.7$ nm, en Figure 2(e). Toutes les impulsions d'énergies $> P_2$ convergent

vers P_1 , les autres vers 0, formant ainsi la fonction de transfert résultante de la Figure 2(f).

Conclusion

En conclusion, nous avons présenté numériquement une nouvelle source régénérative basée sur la propagation de similaritons. Dans ce travail, des impulsions de 1.3 ps, plus courtes que la limite de Fourier correspondant à la bande-passante des filtres de la cavité sont émises par cette dernière. La configuration de la source est simple, le spectre est parabolique et ne présente pas de discontinuités, limitant ainsi les instabilités [14,15] et maximisant son efficacité spectrale.

Références

- [1] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey, "Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, p. 6010–6013, 6 2000. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.6010>
- [2] J. M. Dudley, C. Finot, D. J. Richardson, and G. Millot, "Self-similarity in ultrafast nonlinear optics," *Nat. Phys.*, vol. 3, no. 9, p. 597–603, 2007.
- [3] C. Finot, G. Millot, and J. M. Dudley, "Asymptotic characteristics of parabolic similariton pulses in optical fiber amplifiers," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 21, p. 2533–2535, 11 2004. [Online]. Available : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-29-21-2533>
- [4] F. O. Ilday, J. R. Buckley, W. G. Clark, and F. W. Wise, "Self-Similar Evolution of Parabolic Pulses in a Laser," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, p. 213902, 5 2004. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.213902>
- [5] C. Finot, S. Pitois, and G. Millot, "Regenerative 40 Gbit/s wavelength converter based on similariton generation," *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 14, p. 1776–1778, 7 2005. [Online]. Available : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-30-14-1776>
- [6] B. Oktem, C. Ülgüdüür, and F. Ömer Ilday, "Soliton–similariton fibre laser," *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 5, p. 307–311, 2010. [Online]. Available : <http://www.nature.com/nphoton/journal/v4/n5/abs/nphoton.2010.33.html>; <http://www.nature.com/nphoton/journal/v4/n5/full/nphoton.2010.33.html>
- [7] W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise, "Self-similar pulse evolution in an all-normal-dispersion laser," *Phys. Rev. A*, vol. 82, p. 021805, 8 2010. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.82.021805>
- [8] C. Agueraray, D. Méchin, V. Kruglov, and J. D. Harvey, "Experimental realization of a Mode-locked parabolic Raman fiber oscillator," *Opt. Express*, vol. 18, no. 8, p. 8680–8687, 4 2010. [Online]. Available : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-18-8-8680>
- [9] M. Rochette, L. R. Chen, K. Sun, and J. Hernandez-Cordero, "Multiwavelength and Tunable Self-Pulsating Fiber Cavity Based on Regenerative SPM Spectral Broadening and Filtering," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 20, no. 17, p. 1497–1499, 9 2008.
- [10] T. North, A. Al-kadry, and M. Rochette, "Analysis of Self-Pulsating Sources Based on Cascaded Regeneration and Soliton Self-Frequency Shifting," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 20, no. 5, p. 1–7, 9 2014.
- [11] S. Pitois, C. Finot, L. Provost, and D. Richardson, "Generation of localized pulses from incoherent wave in optical fiber lines made of concatenated Mamyshev regenerators," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, no. 9, p. 1537–1547, 9 2008.
- [12] K. Hammani, S. Boscolo, and C. Finot, "Pulse transition to similaritons in normally dispersive fibre amplifiers," *J. Opt.*, vol. 15, no. 2, p. 025202, 2013. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/2040-8986/15/i=2/a=025202>
- [13] G. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, ser. Optics and Photonics. Academic Press, 2007. [Online]. Available : <http://books.google.ca/books?id=UaY1MLmC780C>
- [14] S. Pitois, C. Finot, and L. Provost, "Asymptotic properties of incoherent waves propagating in an all-optical regenerators line," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 22, p. 3263–3265, 2007.
- [15] T. North and M. Rochette, "Analysis of Self-Pulsating Sources Based on Regenerative SPM : Ignition, Pulse Characteristics and Stability," *IEEE/OSA J. Lightw. Technol.*, vol. 31, no. 23, p. 3700–3706, 12 2013.

VERS UNE SOURCE DE PAIRES DE PHOTONS AUX LONGUEURS D'ONDE TELECOM EN FIBRE A CŒUR LIQUIDE

Martin Cordier¹, Adeline Orieux¹, Renaud Gabet¹, Eleni Diamanti¹, Isabelle Zaquine¹

¹ *LTCI, CNRS, Télécom ParisTech, Université Paris-Saclay, 75013 Paris*

Thibault Harlé², Nicolas Dubreuil², Philippe Delaye²

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

Isabelle.zaquine@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Les fibres à cristaux photoniques à cœur liquide permettent l'émission de paires de photons corrélés par mélange à quatre ondes spontané. Remplacer le cœur de silice par un cœur liquide permet d'éliminer le bruit Raman, levant ainsi la principale source de bruit qui limite les performances des sources à cœur de silice. Nous présentons la mise en œuvre d'une nouvelle fibre à cœur liquide avec une bande de transmission autour de 1.5 μ m avec les résultats de caractérisation de la dispersion de la fibre en interférométrie optique à faible cohérence (OLCI) ainsi que la caractérisation non linéaire en auto-modulation de phase. Le zéro de dispersion obtenu aux longueurs d'onde télécoms permet de réaliser l'accord de phase en mélange à quatre ondes, étape importante pour générer des paires de photons dans une source fibrée pour les futurs réseaux de communication quantique.

MOTS-CLEFS : *Fibre à cristaux photoniques ; Optique non linéaire ; Source de paires de photons ; Communications quantiques ;*

1. INTRODUCTION

Les sources de paires de photons corrélés et intriqués sont un composant essentiel des communications quantiques. Générer ces paires de photons directement dans le cœur des fibres facilite l'utilisation de ces sources dans les réseaux de communication quantique. Cependant, la qualité quantique des sources basées sur les fibres de silice est limitée par la présence de photons non corrélés émis sur une très large gamme spectrale par diffusion Raman spontanée. Nous avons proposé et démontré avec succès [1] une nouvelle architecture de fibres à cœur liquide dans lesquelles l'émission des paires de photons n'est pas polluée par l'émission Raman. En effet, la diffusion Raman dans les liquides se traduit par de fines raies spectrales. On peut donc positionner la longueur d'onde des paires de photons générées par mélange à quatre ondes spontané de manière à éviter le recouvrement spectral entre les deux processus. Les premiers essais ont été réalisés dans le proche infrarouge et nous souhaitons étendre le fonctionnement de ces sources à la gamme de longueur d'onde télécom autour de 1,5 μ m. Nous décrivons ici la première étape vers cette source, à savoir la première démonstration d'une fibre non linéaire à cœur liquide ayant une bande de transmission et un zéro de dispersion dans la bande télécom.

2. CHOIX DE LA FIBRE ET DU LIQUIDE

Une fibre à bande interdite photonique à cœur creux remplie de liquide a un contraste d'indice réduit par rapport au cas d'une fibre remplie d'air, ce qui a pour conséquence de décaler la bande de transmission vers les basses longueurs d'onde [2], selon la relation :

$$\lambda_{remplie} = \lambda_{vide} \sqrt{\frac{n_{silice}^2 - n_{liquide}^2}{n_{silice}^2 - n_{air}^2}}$$

Afin d'obtenir une bande de transmission de la fibre à cœur liquide autour de 1,5 μ m, il faut partir d'une bande de fibre à cristaux photoniques vide centrée au-delà de 2 μ m et ajuster le choix du liquide, de façon à positionner précisément le zéro de dispersion de la fibre remplie. Compte tenu du décalage de la bande attendu, l'indice du liquide est de l'ordre de 1,25-1,3.

La présence d'une bande de transmission assure la présence d'un zéro de dispersion dans cette bande autour duquel nous devons placer la pompe pour émettre les paires de photons par mélange à quatre ondes. En dehors de son indice, les contraintes sur le liquide portent sur l'absence d'absorption dans la gamme de longueur d'onde de travail, à laquelle on ajoute une viscosité pas trop élevée (~ 1 mPa.s) afin de permettre le remplissage de la fibre dans de bonnes conditions. Notre choix s'est donc porté sur la famille des fluorocarbones, qui possèdent à la fois la gamme d'indice de réfraction désirée, une bonne transmission dans l'infrarouge et aucune toxicité. Nous nous sommes procurés une fibre HC-2300 de NKT Photonics dont la bande de transmission est centrée sur 2,3 μ m et avons ensuite testé plusieurs liquides du même type (fluorocarbones) avant d'atteindre notre objectif en terme de position du zéro de dispersion à 1552 nm, avec le liquide FC3283 de 3M (perfluorotripropylamine, de formule chimique C₉F₂₁N et d'indice 1.281).

3. DISPERSION ET ACCORD DE PHASE

La fibre à cœur liquide a été caractérisée sur un montage de OLCI sensible à la phase utilisé en transmission. L'enregistrement d'un interférogramme permet d'extraire la transmittivité complexe du composant puis d'en extraire la phase. Un traitement des données approprié permet ensuite de dresser une cartographie des modes de transmission de la fibre en fonction de la longueur d'onde et enfin d'en déduire pour chaque mode les valeurs de dispersion respectives [3]. A partir de la courbe de dispersion du mode fondamental dans la bande télécom entre 1530nm et 1600nm (Fig 2A), nous avons pu calculer la courbe prévisionnelle d'accord de phase du mélange à quatre ondes, calculée dans le cas de deux pompes monochromatiques dégénérées en fréquence. Cette courbe nous permet d'identifier des plages de longueur d'onde pour la pompe permettant de générer des paires en dehors des raies Raman du FC3283 (Fig. 1).

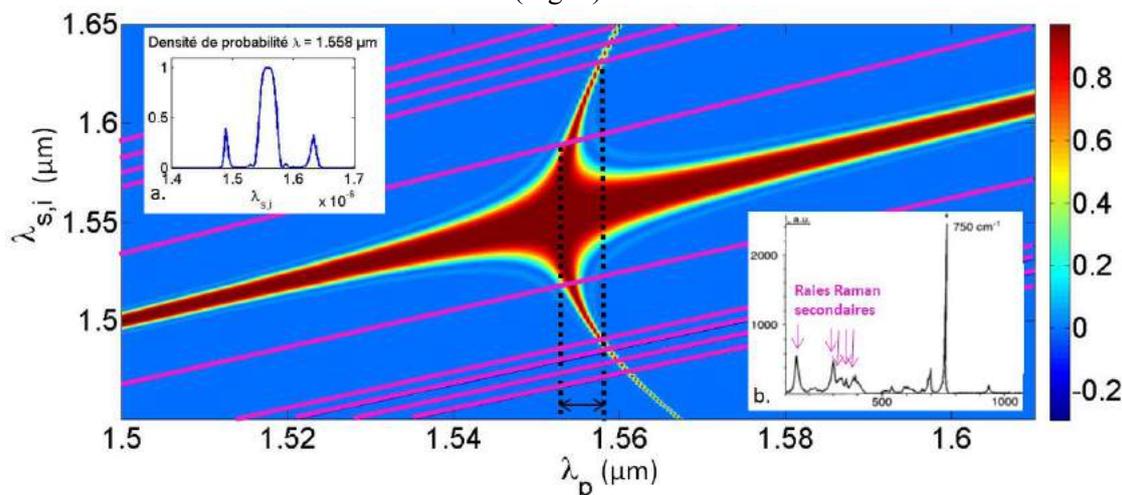


FIG. 1. Densité de probabilité spectrale normalisée d'émission de paires en mélange à quatre ondes, en fonction de la longueur d'onde de pompe sur l'axe horizontal et des longueurs d'onde signal et idler sur l'axe vertical, avec une coupe donnant le spectre d'émission des paires paramétriques pour $\lambda_p = 1.558\mu\text{m}$ (insert à gauche). Les raies Raman secondaires du FC3283 [4] (insert à droite) sont représentées en lignes continues roses. En choisissant une pompe dans l'intervalle entre les deux pointillés noirs, on génère des paires paramétriques en dehors des raies Raman.

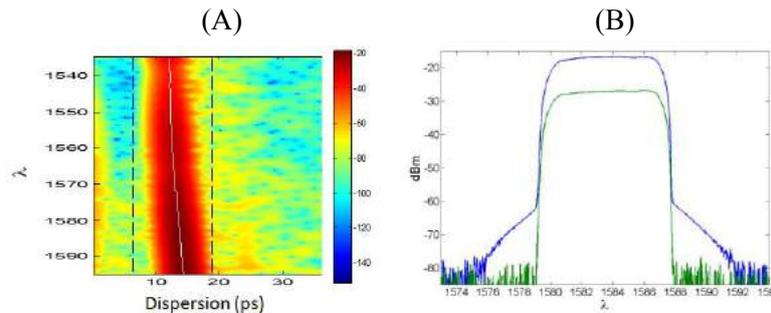


Fig. 2 : Caractérisation linéaire et non linéaire de la fibre à cœur liquide. (A) Interférogramme de la mesure OLCI permettant d'extraire la dispersion du mode fondamental (B) Spectres du laser impulsionnel après transmission par la fibre. En vert, le spectre initial du laser obtenu à faible puissance injectée (100 μ W). En bleu le spectre élargi par automodulation de phase obtenu avec une puissance injectée plus importante (1mW).

4. CARACTERISATION NON LINEAIRE

Divers processus non linéaires ont déjà pu être observés dans de telles fibres à cœur liquide dans le visible [6] et dans le proche infra-rouge [1]. Ici la mesure de l'indice non linéaire de la fibre à cœur liquide a été effectuée en auto-modulation de phase avec une source impulsionnelle délivrant des impulsions de spectre proche d'un rectangle et façonnées en phase [7]. L'auto-modulation provoquant un élargissement du spectre, la verticalité des flancs du spectre de la source permet de mesurer efficacement l'apparition de nouvelles fréquences (Fig 2B) induit par un déphasage nonlinéaire de 10mrad. L'élargissement observé est identique à l'élargissement induit par la même source dans une fibre à maintien de polarisation en silice de même longueur, ce qui permet de montrer que l'indice non linéaire du FC3283 est proche de celui de la silice autour de $2 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$.

CONCLUSION

Nous avons réuni tous les éléments pour réaliser la génération fibrée de paires de photons aux longueurs des télécommunications, avec des fibres à cristaux photoniques à cœur liquide permettant de s'affranchir du bruit Raman. Ces premiers résultats utilisent des fibres commerciales mais notre intention est d'aller plus loin dans la maîtrise de tous les paramètres de ces sources, en utilisant des fibres fabriquées sur mesure, grâce à une collaboration avec le laboratoire XLIM à Limoges. Nous envisageons des tests non linéaires en amplification paramétrique à l'aide d'une sonde accordable ce qui nous permettra de reconstruire la courbe d'accord de phase expérimentalement. Le but de ce travail est de générer des paires de photons intriqués en polarisation à partir de ces fibres.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Barbier, I. Zaquine, Ph. Delaye "Spontaneous four-wave mixing in liquid-core fibers: towards fibered Raman-free correlated photon sources", *New J. Phys.* **17**, 053001 (2015)
- [2] G. Antonopoulos, F. Benabid, T. A. Birks, D. M. Bird, J. C. Knight, P. St. J. Russell, "Experimental demonstration of the frequency shift of bandgaps in photonic crystal fibers due to refractive index scaling," *Opt. Express* **14**, 3000 (2006).
- [3] R Gabet, P Hamel, Y Jaouën, AF Obaton, V Lanticq, G Debarge, "Versatile characterization of specialty fibers using the phase-sensitive optical low-coherence reflectometry technique", *J. of Light. Tech.* **27** (15), 3021-3033 (2009)
- [4] V.S. Gorelika, A.V.Chervyakova, LJ.Zlobnaa, O. Shartsb "Raman and Fluorescence Spectra of Fluoroorganic Compounds" *Proc. SPIE* 3855, 16 (1999)
- [5] J.A. West, C.M. Smith, N.F. Borrelli, D.C. Allan, K.W. Koch, "Surface modes in air-core photonic band-gap fibers" *Opt. Express* **12**, 1485 (2004).
- [6] S. Lebrun, Ph. Delaye, R. Frey, G. Roosen. "High-efficiency single-mode Raman generation in a liquid-filled photonic bandgap fiber" *Opt. Lett.* **32**, 337 (2007)
- [7] S. Serna, J. Oden, M. Hanna, C. Caer, X. Le Roux, C. Sauvan, Ph. Delaye, E. Cassan, N. Dubreuil "Enhanced nonlinear interaction in a microcavity under coherent excitation". *Opt. Express* **23**, 29964 (2015).

AUTO-RÉFÉRENCIEMENT D'UN PEIGNE DE KERR PAR INTERFÉROMÉTRIE $f - 2f$

A. Coillet^{1,2}, P. Del'Haye^{2,3}, T. Fortier², K. Beha², D. C. Cole², K. Y. Yang⁴, H. Lee⁴, K. J. Vahala⁴,
S. B. Papp², S. A. Diddams²

¹ *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR CNRS 6303,
9 avenue Alain Savary, 21078 DIJON, FRANCE*

² *National Institute of Standards and Technologies (NIST),
325 Broadway 80305 Boulder, USA*

³ *National Physical Laboratory (NPL), Teddington, TW11 0LW, United Kingdom*

⁴ *T. J. Watson Laboratory of Applied Physics, California Institute of Technology,
CA 31125 Pasadena, USA*

aurelien.coillet@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Compter et contrôler les cycles optiques est devenu pratique courante avec la démocratisation des lasers à verrouillage de modes. Cependant, malgré de nombreuses avancées technologiques, ces lasers restent encombrants et difficiles d'utilisation. Une solution alternative pour obtenir ces fonctionnalités pourrait consister à utiliser des peignes de fréquences générés par effet Kerr dans des résonateurs optiques diélectriques de taille millimétrique. Une telle avancée aurait un impact considérable sur de nombreuses disciplines allant de la spectroscopie et la détection de gaz à l'astronomie, les communications optiques ou la métrologie temps et fréquence. Pour réaliser cela, il convient cependant de parvenir à auto-référencier un peigne de Kerr par interférométrie directe $f - 2f$, un défi qui résistait aux progrès rapides de la communauté des peignes de Kerr. Dans ce travail, nous réalisons cette étape en élargissant le spectre d'un peigne de Kerr cadencé à 16.4 GHz jusqu'à obtenir une octave cohérente, puis nous détectons et asservissons la fréquence de décalage entre enveloppe et porteuse sur une horloge atomique. Nous démontrons ainsi le peigne de fréquence auto-référencé avec le plus haut taux de répétition, ainsi que les très bonnes performances de bruit des peignes de Kerr.

MOTS-CLEFS : *Peignes de Kerr, Résonateurs optiques, Auto-référencement*

INTRODUCTION

Les peignes de fréquences sont des jeux de lignes spectrales optiques séparées d'un même intervalle de fréquence. Lorsque tous les paramètres d'un tel peigne sont fixés, on obtient un lien cohérent entre les fréquences optiques des lignes du peigne et la fréquence micro-onde correspondant à l'intervalle entre deux lignes de ce peigne : on parle alors de division de fréquences optiques. Traditionnellement, l'obtention d'un tel peigne passe par l'utilisation d'un laser impulsif à blocage de mode [1], un dispositif encombrant et difficile d'usage. Afin de réduire les dimensions et la complexité du système, la voie des *peignes de Kerr* est développée depuis quelques années : dans ce cas, le peigne de fréquences est généré à partir d'un laser continu, par effet non linéaire dans un résonateur diélectrique de taille millimétrique [2]. Les recherches dans ce domaine ont abouti à de nombreux résultats prometteurs en terme de dynamique non linéaire et de performances, mais l'étape clé de l'auto-référencement par interférométrie $f - 2f$ n'a encore jamais été démontrée. Afin de fixer tous les paramètres du peigne de fréquence, il est en effet nécessaire d'asservir le taux de répétition du peigne ainsi que la fréquence de décalage entre enveloppe et porteuse sur une référence. Pour cela, il faut élargir le spectre du peigne original de manière cohérente jusqu'à obtenir une octave, doubler grâce à un cristal doubleur les hautes longueurs d'ondes pour qu'elles interfèrent avec l'autre extrémité du peigne, détecter et asservir le signal

obtenu. Dans ce travail, nous présentons les différentes étapes permettant d'obtenir un peigne de Kerr auto-référencé [3].

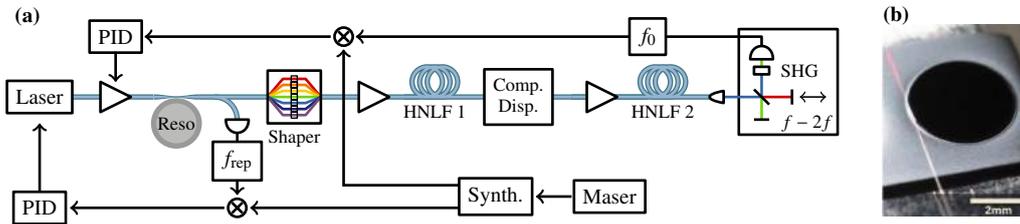


FIGURE 1 : (a) Schéma de l'ensemble de l'expérience d'auto-référencement d'un peigne de Kerr. Le peigne est généré par pompage continu d'un résonateur tel que celui présenté en (b), remis en forme puis amplifié deux fois et propagé dans deux fibres non-linéaire pour obtenir une octave cohérente. Le signal résultant est envoyé dans un interféromètre $f - 2f$ pour rétroagir sur la pompe et stabiliser f_0 et f_{rep} .

1. OBTENTION D'UN PEIGNE DE KERR SUR UNE OCTAVE

Le peigne de Kerr est généré en utilisant un laser continu à la longueur d'onde télécom pour pomper un résonateur optique de très haut facteur de qualité ($Q > 1 \times 10^8$). Ce résonateur est fabriqué par gravure chimique d'une couche mince de silice sur substrat de silicium [4] (voir figure 1 (b)). Son diamètre est de 4 mm, correspondant à un intervalle spectral libre de 16.4 GHz pour le mode spatial considéré. Le couplage de la lumière dans le résonateur se fait via le champ évanescent d'une fibre étirée, et la collection de la lumière issue du résonateur utilise la même voie. Pour des puissances de pompe autour de 100 mW, nous obtenons des peignes de fréquences bloqués en modes similaires à ceux présentés dans [5]. Bien que les phases des modes de ce peigne soient fixées, elles ne sont pas égales, et il est nécessaire de les remettre en phase afin d'obtenir une impulsion la plus courte possible pour que l'élargissement spectral puisse être optimal. Pour ce faire, nous utilisons un *waveshaper* pour manipuler chaque dent du peigne afin de maximiser le signal d'auto-corrélation.

Une fois le peigne de fréquence aligné, il est amplifié jusqu'à 400 mW puis envoyé dans une première fibre non-linéaire pour effectuer un premier élargissement spectral par auto-modulation de phase uniquement. Après avoir compensé la dispersion, le signal obtenu est amplifié une 2^e fois jusqu'à 4 W puis propagé dans une deuxième fibre non-linéaire de manière à obtenir une octave complète, couvrant une bande spectrale de 1100 nm à 2.3 μm . Le schéma global du système expérimental est présenté en figure 1 (a) et le spectre en sortie de cette deuxième fibre est présenté en figure 2 (a). On observe de part et d'autre du peigne que les lignes spectrales sont encore visibles, signe que la cohérence est conservée.

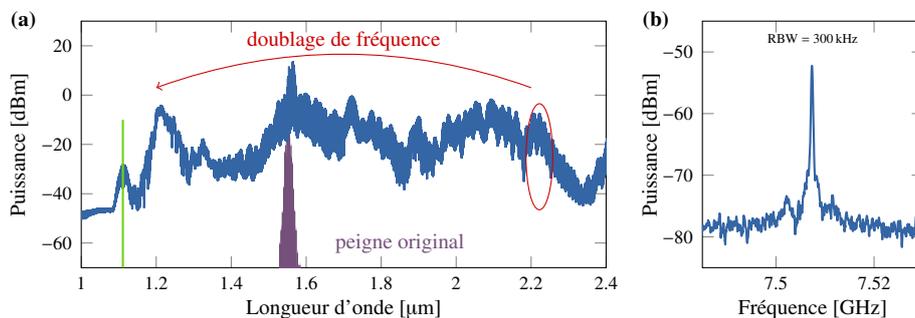


FIGURE 2 : (a) Spectre du peigne élargi couvrant une octave en préservant la cohérence. (b) Spectre radio-fréquence du battement entre l'extrémité hautes longueurs d'ondes doublée et l'autre extrémité autour de 1100 nm. Cette ligne spectrale correspond à la fréquence de décalage enveloppe-porteuse f_0 .

2. INTERFÉROMÉTRIE $f - 2f$

Une fois une octave obtenue, les hautes longueurs d'ondes sont envoyées à travers un cristal de niobate de lithium polarisé périodiquement, de manière à diviser par 2 leurs longueurs d'onde. Cette opération permet de faire interférer cette lumière issue du doublage de fréquence avec l'autre extrémité du peigne à 1100 nm. Cette interférence une fois détectée sur une photodiode rapide produit un signal électrique à une fréquence f_0 correspondant à la fréquence de décalage entre enveloppe et porteuse. Le spectre électrique de ce signal est présenté en figure 2 (b), et c'est sa fréquence ainsi que celle du taux de répétition du peigne f_{rep} qu'il faut asservir pour obtenir un peigne auto-référencé.

3. ASSERVISSEMENT

Afin de stabiliser les deux fréquences d'intérêt f_0 et f_{rep} , nous les comparons à une référence en fréquence (maser à hydrogène) et agissons sur la longueur d'onde et la puissance du laser de pompe, via une boucle de rétroaction. Les très faibles largeurs spectrales de ces signaux montrent qu'il y a bien asservissement et qu'un lien cohérent a été établi entre le laser de pompe, les dents du peigne et la référence du maser à hydrogène. Afin de vérifier cela, nous comparons la mesure du laser de pompe via notre peigne asservi à celle obtenue grâce à un peigne de fréquence indépendant (laser titane-saphir [6]). Les résultats montrent un écart-type entre les deux mesures de 620 Hz, validant le comptage grâce à notre peigne de Kerr auto-référencé.

CONCLUSION

Nous démontrons pour la première fois un peigne de Kerr auto-référencé directement par interférométrie $f - 2f$. Le peigne à un taux de répétition de 16.4 GHz et permet de compter les cycles optiques grâce à un lien cohérent avec une référence de fréquence.

RÉFÉRENCES

- [1] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hansch, "Optical frequency metrology," *Nature*, vol. 416, no. 6877, pp. 233–237, Mar. 2002. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1038/416233a>
- [2] P. Del'Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, "Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator," *Nature*, vol. 450, no. 7173, pp. 1214–1217, Dec. 2007. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1038/nature06401>
- [3] P. Del'Haye, A. Coillet, T. Fortier, K. Beha, D. C. Cole, K. Y. Yang, H. Lee, K. J. Vahala, S. B. Papp, and S. A. Diddams, "Phase Coherent Link of an Atomic Clock to a Self-Referenced Microresonator Frequency Comb," *ArXiv e-prints*, Nov. 2015.
- [4] K. Y. Yang, K. Beha, D. C. Cole, X. Yi, P. Del'Haye, H. Lee, J. Li, D. Y. Oh, S. A. Diddams, S. B. Papp, and K. J. Vahala, "Broadband dispersion-engineered microresonator on a chip," *Nat Photon*, vol. advance online publication, pp. –, Mar. 2016. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2016.36>
- [5] P. Del'Haye, A. Coillet, W. Loh, K. Beha, S. B. Papp, and S. A. Diddams, "Phase steps and resonator detuning measurements in microresonator frequency combs," *Nat Commun*, vol. 6, p. 5668, Jan. 2015. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms6668>
- [6] T. M. Fortier, M. S. Kirchner, F. Quinlan, J. Taylor, J. C. Bergquist, T. Rosenband, N. Lemke, A. Ludlow, Y. Jiang, C. W. Oates, and S. A. Diddams, "Generation of ultrastable microwaves via optical frequency division," *Nat Photon*, vol. 5, no. 7, pp. 425–429, Jul. 2011. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2011.121>

NOUVEAUX « FRONT-ENDS » TOUS FIBRES DU LULI2000

Loïc Meignien¹

¹ Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Unité mixte n°7605
Ecole Polytechnique, CNRS, CEA, Université Paris VI, 91128 Palaiseau Cedex, France

loic.meignien@polytechnique.edu

RÉSUMÉ

Cet exposé porte sur les dernières améliorations des front-end tout fibrés du LULI2000. Nous montrerons la possibilité d'utiliser des systèmes tout fibrés utilisant la combinaison cohérente pour injecter des chaînes de puissances ultra-intenses dans le domaine nanoseconde et femtoseconde. Il sera montré un système de modulation de phase pour limiter les effets du Brillouin dans le régime nanoseconde. Nous démontrerons aussi la possibilité d'utiliser de telles sources optiques comme pompes brillantes dans les systèmes OPCPA picoseconde et nanoseconde avec un système de synchronisation électronique original sub-picoseconde inter faisceaux.

MOTS-CLEFS : nanosecond kilojoule class laser, photonic crystal fiber, coherent beam combining, Arbitrary Waveform Generator, Electro-Optic Modulators, Brillouin scattering

1. INTRODUCTION

Le LULI2000 est l'une des installations laser les plus intenses d'Europe. Dès 2003, le LULI2000, utilisé par la communauté scientifique internationale apporte une contribution importante à la physique des plasmas et à la fusion par confinement inertiel. Cette chaîne constituée de trois faisceaux hautes énergies en verre néodyme Nd:Glass peut coupler des impulsions kilojoules nanoseconde et sub-picoseconde dans l'infrarouge.

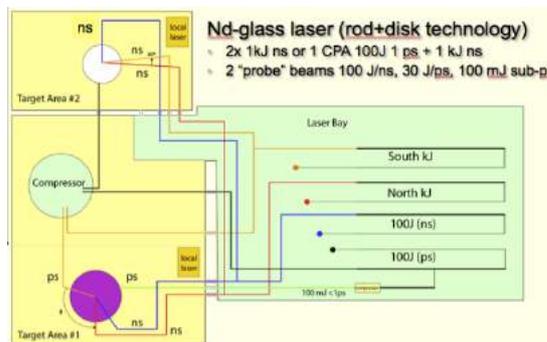


Fig. 1 : Topologie de l'installation ultra-intense kilojoules du LULI2000

Traditionnellement, les systèmes laser délivrant des impulsions longues nanosecondes, comme utilisés précédemment au LULI2000, utilisaient des lampes flash pour pomper des milieux actifs solides et des cavités Q-switched monomodes longitudinales comme oscillateur principal. Ces systèmes étaient très difficiles à rendre monomodes longitudinaux et le profilage temporel des impulsions était très complexe. En outre, les coûts en consommables étaient bien supérieurs aux systèmes haut rendement fibrés actuels. Il est à noter que le rendement énergétique-photonique de telles installations est inférieur au dixième de pourcent alors que les systèmes fibrés peuvent dépasser les 50 %. L'augmentation future des cadences de tirs (> Hz) et de l'énergie totale tendent à aller vers des systèmes à fort rendement photonique. La fibre optique semble être l'un des meilleurs

candidats. Nous présentons les améliorations des nouveaux systèmes lasers fibrés pour injecter les chaînes kilojoules du LULI2000.

2. DEVELOPPEMENT TECHNOLOGIQUE DU NOUVEAU « FRONT END »

Ces « front end » utilisent comme principe de découper temporellement un laser fibré dopé aux ions Yb³⁺ monomode à très faible spectre (<10 KHz) à l'aide de Modulateurs Electro-Optiques (EOM) télécom couplés à un générateur de forme arbitraire (AWG) à très haut débit (25 GigaS/s). Le profilage temporel est de première importance dans une chaîne laser kilojoule pour lutter contre les distorsions temporelles liées aux saturations de la chaîne d'amplification (gain total >10¹²). Un système de pre-slicing utilisant un Modulateur Acousto-Optique permet d'augmenter substantiellement la puissance crête envoyée sur deux EOM en LiNbO₃. Un système de contre réaction permet d'assurer un très fort contraste des impulsions optiques supérieures à 50 dB avec une stabilité de 1% rms. Les impulsions optiques sont l'image optique de l'AWG délivrant des impulsions électriques petits signaux (<5V) avec une bande passante >12 GHz (front de montée de l'ordre de 30 ps). Ce système est capable de produire des impulsions dans l'infrarouge de 30 ps à quelques μ s avec une énergie du picojoule au nanojoule. Un modulateur de phase a été ajouté afin d'élargir le spectre d'une telle source laser et ainsi de lutter efficacement contre les effets Brillouin en régime nanoseconde dans les fibres optiques lors de l'amplification de puissance et dans les grandes optiques des chaînes kilojoules.

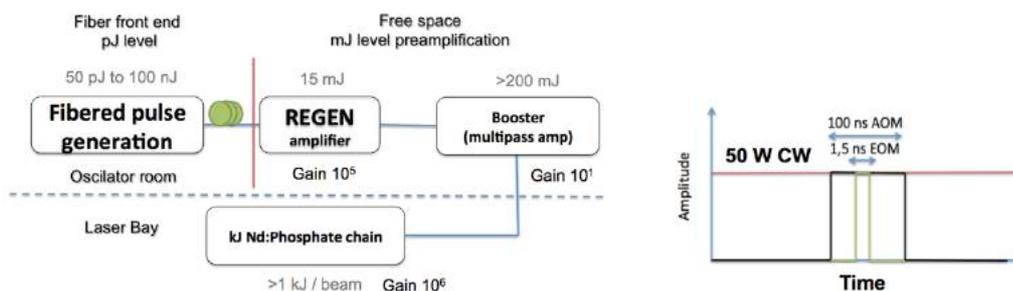


Fig. 2 : Schéma d'amplification et principe du découpage temporel d'un faisceau CW en impulsions par modulation électro-optique et acousto-optique

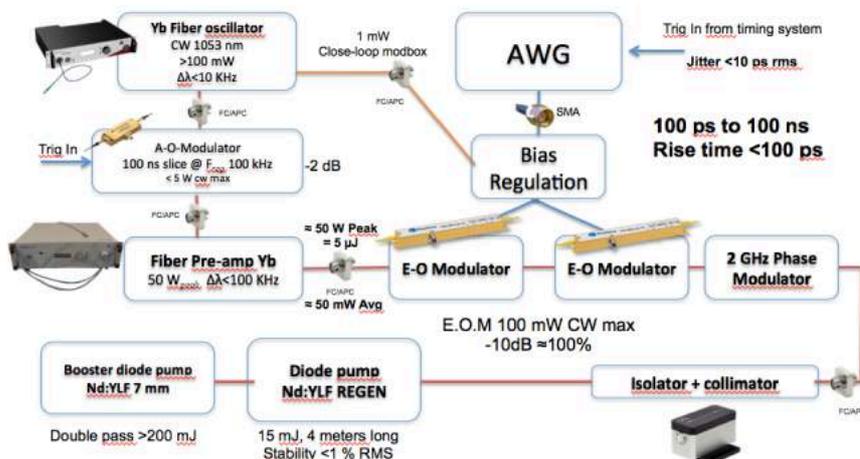


Fig. 3 : Génération d'impulsions nanosecondes programmable électroniquement par un générateur de forme arbitraire (AWG) haut débit associé à des modulateurs électro-optiques (EOM) et un modulateur de phase

3. AMPLIFICATION PAR FIBRES OPTIQUES A CRISTAUX PHOTONIQUES

Les impulsions pJ à nJ générées par le système, décrit précédemment, doivent être pré-amplifiées d'un facteur 10^6 avant d'être injectées dans la chaîne de puissance kilojoule. Traditionnellement, des amplis régénératifs solides sont utilisés pour cela. Nous proposons de les remplacer par des fibres optiques à cristaux photoniques souples d'un diamètre de cœur $40 \mu\text{m}$ et d'une gaine de $200 \mu\text{m}$. Ces fibres sont dopées aux ions Yb^{3+} et permettent d'obtenir des énergies proches du mJ en sorties. Ces fibres optiques ne sont a priori pas de bons candidats pour générer des impulsions basses cadences avec beaucoup d'énergie par pulse et avec un spectre extrêmement fin ($<10 \text{ KHz}$). Nous montrerons comment gérer la limitation en énergie liée à la diffusion Brillouin par modulation de phase avec des dispositifs limitant les inévitables effets FM to AM. Enfin, nous proposerons un système de combinaison cohérente afin de paralléliser les milieux amplificateurs fibrés afin d'augmenter l'énergie utile jusque aux mJ. Un système original de synchronisation sub-picoseconde sera démontré permettant de synchroniser les faisceaux nanoseconde et femtoseconde avec un jitter inférieur à la picoseconde en utilisant un système de PLL entre les différentes sources optiques du LULI2000.

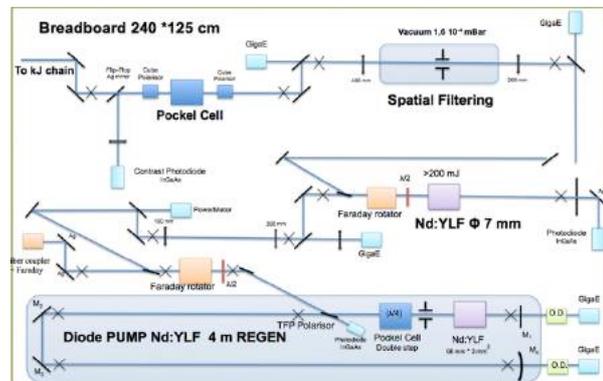


Fig. 1 : Nouveaux front-end du LULI2000 : systèmes hybrides entre espace libre et fibres optique télécom et à cristaux photoniques.

CONCLUSION

Ces nouveaux « front-end » permettront à la communauté de la physique des plasmas de faire fonctionner le LULI2000 avec une meilleure qualité de faisceau temporel et spatial ainsi qu'une plus grande stabilité en énergie tirs à tirs. Nous démontrons pour la première fois la synchronisation électronique entre différents « front end » avec un jitter sub-picoseconde. Cela permet un contrôle très précis entre les faisceaux nanosecondes générant les plasmas et les faisceaux picosecondes servant à sonder l'expérience. Les qualités des fibres optiques Ytterbium permettent de réaliser plusieurs oscillateurs compacts, ce qui permet d'injecter chaque chaîne avec un profil temporel spécifique utile à la physique des plasmas. Nous avons montré qu'il est possible de ne plus utiliser d'amplificateur régénératif solide : la combinaison cohérente de plusieurs fibres optiques à cristaux photoniques est un avenir pour réaliser des sources d'impulsions nanoseconde ou picoseconde. Ces développements se poursuivront dans le projet Xcan de l'école Polytechnique visant à combiner près d'une centaine de fibres optiques à cristaux photoniques. L'avenir des lasers intenses sera-t-il fortement associé aux fibres optiques à haut rendement photonique ?

INTERFEROMETRIE ADAPTATIVE POUR LA REALISATION D'UN CAPTEUR A FIBRE OPTIQUE MULTIMODE DE GRANDE SENSIBILITE

Arnaud Peigné^{1,2,3}, Umberto Bortolozzo², Stefania Residori², Stéphanie Molin³, Daniel Dolfi³ et Jean-Pierre Huignard⁴

¹Thales Underwater Systems, 525, route des Dolines, 06903 Sophia-Antipolis, France

²INLN, Univ. de Nice-Sophia Antipolis, CNRS, 1361 route des Lucioles, 06560 Valbonne, France

³Thales Research & Technology France, 1, avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau, France

⁴Jphopto, 20, rue Campo Formio, 75013 Paris

arnaud.peigne@fr.thalesgroup.com

RESUME

Cet article présente un interféromètre adaptatif permettant la réalisation d'un capteur à fibre optique distribué multimode de grande sensibilité. Outre sa capacité à traiter une figure de speckle, cet interféromètre fonctionne automatiquement en quadrature et filtre, par principe, les perturbations basse fréquence de l'environnement.

MOTS-CLEFS : *Interférométrie adaptative, Mélange d'ondes, Capteur à fibre optique*

1. INTRODUCTION

Les capteurs à fibres optiques permettent de répondre à de nombreux besoins industriels et trouvent des applications dans des domaines variés tels que la surveillance d'ouvrage, la défense et la sécurité. Le travail présenté ici vise à la réalisation d'un capteur distribué de contrainte à fibre multimode. Un tel capteur permet d'utiliser une fibre optique uniforme sur toute sa longueur (pas de réseaux de Bragg) et présente l'avantage d'être versatile : les zones sondées de la fibre sont mobiles et peuvent donc être adaptées au mode opérationnel du capteur sans en modifier l'architecture. Ce type de capteur est d'un grand intérêt par exemple pour la détection d'ondes acoustiques et la formation d'antennes reconfigurables.

Afin de tirer profit de l'information de phase portée par chacun des modes de la fibre, nous utilisons un interféromètre en espace libre basé sur l'holographie adaptative [1,2]. Cet interféromètre permet de traiter des fronts d'onde complexes, tels que ceux typiquement diffractés par une fibre optique multimode. De plus, il assure la mesure de très faibles modulations de phase, est insensible aux perturbations lentes de l'environnement (telles que la température ou la pression statique) et garantit une détection linéaire.

Nous rappelons d'abord le principe de fonctionnement et les principales caractéristiques de notre interféromètre adaptatif. Nous présentons ensuite une première validation expérimentale d'un capteur distribué en phase-OTDR basé sur cet interféromètre.

2. INTERFEROMETRE ADAPTATIF

L'holographie adaptative s'appuie sur l'enregistrement d'un réseau de phase dynamique dans un modulateur spatial de lumière à cristaux liquides adressé optiquement (OASLM : Optically Addressed Spatial Light Modulator).

Les OASLM sont constitués d'une couche de cristaux liquides d'une dizaine de microns d'épaisseur, entre un substrat photoconducteur AsGa et une fenêtre en verre d'environ 2cm de côté. Des électrodes en ITO permettent l'application d'une tension de polarisation V_{bias} sur le composant (fig1, gauche). Les cristaux liquides sont des molécules anisotropes qui s'orientent sous l'effet d'un champ électrique. Lorsqu'une onde optique éclaire la surface d'entrée du photoconducteur, la variation de conductivité électrique entraîne une chute de tension sur les cristaux liquides provoquant leur inclinaison, donc un changement d'indice de réfraction du milieu, i.e. un déphasage optique. Tant que toutes les molécules ne sont pas orientées, ce déphasage optique est proportionnel

à l'intensité de l'onde incidente. Le temps de réponse des cristaux liquides détermine la fréquence de coupure F_c du composant.

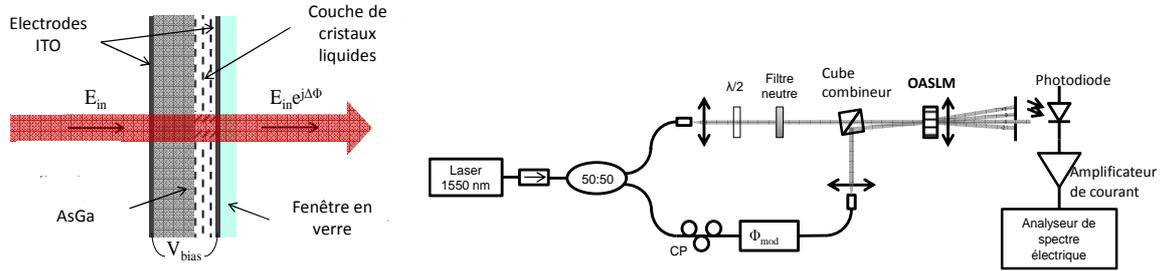


Fig. 1 : (gauche) Schéma d'un OASLM. (droite) Schéma de l'interféromètre adaptatif.

Dans [3,4], nous avons caractérisé un interféromètre adaptatif en configuration Mach-Zehnder avec l'OASLM comme milieu de recombinaison. L'interféromètre adaptatif (fig1, droite) est constitué d'une source optique à 1550nm séparée en deux bras formant les ondes « référence » et « signal ». Les deux ondes sont recombinaison sur l'OASLM. Le réseau d'intensité inscrit sur le photoconducteur de l'OASLM est convertit en réseau de phase dans les cristaux liquides. Les ondes « référence » et « signal » se diffractent sur ce réseau de phase qu'elles ont elle-même créé. Si leur phase est modifiée plus lentement que le temps de réponse des cristaux liquides, alors le réseau s'adapte et la diffraction est inchangée. Dans le cas contraire, la modulation de phase est convertie en modulation d'intensité par la diffraction.

Pour estimer la sensibilité de notre interféromètre, une modulation de phase $\phi_{mod} = \delta\phi \sin(\Omega t)$ était appliquée sur le bras « signal » de la fibre optique à une fréquence $\Omega \gg F_c$. Le déphasage minimum détectable (estimé pour un rapport signal sur bruit égal à un) était de **200 μ rad/sqrt(Hz) à 1kHz** ; sa dynamique était de l'ordre de 35 dB. Nous avons par ailleurs vérifié que pour de faibles modulations de phase la détection est linéaire avec l'amplitude de la modulation de phase : **la profondeur de modulation en intensité du signal diffracté et collecté sur la photodiode est directement proportionnelle à l'amplitude de la modulation de phase.**

Sa bande passante pouvait être ajustée entre DC et 5 à 10 Hz : **cette fréquence de coupure permet le filtrage des perturbations lentes de l'environnement.**

La résolution spatiale de cet interféromètre, c'est-à-dire sa capacité à retranscrire une figure d'interférences en un hologramme de phase dans les cristaux liquides, est comprise entre 50 et 250 μ m suivant le photoconducteur utilisé. Le **composant est compatible de la diffraction d'une figure de speckle** permettant l'utilisation d'une fibre optique multimode dans le bras « signal ». Dans [4], nous avons montré une augmentation de la sensibilité de l'interféromètre représenté en fig1 d'un facteur \sqrt{N} en utilisant une fibre optique guidant N modes, à la place d'une fibre optique monomode. En effet, l'OASLM filtre les variations de phase lentes entre les différents modes de propagation dans la fibre optique multimode. Par conséquent, la contribution de chaque mode s'ajoute de manière cohérente et le bruit est moyenné : **l'utilisation d'une fibre multimode augmente la sensibilité du capteur.**

3. CAPTEUR DISTRIBUE

Nous avons validé la démodulation de phase par l'interféromètre adaptatif sur une architecture distribuée de type phase-OTDR. Pour des raisons pratiques, cette expérience de validation a été réalisée avec des composants fibrés monomodes. Le montage expérimental (fig 2, gauche) est composé d'une source laser à 1550nm, d'un modulateur acousto-optique permettant d'obtenir des impulsions de 120ns à une cadence de 200kHz. Les impulsions sont amplifiées et injectées dans la fibre « capteur » via un circulateur. Le signal de rétrodiffusion Rayleigh généré est envoyé dans l'interféromètre adaptatif. Pour obtenir des interférences de contraste suffisant sur l'OASLM, une porte optique (un autre acousto-optique) est placée avant l'interféromètre et permet de moyennner les

signaux Rayleigh provenant d'une zone spécifique de la fibre. Le retard Δt entre l'impulsion d'entrée et l'ouverture de cette porte détermine la localisation de cette zone (fig 2, centre). Seules les modulations de phase appliquées à la fibre à une fréquence $\Omega \gg F_c$ sont détectées par une photodiode. Une modulation de phase à une fréquence de 1.5kHz est appliquée à 200m de l'entrée de la fibre (via un cylindre piézo-électrique). La différence de chemin optique ΔL de l'interféromètre définit la résolution spatiale du capteur. Pour cette démonstration $\Delta L=50m$ pour une résolution spatiale est de 25m. La puissance optique crête à l'entrée de la fibre est de 3W.

Une intensité moyenne de $\sim 1.5 \text{ mW/cm}^2$ est nécessaire pour le fonctionnement optimal de l'OASLM. La rétrodiffusion est donc amplifiée par deux EDFA avant l'interféromètre. Le spectre électrique du signal issu de la photodiode est mesuré pour différentes valeurs Δt . La figure 1 (droite) montre les spectres obtenus pour deux zones différentes. La courbe bleue est obtenue pour le tronçon de fibre "capteur" entre 37.5m et 62.5m. Aucune modulation n'est observée à 1.5kHz. La courbe verte correspond à la rétrodiffusion provenant de 187.5m à 212.5m. Un pic est observé à 1.5kHz. Une sensibilité de $10.56 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ a été obtenue avec ce dispositif. L'utilisation d'une fibre multimode correctement choisie permet d'augmenter cette sensibilité de deux ordres de grandeurs et de la rendre compatible des applications visées.

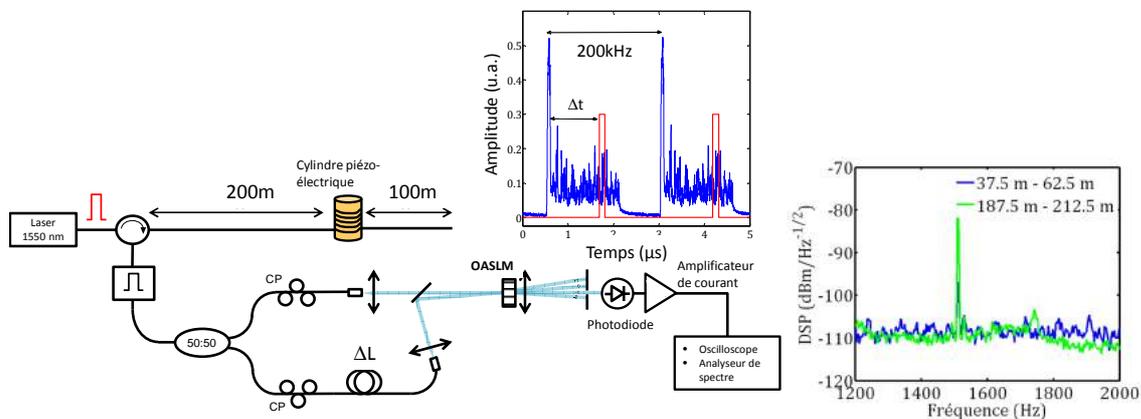


Fig. 2 : (gauche) Schéma expérimental du capteur distribué, (centre) Trace temporelle de deux signaux rétrodiffusés successifs et représentation de l'ouverture de la porte optique, (droite) Spectres électriques de deux signaux rétrodiffusés par deux zones différentes de la fibre « capteur ».

Cette architecture de capteur par phase-OTDR couplé avec l'interféromètre adaptatif permet donc de mesurer et de localiser de très faibles modulations de phase sur la fibre.

4. CONCLUSION

Cet article présente un interféromètre adaptatif permettant de réaliser un capteur à fibre optique de grande sensibilité avec filtrage intrinsèque des perturbations basse fréquence de l'environnement. De plus, cet interféromètre étant basé sur l'holographie adaptative, fonctionne automatiquement en régime linéaire i.e. en quadrature et ne nécessite aucune technique d'asservissement ou de mesure en I/Q. Nos travaux futurs seront focalisés sur la démonstration du capteur multimode basé sur l'interféromètre adaptatif.

RÉFÉRENCES

- [1] Kamshilin et al., "Adaptive interferometry with photorefractive crystal," J. Appl. Phys. 105, 031101 (2009)
- [2] Bortolozzo et al., "Self-adaptive vibrometry with CMOS-LCOS digital holography," Opt. Lett. 40, 1302-1305 (2015)
- [3] Peigné et al, "Réalisation et caractérisation d'un interféromètre adaptatif à 1.55 μm," JNOG'34 (2014)
- [4] Peigné et al., " Interférométrie adaptative pour les capteurs à fibres optiques », JNOG'35 (2015)

MESURE DE LA RETRODIFFUSION DANS UNE CAVITE RESONANTE EN FIBRE CREUSE POUR LA GYROMETRIE

Alexia Ravaille^{1,3}, Gilles Feugnet², Fabien Bretenaker³, F. Benabid⁴, G. Humbert⁴

¹Thales Avionics SAS, 40 Rue de la Brelandière, 86101 Châtellerauld, France

²Thales Research & Technology, 1 Avenue Augustin Fresnel, 91120 Palaiseau, France

³Laboratoire Aimé Cotton, CNRS-Univ. Paris Sud-ENS Cachan, Université Paris Saclay, 91405 Orsay, France

⁴Institut de recherche XLim, 123 Avenue Albert Thomas, 87060 Limoges

alexia.ravaille@thalesgroup.com

RÉSUMÉ

Dans le cadre du développement d'un gyromètre à cavité résonante, nous nous sommes intéressés à la mesure de la rétrodiffusion de cette dernière en fonction de la fibre utilisée pour la cavité et de sa longueur. Nous présentons ici les résultats de ces mesures de rétrodiffusion de cavité, composée d'une fibre creuse 19 cell PGB fabriquée par XLIM, d'une fibre creuse NKT 7 cell ou d'une fibre standard à maintien de polarisation panda. La comparaison de ces résultats montre qu'une cavité en fibre creuse rétrodiffuse moins qu'une cavité en fibre optique standard dans notre configuration.

MOTS-CLEFS : *gyromètre, fibre creuse, rétrodiffusion*

1. INTRODUCTION

Les gyromètres optiques à cavité résonante fibrée (R-FOG) actuels sont limités par plusieurs sources de bruits comme l'effet Kerr [1] ou la rétrodiffusion [2]. Ces sources de bruits empêchent pour l'instant les R-FOG actuels d'atteindre les hautes performances requises pour la navigation aérienne inertielle. Elles sont causées principalement par le fait que la lumière se propage dans de la silice.

Le récent essor des fibres creuses à bande interdite photonique (HC-PBF), a ouvert une nouvelle voie d'amélioration pour les R-FOG [3]. En effet, dans une HC-PBF, la lumière se propage non plus dans de la silice mais dans de l'air, dont l'indice de réfraction est moins sensible à l'effet Kerr. Ceci permet donc de réduire les biais induits par les différences de puissance entre les deux ondes contra-propagatrices. L'indice de la fibre creuse est aussi moins sensible aux variations de température. Ces deux propriétés facilitent l'obtention de la stabilité long terme nécessaire pour un gyroscope en relaxant les contraintes de contrôle de la puissance des deux ondes et d'isolation de la cavité optique de l'environnement. Les R-FOG en fibre creuse ont donc le potentiel d'atteindre les hautes performances nécessaire pour la navigation aérienne inertielle.

Nous avons ici cherché à quantifier l'avantage d'utiliser une fibre à cœur creux par rapport à une fibre en silice classique sur le phénomène de rétrodiffusion de la cavité et à comparer les différents échantillons de fibre à cœur creux dont nous disposons.

2. CAVITÉ RÉSONANTE ET MODÉLISATION

Le dispositif expérimental que nous développons pour caractériser les fibres est présenté en Figure 1(a). La cavité est constituée des 2 miroirs M_1 et M_2 , et de la fibre. Comme il n'existe pas à l'heure actuelle de coupleur tout-fibré avec de faibles pertes, le couplage dans la fibre est effectué avec les lentilles L_2 et L_3 . Cette configuration mixte air libre-fibre nous permet aussi de pouvoir changer la fibre de la cavité, en maintenant les mêmes conditions opératoires.

La lumière est émise par un laser NKT ajustable en fréquence autour de 1550 nm au moyen d'une modulation à basse fréquence. Cela nous permet de scanner les résonances de la cavité. Le miroir M_1 sert de coupleur d'entrée et de sortie. Les photodiodes PD_1 et PD_2 permettent d'obtenir

respectivement les courbes de réflexion et rétrodiffusion en intensité de la cavité. Ces courbes sont représentées en Figure 1(b). Les photodiodes (Thorlabs) sont identiques et ont un gain variable qui permet l'observation de signaux allant du nW au mW. Un étalonnage de ces photodiodes est effectué avant chaque série de mesures. La lentille L_1 devant le laser est choisie de sorte à maximiser le couplage entre la fibre de la cavité et la fibre standard de sortie du laser (optimisé en mesurant la puissance obtenue en sortie de fibre du côté du miroir M_2). Les lentilles L_4 et L_5 servent à refocaliser les faisceaux réfléchis et rétrodiffusés pour ne pas être limité par la dimension de la surface sensible des photodiodes et sont identiques de façon à ce que leur atténuation (faible) n'ait pas d'influence sur les calculs.

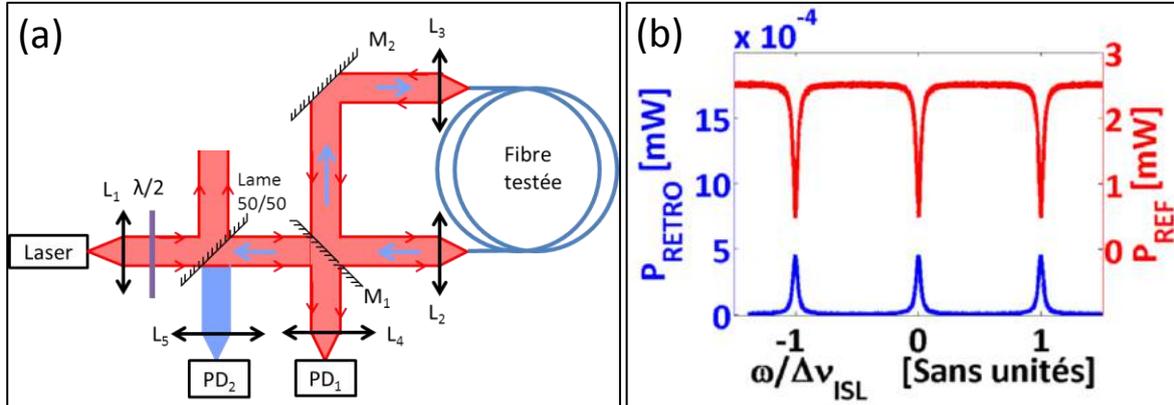


Figure. 1 : (a) Schéma de la cavité résonante et des divers instruments de mesure. (b) Courbes de rétrodiffusion (bleue) et de réflexion (rouge) pour la fibre SMF-28 de 20m.

L'intensité réfléchi par la cavité est donnée par la relation :

$$I_{REF} = I_0(r_1^2 + t_1^2) \left(1 - \frac{1 - \frac{(r_1 - (r_1^2 + t_1^2)gr_2)^2}{(1 - gr_1r_2)^2(r_1^2 + t_1^2)}}{1 + \frac{4r_1r_2g}{(1 - gr_1r_2)^2} \sin^2\left(\frac{\omega}{2\Delta\nu_{ISL}}\right)} \right) \quad (1)$$

avec r_1 et t_1 respectivement la réflexion et la transmission du miroir M_1 en amplitude, r_2 la réflexion du miroir M_2 en amplitude, I_0 l'intensité laser incidente sur la cavité, mesurée entre la lame 50/50 et le miroir M_1 , $\Delta\nu_{ISL}$ l'intervalle spectral libre de la cavité et g la transmission intra-cavité en amplitude sur un tour (hors celle des miroirs). Le paramètre g dépend du couplage du laser dans la fibre, des pertes de propagation de la fibre et des pertes dues aux lentilles.

La rétrodiffusion de la cavité est modélisée comme étant une fraction α_{RD} de l'intensité intra cavité, ce qui est cohérent avec l'allure des courbes en Figure 1(b). La puissance rétrodiffusée par la cavité s'exprime donc par :

$$I_{RETRO} = \alpha_{RD} \frac{\frac{t_1^2}{(1 - r_1r_2g)^2}}{1 + \frac{4r_1r_2g}{(1 - gr_1r_2)^2} \sin^2\left(\frac{\omega}{2\Delta\nu_{ISL}}\right)} I_0 \quad (2)$$

Compte tenu de la réflexion de 50% de la lame 50/50 et de la transmission du miroir M_1 , la puissance maximale rétrodiffusée à résonance est donnée par :

$$I_{RETRO,PD2,MAX} = \frac{\alpha_{RD}}{2} \frac{t_1^4}{(1 - r_1r_2g)^2} I_0 \quad (3)$$

Les paramètres r_1 , t_1 et r_2 ont été mesurés expérimentalement et sont égaux à : $r_1 = \sqrt{0,88}$; $t_1 = \sqrt{0,7}$ et $r_2 = \sqrt{0,999}$. Le paramètre g peut être approximé expérimentalement en mesurant la

transmission de la fibre, mais un ajustement des courbes de réflexion de la cavité données par PD_1 , à l'aide de l'équation (1), et des coefficients précédents, permet d'en obtenir une valeur plus précise.

3. EXPÉRIENCES ET RÉSULTATS

Les fibres que nous avons utilisées pour réaliser notre cavité sont :

- une fibre à maintien de polarisation panda de 2 m connectorisée FC/APC,
- une fibre à maintien de polarisation panda de 20 m connectorisée FC/APC,
- une fibre à cœur creux XLIM 19 cell de 25 m non connectorisée,
- une fibre à cœur creux de chez NKT 7 cell de 3 m non connectorisée,

la mesure avec les fibre standards étant destinée à comparer nos résultats avec des fibres connues.

Pour chaque cavité, nous avons mesuré les courbes de rétrodiffusion et de réflexion pour 5 puissances incidentes I_0 sur la cavité, ce qui nous a permis de tracer des courbes d'évolution de $I_{RETRO,PD2,MAX}$ en fonction de I_0 . Ces courbes que nous obtenons sont bien linéaires, et leur coefficient directeur permet de remonter au paramètre α_{RD} grâce à l'équation (3). Les résultats que nous en avons déduits sont présentés dans le tableau 1 :

Tab. 1 : Bilan des mesures effectuées

Fibre utilisée	Longueur (m)	Pertes atténuation α (dB/km)	α_{RD}	$\alpha_{RD,theo}$
Panda	2	≤ 1	$1,040.10^{-3}$	$1,24.10^{-7}$
Panda	20	≤ 1	$1,383.10^{-3}$	$1,23.10^{-6}$
XLIM 19 cell	25	≤ 2.5 dB	$6,748.10^{-4}$	-----
NKT 7 cell	3	≤ 20 dB	$2,080.10^{-4}$	$4,43.10^{-6}$

Les valeurs théoriques $\alpha_{RD,theo}$ du tableau 1 sont les valeurs qu'aurait le coefficient α_{RD} dans la cavité si la rétrodiffusion était due uniquement à la rétrodiffusion intrinsèque des fibres. Ce paramètre théorique a été calculé grâce aux valeurs de rétrodiffusion des fibres citées par [3] et à l'équation (4) :

$$\alpha_{RD,theo} = \frac{S\alpha_D}{2\alpha} (1 - e^{-2\alpha L_{Fibre}}) \quad (4)$$

avec $S\alpha_D$ le coefficient de rétrodiffusion intrinsèque à la fibre, L_{Fibre} la longueur de fibre et α le coefficient d'atténuation.

CONCLUSION

En comparant nos résultats et ceux de [3], il semble que la rétrodiffusion que nous mesurons est très supérieure à celle attendue. Il convient donc dans la suite d'identifier la rétrodiffusion provenant des miroirs et des lentilles. L'écart important observé avec la fibre Panda pourrait être due à un résidu de la réflexion de Fresnel à l'interface air/verre aux extrémités de la fibre malgré l'angle de ces faces. Ces valeurs de rétrodiffusion sont bien celles qui doivent être pris en compte dans le fonctionnement du gyroscope, d'où l'intérêt d'une architecture brevetée par Thales et le CNRS qui permet de s'en affranchir et qui sera présentée [4].

RÉFÉRENCES

- [1] Iwatsuki, K., Hotate, K., & Higashiguchi, M. (1986). Kerr effect in an optical passive ring-resonator gyro. *Lightwave Technology, Journal of*, 4(6), 645-651.
- [2] Ma, H., Chang, X., Yang, Z., & Jin, Z. (2011). Full investigation of the backscattering in resonator fiber optic gyro. *Optics Communications*, 284(19), 4480-4484.
- [3] Terrel, M. A., Digonnet, M. J., & Fan, S. (2012). Resonant fiber optic gyroscope using an air-core fiber. *Journal of Lightwave Technology*, 30(7), 931-937.
- [4] S. Schwartz, G. Feugnet et F. Bretenaker, " Gyromètre optique passif à trois faisceaux," EP2857797/FR3011632/US2015098089, Brevet Thales/CNRS (2013).

CONTROL OF LIGHT IN MULTIMODE FIBER AMPLIFIERS – A Theoretical Model For Evaluating The Gain-Dependent Transmission Matrix

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

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

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

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

tom.sperber@lkb.ens.fr

ABSTRACT

The recent advent of wavefront shaping techniques has demonstrated the ability to control the propagation of light through multimode fibers, despite their disordered nature; however, work has been limited to passive, i.e. non-amplifying fibers. The case of a multimode fiber which is also a gain medium presents increased complexity, since the pump beam, in itself multimode, acts upon the propagating light in disordered spatial profiles, thereby serving as an additional mechanism of its randomization. Nevertheless, for any given pumping scheme, a linear relation between the amplifier's input and output may be found and presented as a transmission matrix, thus facilitating the spatial control of the output light field. We present here a theoretical model for the numerical evaluation of this transmission matrix.

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

1. INTRODUCTION

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

Some previous works on tuning the modal composition of the pump in multicore or few-mode fiber amplifiers have been published [4,5]. However, their interest has been limited to specific

functional goals in a few-mode application, for instance, equalizing the gain across the different channels in a regeneration amplifier of a mode-division-multiplexing telecom link. The work presented here is the initial stage of a broader study of the full transmission properties of a general multimode fiber amplifier (MMFA) system.

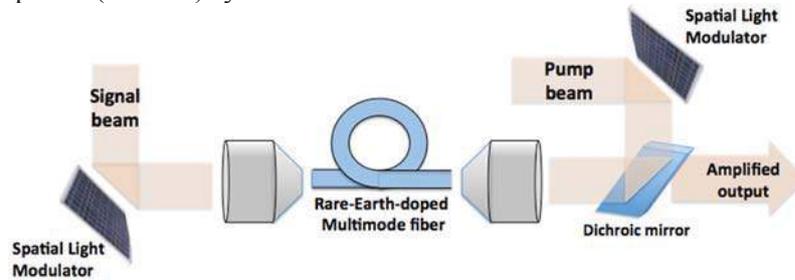


Fig 1 – Schematic description of a MMFA system, to which the presented simulation corresponds. The Spatial Light Modulators allow shaping the wavefronts of both the pump and signal lightbeams.

2. THEORETICAL MODEL

Following the fruitful approach of several previous works, which nicely demonstrated the ability to analyze and even predict the TM of a *passive* multimode fiber [6,7], we use as a basis the set of Linearly Polarized modes; these are the eigenfunctions of a weakly-guiding fiber (designated LP_{lm}). Any light coupled into the fiber propagates as a superposition of these modes. Now, due to significant differences in their propagation constants β_{lm} , they quickly de-phase, thus forming a speckle pattern that evolves along the propagation path throughout the fiber, and at its output. Considering this for the pump beam, whose local intensity $I_{pump}(r, \theta, z)$ excites the population-inversion throughout the MMFA, we see that the spatial gain profile acting upon the signal beam at some z position along the waveguide is a random speckle pattern.

We claim that this non-uniformity serves as an additional signal-mixing process in the fiber, because each signal mode interacting with it experiences complicated transverse profiles of absorption, stimulated emission, and phase retardation (via the Kramers-Krönig relations) which do not necessarily match its own transverse profile $\psi_i(r, \theta)$. Therefore, a given LP mode i may potentially couple into a mode j with an amplification strength given by the following spatial overlap integral: $\iint G I_{pump} \cdot \psi_i \psi_j^* \cdot r dr d\theta$, where the term G is the complex gain coefficient, typical of the specific wavelengths and rare-earth doping considered, linking the pump intensity to the amplifier's gain per unit length. Fig 2 shows the simplest example of the resulting dependence of the modal content of the output *signal*, upon the shaping of the *pump* wavefront.

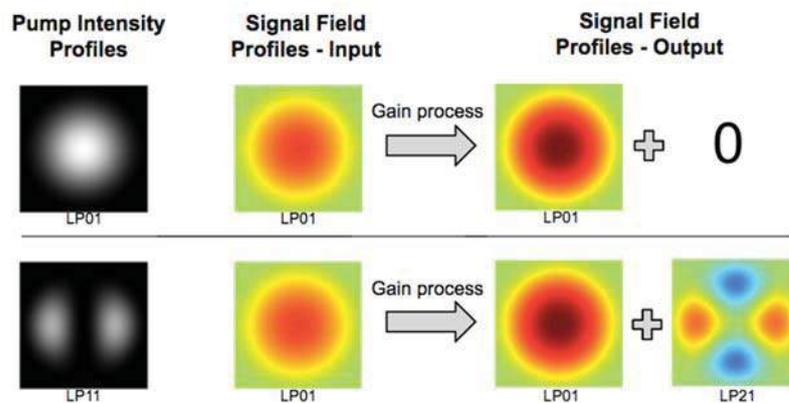


Fig. 2: Example of gain-dependent mode-coupling. Top row: a nearly-uniform pumping profile only amplifies the input signal LP01 mode, no additional modes appear. Bottom row: the same input signal mode, interacting with a higher-order pump mode (LP11), preferentially gives rise to a new signal mode (LP21).

3. NUMERICAL RESULTS

The results presented are for a simulated step-index fiber with a V-number of 14 (supporting 20 modes at the signal wavelength of 1030nm), Ytterbium-doped in its core with a concentration of $10^{26} [m^{-3}]$, and pumped at 980nm. Per cross-section of the MMFA, the strength of the mode coupling and dispersion was numerically evaluated by calculating the spatial overlap between signal modes and the pump profile, as described above in section 2. Then, integrating the accumulated effects of all discrete cross-sections, the total TM of the entire fiber length was obtained. Examples of TMs calculated in this manner for a 1-cm long amplifier are shown in Fig 3. These preliminary results demonstrate that the gain process may indeed enhance the degree of disorder and ‘mode-scrambling’ in the signal’s transmission. They serve as a starting-point for future work in which we intend to quantify the maximal/minimal degree of disorder achievable by careful wavefront-shaping of the pump, and to study whether such shaping might enable the preparation of specific, desired transmission matrices.

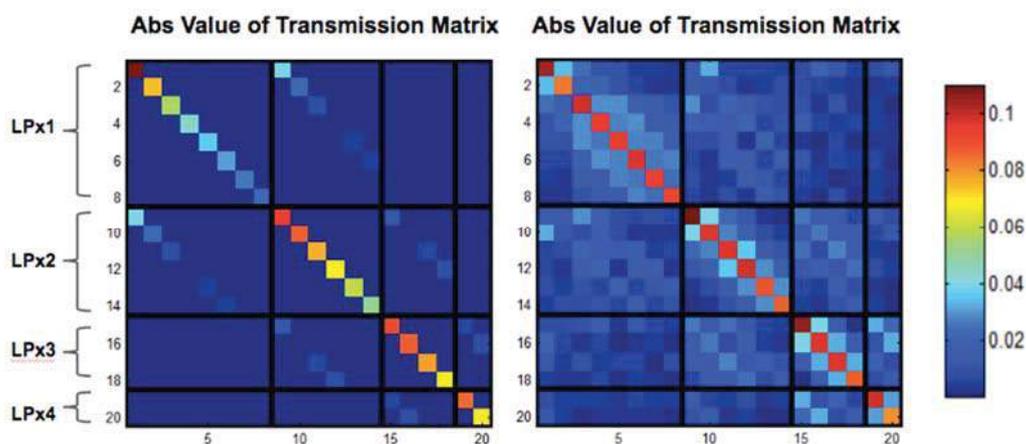


Fig. 3: Transmission matrices, represented in the LP mode basis, of the MMFA for two different pumping scenarios. Left: pump contains only its fundamental LP01 mode. Right: pump contains all its supported modes. The increase of the off-diagonal elements in the TM indicates stronger mode-mixing of the signal. The color axis represents, in dimensionless units, the amplification of each mode.

4. CONCLUSION

We study the transmission characteristics of a multimode fiber amplifier, based on a theoretical model taking into account the mode-coupling and de-phasing effects induced upon the signal by the spatial non-uniformity of the gain. This approach allows numerical calculation of the transmission matrix of such an amplifier, for any given pumping scheme.

REFERENCES

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

UNE MÉTHODE DE COMPENSATION HÉTÉRODYNE POUR LE TRANSFERT DE PURETÉ SPECTRALE

Mohamed Omar Sahni^{1,2}, Anthony John Walsh², Liam Barry², Vivek Panapakkam³, Stéphane Trebaol¹, Pascal Besnard¹

¹ CNRS Foton, UMR 6082, ENSSAT, Université de Rennes 1, 6 rue de Kerampont, CS 80518, F-22305 Lannion, France

² The Rince Institute, School of Electronic Engineering, Dublin City University, Glasnevin, Dublin 9, Ireland

³ Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, LPN/CNRS, Route de Nozay, 91460, Marcoussis, France

sahni@enssat.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une méthode de réduction de bruit de phase de lasers. Le principe consiste à utiliser le battement de deux sources laser pour réaliser la correction sur celui présentant le bruit de phase le plus élevé. Une réduction de largeur de raie d'un facteur d'environ 400 a ainsi été constatée sur un laser DFB à semi-conducteurs monomode. L'une des applications principales de cette méthode est la réduction du bruit de phase dans les lasers à blocage de modes, pour de la transmission cohérente et du multiplexage en longueurs d'onde.

MOTS-CLEFS : *Hétérodyne ; largeur de raie ; blocage de modes ; compensation*

1. INTRODUCTION

Les formats de modulation optiques avancés offrant une haute efficacité spectrale sont de plus en plus développés pour les systèmes optiques à multiplexage en longueurs d'onde. Ces formats sont indispensables, pour augmenter la capacité de transmission des données dans les fibres déployées et pour pouvoir suivre l'évolution croissante de la bande passante. Des types de formats de modulation différents tels que le QPSK ou le QAM utilisés avec des récepteurs numériques cohérents, ont récemment attiré l'attention, car ils sont des candidats potentiels pour l'implémentation des futurs réseaux optiques. Dans les télécommunications optiques cohérentes, l'information est portée non pas seulement sur l'amplitude mais sur aussi la phase. Le bruit de phase des lasers à semi-conducteurs qui servent de transmetteurs, est donc considéré comme un paramètre crucial et déterminant les performances des systèmes de transmission optique. Beaucoup d'efforts ont été réalisés, dans le but de pouvoir déterminer les caractéristiques de bruit de phase des lasers et des oscillateurs locaux, et surtout le développement de techniques permettant sa réduction. Ainsi l'obtention de sources ayant une haute pureté spectrale contribuerait à l'amélioration des systèmes de transmission optiques cohérents. Aujourd'hui, des solutions permettant la réduction du bruit de phase de lasers monomodes émettant autour de 1550 nm ont déjà été étudiées et développées, et ce en utilisant par exemple un micro-résonateur passif placé en cavité externe d'un laser à semi-conducteurs [1], la diffusion stimulée Brillouin [2] ou encore la compensation homodyne du bruit de phase [3].

Sur le présent papier, nous présentons une méthode de réduction de bruit de phase ou de largeur de raie reposant sur le même principe d'une compensation homodyne. Dans notre cas, le système n'est pas indépendant et fait intervenir un oscillateur local, il s'agit d'une compensation de type hétérodyne [4]. Certes l'aspect autonome de la correction apporté sur le bruit de phase de la source est perdu, mais cette configuration hétérodyne a l'avantage d'être utilisée pour la réduction simultanée du bruit de phase de plusieurs modes d'un laser multimode.

2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

L'expérience consiste à créer un battement hétérodyne entre un laser sous test dont on souhaite réduire la largeur de raie et un laser relativement fin spectralement faisant office d'oscillateur local, ce dernier est utilisé comme signal pilote pour la modulation du laser sous test. La génération de deux signaux optiques latéraux de part et d'autre de la porteuse optique sera donc visible à l'analyseur de spectre optique, l'un verra sa largeur de raie s'élargir tandis que l'autre héritera de la largeur de raie de l'oscillateur local.

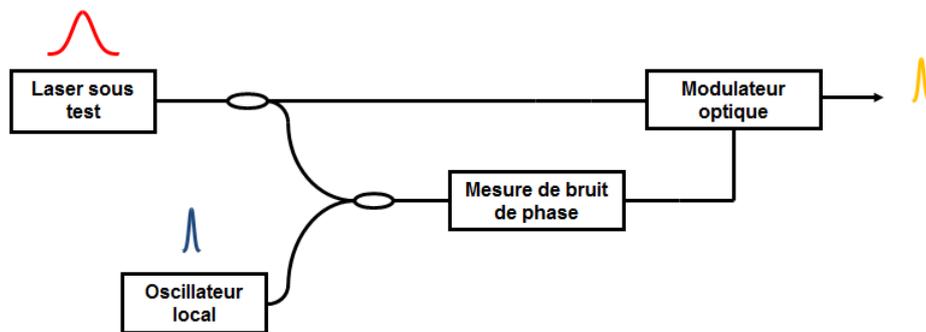


FIGURE 1 : Schéma de principe d'une compensation hétérodyne de bruit de phase

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

L'expérimentation de technique de réduction de bruit a été menée en deux temps. D'abord, nous avons souhaité observer cette réduction dans le cas d'un laser monomode. Un laser DFB à semi-conducteurs monomode, présentant une largeur de raie $\nu_S = 3,1$ MHz a été utilisé comme laser sous test, tandis qu'un laser accordable présentant une largeur de raie $\nu_{LO} = 6,2$ kHz jouait le rôle d'oscillateur local. Dans cette première configuration, une nette réduction de largeur de raie a été observée. En effet, on passe d'une largeur de raie initiale de 3,1 MHz à une largeur de 7,8 kHz. On remarque donc que cette valeur finale est relativement proche de ν_{LO} , ce qui était finalement logique.

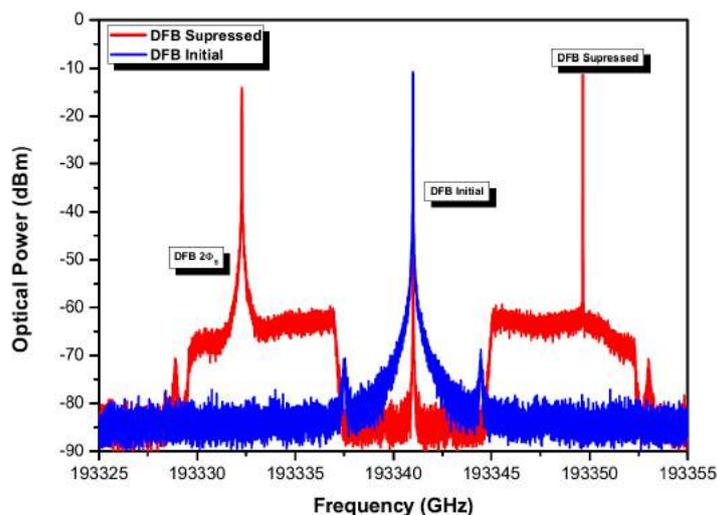


FIGURE 2 : Spectre optique du laser sous test avant et après réduction (RBW = 20 MHz)

La seconde partie des expérimentations a consisté à remplacer le laser sous test monomode par un laser DFB à semi-conducteurs à blocage de modes. L'objectif étant alors d'exhiber l'avantage essentiel de cette configuration hétérodyne, et ce en essayant d'obtenir une réduction simultanée sur tous les modes du laser sachant que l'on agit sur qu'un seul. Des résultats satisfaisants ont été obtenus pour le moment sur un laser présentant une largeur de raie comprise entre 3 et 6 MHz sur l'ensemble des modes. Comme le montre la figure 3, une réduction significative et simultanée offrant une largeur de raie de moins de 100 kHz a été constaté sur 7 modes parmi 25. Pour le reste, la réduction a été moins importante.

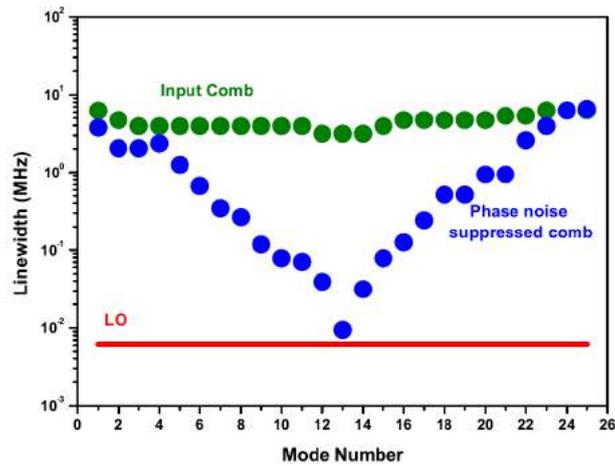


FIGURE 3 : Largeur de raie avant et après réduction par mode

CONCLUSION

Nous avons montré ainsi la possibilité d'une réduction de bruit de phase simultanée sur un laser à blocage de modes, certes d'autant moins efficace que l'on s'éloigne du mode central mais très significative concernant les modes adjacents à ce dernier.

RÉFÉRENCES

- [1] W. Liang, V. Ilchenko, A. Savchenkov, A. Matsko, D. Seidel, and L. Maleki, "Whispering-gallery-mode-resonator-based ultranarrow linewidth external-cavity semiconductor laser," *Optics letters*, vol. 35, no. 16, pp. 2822–2824, 2010.
- [2] D. Pan, C. Ke, S. Fu, Y. Liu, D. Liu, and A. E. Willner, "All-optical spectral linewidth reduction of lasers for coherent optical communication," *Optics letters*, vol. 38, no. 24, pp. 5220–5223, 2013.
- [3] F. Aflatouni and H. Hashemi, "Wideband tunable laser phase noise reduction using single sideband modulation in an electro-optical feed-forward scheme," *Optics letters*, vol. 37, no. 2, pp. 196–198, 2012.
- [4] R. Watts, S. G. Murdoch, and L. Barry, "Spectral linewidth reduction of single-mode and mode-locked lasers using a feed-forward heterodyne detection scheme," in *CLEO : Science and Innovations*. Optical Society of America, 2014, pp. STh3O–8.

DETERMINATION DE LA DISTRIBUTION RADIALE DES PERTES DANS UNE FIBRE OPTIQUE

Camille Sabatier^{1,2,3}, Sylvain Girard¹, Serena Rizzolo¹, Ayoub Ladaci^{1,2}, Thierry Robin², Benoit Cadier², Luciano Mescia³, Aziz Boukenter¹, Youcef Ouerdane¹, Emmanuel Marin¹

¹ Univ de Lyon, Lab Hubert Curien UMR CNRS 5516, 18 Rue Pr Benoît Lauras, 42000 St-Étienne;

² iXBlue Photonics, Rue Paul Sabatier, 22300, Lannion, France;

³ Politecnico di Bari, Via Amendola, 126/B, 70126 Bari, Italy;

camille.sabatier@univ-st-etienne.fr

RESUME

Nous présentons une méthode pour déterminer la distribution radiale des pertes dans les fibres optiques. Cette méthode s'appuie sur le contrôle des modes guidés dans une fibre par application de contrainte et permet de localiser les défauts à l'origine de l'absorption ou de la diffusion dans la section transverse de la fibre. Les tests ont été faits sur une fibre bi-modale à 1550nm et soumise à différentes doses d'irradiation. Nos résultats démontrent que pour cette fibre optique, les pertes induites par irradiation sont plus importantes dans la gaine que dans le cœur autour de 1550 nm

MOTS-CLEFS : *fibre optique multi mode, atténuation radiale, irradiation gamma*

1. INTRODUCTION

Les fibres optiques sont de plus en plus utilisées comme capteur dans de nombreux domaines notamment celui du nucléaire [1,2]. En effet, les fibres optiques présentent plusieurs avantages comme le faible poids, l'immunité aux champs électromagnétiques et une grande bande passante. En revanche, leur exposition à du rayonnement peut créer des défauts absorbants, ce qui aura pour effet une augmentation de l'atténuation optique. Plusieurs études ont déjà caractérisé ces défauts en utilisant différentes techniques comme la spectroscopie de luminescence ou encore la résonance paramagnétique électronique [3]–[6] mais seules quelques études caractérisent la répartition transversale de ces défauts dans une fibre via leur absorption [7,8] plutôt que leur luminescence (microscopie confocale, cathodoluminescence,..). Cet article a pour but de déterminer la distribution de l'atténuation radiale dans une fibre optique irradiée. La méthode utilisée [9] permettra d'améliorer la connaissance des modifications induites par les irradiations γ sur les fibres. L'atténuation totale ($\alpha_t(\lambda)$) dépend à la fois des répartitions spectrale et spatiale du (des) mode(s) guidé(s) se propageant dans la fibre. On peut exprimer l'atténuation totale en fonction de la longueur d'onde par la formule suivante :

$$\alpha_t(\lambda) = \int_0^{+\infty} \bar{P}(r, \lambda) \alpha(r, \lambda) r dr$$

Où $\bar{P}(r, \lambda)$ et $\alpha(r, \lambda)$ sont la distribution radiale de puissance normalisée et la distribution radiale de l'atténuation. En discrétisant l'intégrale on obtient :

$$\alpha_t(\lambda) \approx \Delta r \sum_{i=1}^N \bar{P}(r_i, \lambda) \alpha(r_i, \lambda)$$

Avec

$$\bar{P}(r_i, \lambda) = \frac{iP(r_i, \lambda)}{\Delta r \sum_{i=1}^N iP(r_i, \lambda)}$$

En choisissant astucieusement le mode guidé dans la fibre, il sera possible de déterminer les solutions possibles concernant la distribution radiale des pertes de la fibre.

2. MATERIEL ET METHODE

La technique utilisée, dite du « cut-back » pour la mesure de l'atténuation est illustré sur la Fig1. Le principe est de mesurer l'intensité de la lumière en sortie de la fibre, à l'aide d'un analyseur de spectre optique, pour différentes longueurs de cette même fibre sans modification des conditions d'injection. L'opération est ensuite répétée en appliquant une contrainte sur la fibre juste après l'injection de la lumière, ceci permet de modifier la distribution modale dans la fibre testée sur de courtes longueurs (10m ici) et ainsi remonter aux pertes d'énergie pour les modes guidés.

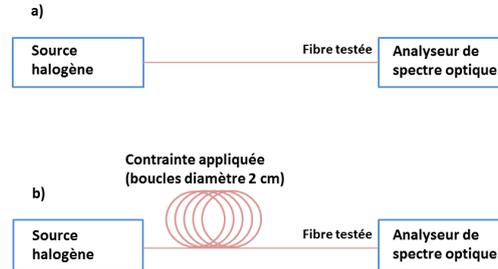


Figure 1 Dispositif expérimental utilisé pour la détermination de l'atténuation radiale. a) fibre testée sans contrainte, b) fibre testée avec contrainte

La mesure d'intensité pour différentes longueurs de fibre permet de calculer l'atténuation totale :

$$\alpha_t(\lambda) = \frac{10}{\Delta L} \log_{10} \left(\frac{I_1(\lambda)}{I_2(\lambda)} \right)$$

Avec I_1 et I_2 respectivement l'intensité pour la fibre de 0,3 m et 10 m et $\Delta L = 9,7$ m. On réalise deux mesures sans et avec contrainte appliquée juste avant la fibre sous test (Fig1). On obtient alors deux mesures d'atténuations totales pour la même fibre mais avec deux régimes modaux différents (monomode, bimodes) donc deux $P(r,\lambda)$. Les modes guidés correspondant à chaque régime sont déterminés à l'aide du logiciel COMSOL™ et du profil d'indice fourni par iXBlue. Ces informations permettent de calculer numériquement les solutions possibles pour la distribution radiale d'atténuation en résolvant le système d'équations suivant :

$$\alpha_t^1(\lambda) = \sum_{i=1}^N \alpha(r_i, \lambda) \overline{P^1}(r_i, \lambda)$$

$$\alpha_t^2(\lambda) = \sum_{i=1}^N \alpha(r_i, \lambda) \overline{P^2}(r_i, \lambda)$$

Avec $\alpha_t^1(\lambda)$, $\alpha_t^2(\lambda)$ l'atténuation totale de la fibre sans contrainte et avec contrainte, et $\overline{P^1}(r_i, \lambda)$, $\overline{P^2}(r_i, \lambda)$ la distribution radiale de puissance normalisée de la fibre sans contrainte et avec contrainte pour chaque r_i . Pour réaliser le dispositif expérimental une source blanche (halogène) a été utilisée. Le spectromètre utilisé est un Near-IR Spectromètre NIR-QUEST (512) 900-2200nm. Enfin, le diamètre des boucles (contrainte appliquée) est de 2 cm, ce qui est suffisant pour faire fuir le mode supérieur. La fibre test est une fibre bi-mode produite par iXBlue ayant subi différentes doses d'irradiation (1, 3, 6 et 10 MGy).

3. RESULTATS

Les courbes d'atténuations de la Fig2 montrent que l'atténuation augmente lorsque la dose d'irradiation augmente, cela permet de mettre en avant la création de défauts sous irradiation gamma. La Fig2 met aussi en évidence l'importance la répartition spatiale du mode sur les spectres d'atténuation. En effet, la fibre présente bien deux courbes d'atténuations spectrales très différentes entre 1375nm et 1600nm pour les deux régimes modaux. Ceci s'explique par la répartition radiale des défauts et leur contribution à l'atténuation totale qui dépend du régime modal. On remarque

aussi un faible décalage (~ 20 nm) de la longueur d'onde de coupure lorsque la fibre est irradiée à 6 MGy.

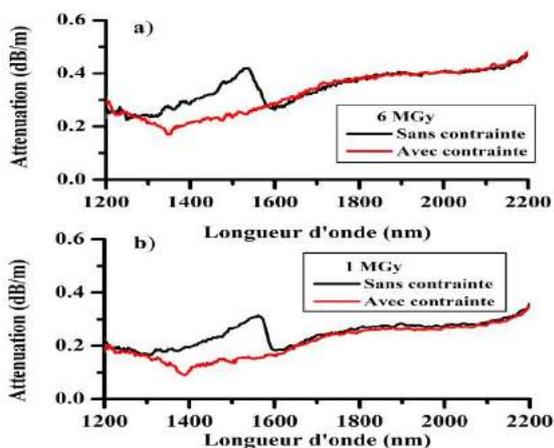


Fig. 2 : Atténuation de la fibre pour les deux régimes modaux de propagation. En a) la fibre irradiée à 6 MGy en b) la fibre irradiée à 1 MGy

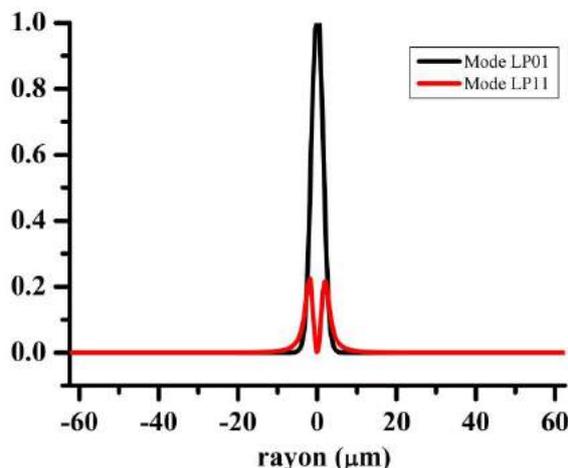


Fig. 3 : représentation de la répartition radiale de la puissance normalisée des modes LP01 et LP11 à 1550nm.

Les deux modes guidés à 1550 nm obtenus à l'aide de COMSOL sont représentés Fig3. Les courbes montrent la répartition radiale de la puissance normalisée des modes. On trouve bien deux modes guidés (LP_{01} et LP_{11}) à 1550 nm. En couplant la simulation avec la mesure de l'atténuation il est donc possible de remonter à la distribution radiale des pertes dans la fibre. Les résultats seront présentés pendant la conférence et une comparaison entre la simulation et l'expérience sera réalisée. Les résultats montrent que la fibre en régime bimode présente des pertes plus importantes qu'en régime monomode ce qui traduit un excès d'atténuation induit par irradiation dans la gaine de la fibre optique, ici légèrement codopée au phosphore.

4. REFERENCES

- [1] S. Rizzolo, PhD thesis
- [2] A. Morana, PhD thesis
- [3] E.J Friebele, K. J. Long, and M.E. Gingerich, Appl. Opt. vol 22, 1754-1757, 1983.
- [4] D. L. Griscom, E. J. Friebele and K. J. Long, J. Appl. Phys. Vol 54, 3743, 1983.
- [5] O. Deparis, PhD thesis Faculte Polytechnique de Mons, 1997.
- [6] T. G. Bilodeau, K. J. Erwing, G. M. Nau, and I. D Aggarwal J. Appl. Phys.77, 5524, 1995.
- [7] M. O. Zabezhailov, A. L. tomashuk, I. V. Nikolin and K. M. Golant, edited by R. Velasco, paper C2, 2001.
- [8] R. Kerslake, W Liese, K. Kowaliuk and P. Pilon, Fiber and Integrated Optics. Vol 10, 57-63, 1991
- [9] S. Girard, I. Trenteseaux, Y. Ouerdane, J.-P. Meunier, and A. Boukenter, Applied Physics Letters, Vol 83, 219, 2003

MICRORING SOI EN CAVITÉ LASER FIBRÉE POUR LA GÉNÉRATION DE TRAINS D'IMPULSION ULTRA-RAPIDES

Meisterhans.M¹, Coillet.A¹, Amrani.F¹, Demichel.O¹, Petit.M¹, Macioce.M¹, Fédéli.J.M², Noé.P²,
de Fornel.F¹, Grellu.P¹, Cluzel.B¹

¹ *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne UMR CNRS 5209, Université de Bourgogne
Franche-Comté, 9 avenue A.Savary, BP 47870, 21078 Dijon, France*

² *Univ. Grenoble Alpes, F-38000 Grenoble, France, CEA LETI, MINATEC Campus, F-38054 Grenoble,
France*

maiwen.meisterhans@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Dans ce travail, nous étudions une nouvelle catégorie de lasers fibrés incorporant un micro-résonateur à mode de galerie intégré sur une puce en silicium sur isolant.

MOTS-CLEFS : *laser à fibres ; optique guidée ; photonique sur silicium .*

1. INTRODUCTION

Les lasers à blocage de modes offrent une grande diversité d'applications grâce à leurs intensités élevées, leurs hauts taux de répétition et leurs impulsions ultra-courtes. Depuis qu'ils ont été mis en évidence dans les années 60 [1, 2], de nombreux travaux ont permis d'améliorer leur reproductibilité, de réduire la durée des impulsions et d'approfondir la compréhension des processus de verouillage de mode [3]. En 1997, Yoshida et al. [4] ont proposé une approche novatrice en insérant dans une cavité fibrée un filtre Fabry Perot. Si l'intervalle spectral libre de ce composant fixe le taux de répétition à 115 GHz, le fonctionnement du laser reste cependant instable. Depuis, des lasers de plus en plus performants ont été observés en adoptant des variations de cette méthode. Ainsi en 2012, Peccianti et al. [5] ont démontré le premier laser à blocage de modes basé sur les non-linéarités d'un microrésonateur à mode de galerie en silice dopée intégré sur puce. Notre approche vise à étudier le mode fonctionnement de cette nouvelle génération de lasers à fibres intégrant des composants micro et nanostructurés en utilisant les méthodes développées en microscopie en champ proche optique pour observer les dynamiques non linéaires mises en jeu.

2. INTÉGRATION ET CARACTÉRISATION D'UN COMPOSANT SUR PUCE EN CAVITÉ FIBRÉE

La conception d'un laser à fibre incorporant un composant intégré sur puce comme élément non linéaire actif dans le mécanisme de blocage de modes impose deux contraintes principales. D'une part, il convient de minimiser les pertes de couplages fibres-puce intégrée et les pertes de propagation sur puce. D'autre part, la contribution non linéaire de la puce généralement de dimension millimétrique doit être largement prédominante devant celles de la fibre optique atteignant plusieurs mètres de longueur. Notre approche, pour adresser ces deux points, repose sur la maturité des technologies issues de la microélectronique ainsi que des développements récents de la photonique en silicium sur isolant (SOI). Nous utilisons une méthode de couplage fibre-puce par réseaux de diffraction qui permet d'insérer une puce SOI dans une cavité fibrée avec des pertes d'insertion mesurées de l'ordre de 7dB par réseau. Les pertes de propagation du mode fondamental transverse électrique (TE) excitée sont mesurées à 3 db.·cm⁻¹. Ainsi, l'utilisation d'un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) disposant d'un gain supérieur à 20 dB permet d'obtenir un effet laser à fibre incorporant un guide SOI centimétrique terminé à chaque extrémité par un réseau coupleur (figure 1). De plus, bien que le silicium reste un matériau privilégié pour la photonique sur puce à l'échelle industrielle, ses différentes non linéarités optiques [6] aux longueurs d'onde des télécommunications rendent son utilisation délicate dans un laser à fibre.

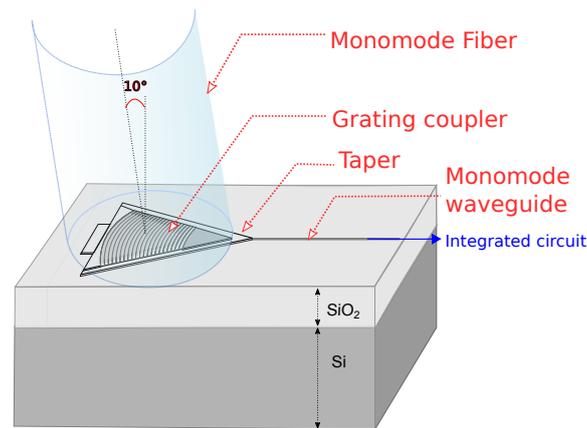


FIGURE 1 : Schéma de couplage fibre optique/guide d'onde par l'intermédiaire d'un réseau de diffraction

Afin de quantifier ces différentes non-linéarités, nous avons mis en oeuvre des mesures d'automodulation de phase dans les guides des puces SOI en vue de les ajuster numériquement par résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire incorporant l'effet Kerr, l'absorption à deux photons, la dispersion des porteurs libres et leur thermalisation [7]. Les constantes de temps caractéristiques de la durée de vie des porteurs libres ont été extraites de la littérature [8, 9]. La dispersion de vitesse de groupe des guides considérés a été évaluée numériquement par élément finis (COMSOL) puis mesurées expérimentalement par interférométrie.

3. RÉSULTATS PRÉLIMINAIRES EN CAVITÉ LASER

Des composants comprenant des résonateurs à mode de galerie, de taille variable, en configuration Add/Drop, avec des guides SOI, ont été insérés en cavité laser fibrée (Illustration Figure 2). Des premières

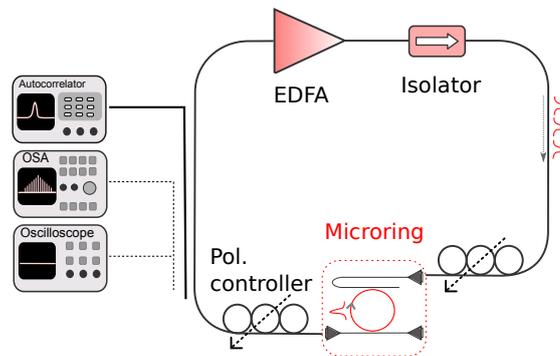


FIGURE 2 : Architecture du laser à fibre incorporant une puce SOI avec résonateur à mode de galerie en configuration Add/Drop

dynamiques laser impulsionnelles ont pu être observées dans une telle configuration. Les caractéristiques temporelles et spectrales du régime impulsionnel ainsi que sa stabilité sont actuellement à l'étude (figure 3).

CONCLUSION

Nous avons intégré des composants photoniques en silicium sur isolant à des lasers à fibre et mis en évidence l'existence de régimes lasers impulsionnel. Pour appréhender la dynamique non linéaire de

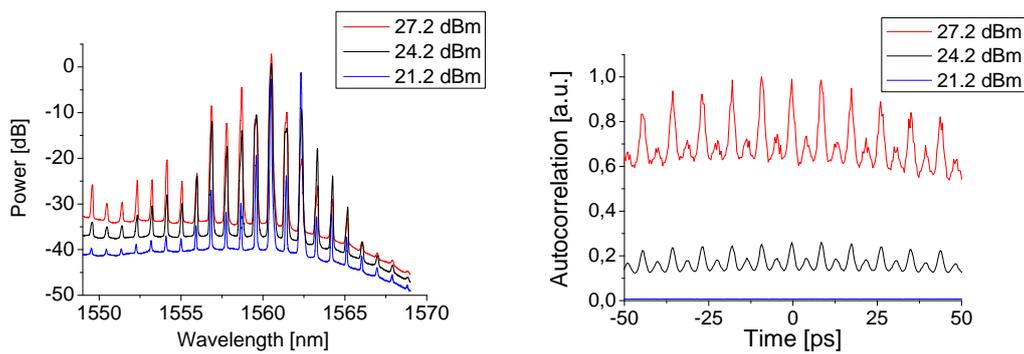


FIGURE 3 : Spectres (à gauche) et traces d'autocorrelation (à droite) mesurés pour différentes puissances en sortie de l'amplificateur.

ce nouveau type de laser, nous avons mis en place des outils de caractérisation de la propagation non linéaire permettant de quantifier les non linéarités optiques mises en jeu. Nous avons ensuite mis en place une méthode de simulation numérique de la propagation non linéaire incorporant les différents effets optiques et électroniques intrinsèques au silicium. Enfin, nous avons développé un microscope en champ proche optique permettant de visualiser la dynamique laser au sein des composants intégrés. Le champ de recherche mis en perspective par ce travail devrait permettre de l'étude de nouvelles dynamique non linéaires en vue d'aboutir à la conception d'une nouvelle génération de lasers impulsionsnels fibrés dont la dynamique est imposée par des composants micro et nanostructurés.

RÉFÉRENCES

- [1] K. Gürs and R. Müller, "Breitband-modulation durch steuerung der emission eines optischen masers (auskoppelmodulation)," *Physics Letters*, vol. 5, no. 3, pp. 179–181, 1963.
- [2] H. Statez and C. Tang, "Zeeman effect and nonlinear interactions between oscillating laser modes," *Quantum Electronics III (Columbia University Press, New York 1964)*, 1964.
- [3] U. Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers," *Nature*, vol. 424, no. 6950, pp. 831–838, 2003.
- [4] E. Yoshida and M. Nakazawa, "Low-threshold 115-ghz continuous-wave modulational-instability erbium-doped fiber laser," *Optics letters*, vol. 22, no. 18, pp. 1409–1411, 1997.
- [5] M. Peccianti, A. Pasquazi, Y. Park, B. Little, S. T. Chu, D. Moss, and R. Morandotti, "Demonstration of a stable ultrafast laser based on a nonlinear microcavity," *Nature communications*, vol. 3, p. 765, 2012.
- [6] J. Leuthold, C. Koos, and W. Freude, "Nonlinear silicon photonics," *Nature Photonics*, vol. 4, no. 8, pp. 535–544, 2010.
- [7] Q. Lin, O. J. Painter, and G. P. Agrawal, "Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides : modeling and applications," *Optics Express*, vol. 15, no. 25, pp. 16 604–16 644, 2007.
- [8] V. R. Almeida, C. A. Barrios, R. R. Panepucci, and M. Lipson, "All-optical control of light on a silicon chip," *Nature*, vol. 431, no. 7012, pp. 1081–1084, 2004.
- [9] A. C. Turner-Foster, M. A. Foster, J. S. Levy, C. B. Poitras, R. Salem, A. L. Gaeta, and M. Lipson, "Ultra-short free-carrier lifetime in low-loss silicon nanowaveguides," *Optics express*, vol. 18, no. 4, pp. 3582–3591, 2010.

Ridge électro-optique LiNbO₃ réalisé par scie circulaire de précision

Alexis Caspar¹, Gwenn Ulliac¹, Miguel Angel Suarez¹, Markus Häyrynen², Matthieu Roussey², Venancio Calero, Wentao Qiu, Markku Kuittinen², Maria-Pilar Bernal, and Nadège Courjal¹

¹ Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France

² Institute of Photonics, University of Eastern Finland, Yliopistokatu 7, 80101 Joensuu, Finland

alexis.caspar@femto-st.fr

Nous proposons une technique innovante pour déposer des électrodes sur le flanc de guides ridges électro-optiques LiNbO₃ à très haut facteur de forme.

MOTS-CLEFS : *électro-optique ; LiNbO₃ ; ALD.*

1. INTRODUCTION

Le développement de guides d'ondes électro-optiques (EO) à faible tension de commande représente un défi stimulant pour la production de fonctionnalités avancées dans des circuits photoniques compacts. Le niobate de lithium (LiNbO₃) apparaît comme un excellent candidat pour ces réalisations, en raison de son fort coefficient électro-optique $r_{33}=30.8$ pm/V @1550 nm. Mais les guides standard LiNbO₃ sont faits par diffusion titane ou échange protonique : ils présentent un faible contraste d'indice qui mène à des recouvrements électro-optiques faibles (~40 %). En conséquence des longueurs actives supérieures au centimètre sont nécessaires pour que les tensions de commande soient inférieures à 10 V. Au contraire, les guides optiques ridge LiNbO₃ ont suscité beaucoup d'intérêt en raison de leur capacité à confiner la lumière guidée et ainsi améliorer les recouvrements EO et nonlinéaires [1,2]. Les hauts facteurs de forme correspondant à des profondeurs de ridge supérieures à 10 μm sont recherchés pour assurer faible tension de commande et reproductibilité des performances optiques, mais le dépôt des électrodes est alors difficile à réaliser. Ici, nous montrons comment déposer une couche « tampon » (buffer layer en anglais) uniforme de diélectrique sur la longueur et hauteur des arêtes par Atomic Layer Deposition : (ALD) [3]. Une technique de lift-off innovante est également proposée, afin d'obtenir des électrodes bien définies de part et d'autre des guides ridges. Les premiers résultats électro-optiques sont présentés ici.

2. STRUCTURE B_RIDGE

Le guide ridge électro-optique est présenté figure 1. Il est réalisé par structuration d'un wafer de LiNbO₃ à la scie circulaire de précision où préalablement un dépôt de titane est diffusé à haute température (10h à 1030°C). La fabrication du guide optique par la scie circulaire demande deux passages parallèles de lame dans le guide planaire diffusé titane pour réaliser un ridge. Lors de la découpe la lame descend directement dans la matière. Ainsi le rayon de la lame crée une zone d'adaptation (taper) du mode optique entre une fibre et le guide. Le mode optique guidé passe d'une zone où la lumière est confinée (le ridge) à une zone où la lumière est plus faiblement confinée (extrémité du guide, en contact avec la fibre), grâce à une diminution progressive de la profondeur du ridge : c'est le taper représenté en figure 1. La capacité du taper à agir comme un convertisseur de mode est illustrée en figure 2, où l'on visualise le mode optique en sortie de guide, pour différentes longueur de taper, la position 0 μm (à gauche) correspondant à l'extrémité du taper avant qu'il ne soit coupé, et la position 350 μm (à droite) correspondant à l'extrémité du ridge : tout le taper a été enlevé. Cette transition est indispensable pour assurer un bon recouvrement de mode entre ridge et fibre optique et permettre ainsi de faibles pertes d'insertions (< 2.8 dB mesurés expérimentalement). Notons que le procédé utilisé est un procédé spécifique de « découpe-polissage » [4] où la lame découpe et polit simultanément les flancs des ridge, permettant de réaliser des structures avec un état de surface de rugosité inférieure à 10 nm RMS.

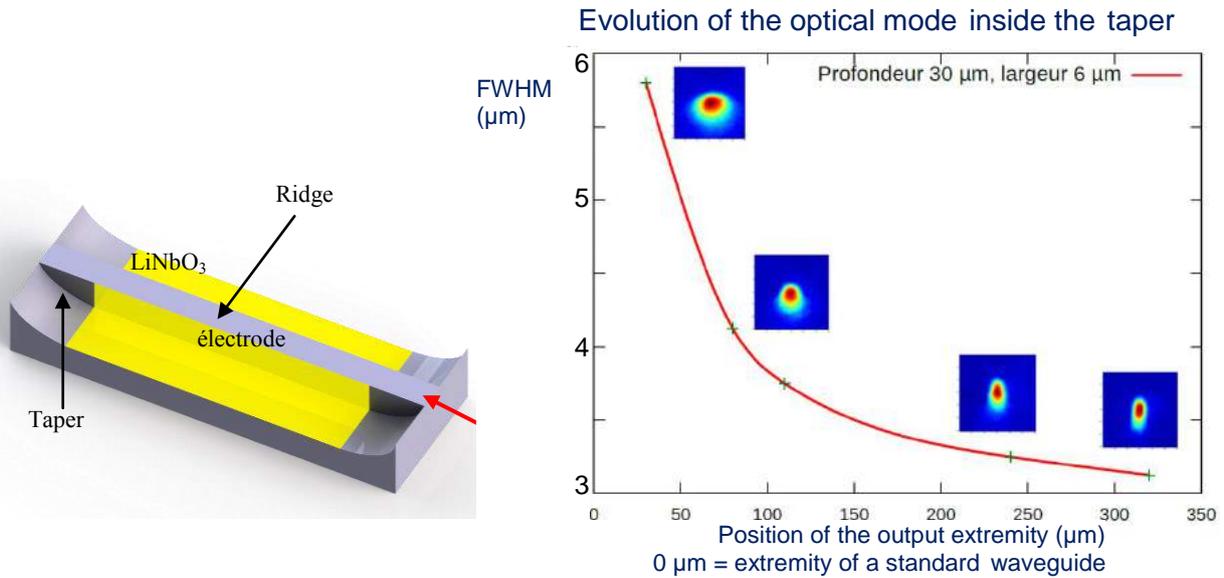


Fig. 1 : (a) Représentation schématique d'un guide B_ridge, c'est-à-dire d'un guide avec taper. (b) Evolution du mode optique dans le taper. Les images correspondent à la visualisation en sortie de caméra infrarouge.

Des électrodes sont placées sur les flancs des ridges afin de pouvoir moduler l'indice de réfraction du matériau : leur dépôt est réalisé en deux étapes. Une première consiste à déposer une couche tampon diélectrique sur toute la hauteur du guide : celle-ci est utilisée pour isoler le mode optique guidé de l'électrode en métal. Le challenge est de faire un dépôt uniforme le long des flancs, alors que ceux-ci ont une hauteur de plus de 10 μm. Nous proposons de résoudre ce défi grâce à une technique de dépôt conforme : l'ALD ou Atomic Layer Deposition. Nous avons choisi de déposer de l'alumine (indice = 1.6) avec une épaisseur de 100 nm. L'électrode est ensuite déposée par pulvérisation cathodique avec un angle privilégié sur chaque flanc du ridge. Dans cette configuration on se retrouve avec une électrode continue entre chaque flanc de ridge : il y a donc un court-circuit. La liaison métallique entre les deux flancs est éliminée à la scie circulaire : c'est ce qui est représenté en figure 2 a) et b). La lame est approchée en surface et vient l'usiner sans détériorer la structure. Au préalable avant la structuration des guides sur le wafer nous avons déposé 5 μm de résine afin de ne pas détériorer le guide lors du lift-off à la scie circulaire. La figure 2c) montre le résultat final, visualisé au microscope à balayage électronique, où l'on voit des électrodes bien définies jusque sur le haut du ridge, ce qui n'avait jamais été obtenu auparavant. En effet, les techniques de lift-off classiques mènent à l'arrachement du métal lors du lift off, ce qui détériore les électrodes. Ce verrou est désormais levé.

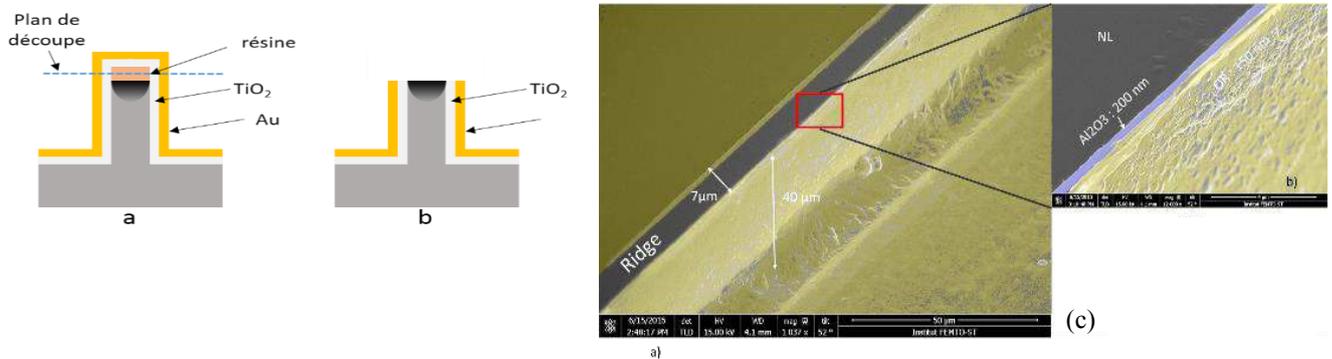


Fig. 2 : Illustration du lift-off par scie circulaire, (a) avant découpe, (b) après découpe, Et l'image SEM d'un guide B_ridge avec agrandissement (c)

3. RESULTATS

Les pertes en propagation ont été mesurées avant et après dépôt des électrodes, en exploitant l'effet Fabry-Perot entre entrée et sortie de guide. Ces pertes sont inchangées par le dépôt et sont évaluées ici à 1.1 dB/cm. Cette valeur peut être optimisée [4] par une meilleure calibration de la diffusion. L'effet électro-optique est alors évalué par deux techniques complémentaires. La première est classique et consiste à faire varier la tension appliquée et à mesurer la puissance optique de sortie à l'aide d'un photodétecteur. Pour distinguer les contributions des deux polarisations, on envoie à l'entrée une polarisation (TE ou TM) et on exploite la modulation due à l'effet Fabry-Perot entre les faces d'entrée et sortie. Les résultats sont indiqués en figure 3b pour la polarisation TE et une longueur active de 3 mm : on obtient une figure de mérite $V_{\pi} \cdot L = 7.1 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ alors que cette figure de mérite est deux fois plus grande pour un guide standard réalisé dans les mêmes conditions. Nous avons également mis en œuvre une mesure directe de l'effet électro-optique, en relevant l'indice de groupe à partir de l'intervalle spectral libre ISL_{λ} du spectre de transmission : $n_g = \frac{\lambda^2}{2 \cdot ISL_{\lambda} \cdot L}$ où L est la longueur du ridge et λ la longueur d'onde. Les résultats sont indiqués en figure 3a) : l'indice de groupe montre une sensibilité à la tension de $\frac{dn_g}{dV} = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ RIU/V}$. Ces résultats montrent que l'indice de groupe est plus sensible à l'effet électro-optique que l'indice de phase : l'effet mesuré par cette méthode est dix fois plus grand que pour un guide classique LiNbO_3 . Ces résultats pourront être exploités pour optimiser l'effet EO dans les structures.

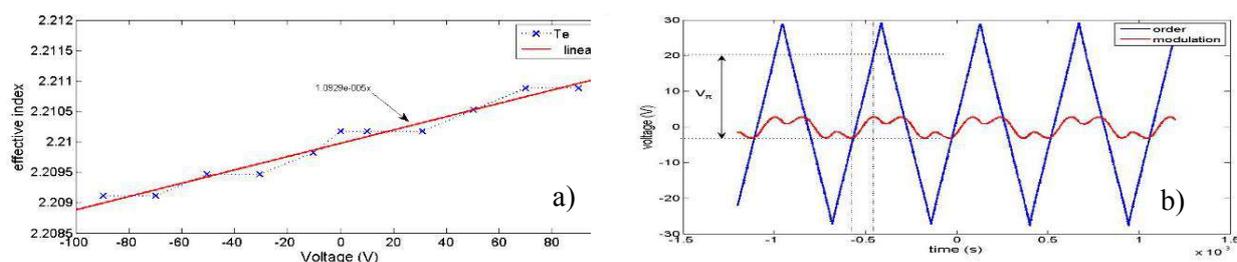


Fig. 3 : (a) Indice de groupe efficace en fonction de la tension appliquée pour un guide ridge, polarisation TE, b) Figure de modulation pour un guide ridge en polarisation TE, longueur active = 3 mm

4. CONCLUSION

Dans ce papier, nous avons montré l'intérêt de réaliser des guides à haut facteur de forme sur LiNbO_3 . Le challenge de pouvoir déposer des électrodes de part et d'autre du guide est désormais accompli et ouvre d'autres champs d'application que le modulateur de phase. Nous montrerons notamment comment créer un résonateurs EO en intégrant un réseau de Bragg dans les ridges.

RÉFÉRENCES

- [1] I. P. Kaminow, V. Ramaswamy, R. V. Schmidt, and E. H. Turner, "Lithium niobate ridge waveguide modulator", *Apl. Phys. Lett.* **24**, 622 (1974)
- [2] R. Kou, S. Kurimura, K. Kikuchi, A. Terasaki, H. Nakajima, K. Kondou, J. Ichikawa, *High-gain, wide-dynamic-range parametric interaction in Mg-doped LiNbO₃ quasi-phase-matched adhered ridge waveguide*, *Optics express*, **19**(12), 11867-11872 (2011).
- [3] M. Häyrynen, M. Roussey, A. Säynätjoki, M. Kuittinen, and S. Honkanen, "Titanium dioxide slot waveguides for visible wavelengths," *Appl. Opt.* **54**, 2653-2657 (2015).
- [4] N. Courjal, F. Devaux, A. Gerthoffer, C. Guyot, F. Henrot, et al, "Low-loss LiNbO_3 tapered-ridge waveguides made by optical-grade dicing," *Opt. Express* **23**, 13983-13990 (2015)

SELECTION MODALE PAR RESEAU DE BRAGG DANS UN AMPLIFICATEUR A FIBRE MULTIMODE DOPEE ND³⁺

B. Leconte¹, B. Cadier², H. Gilles¹, T. Robin² et M. Laroche¹

¹ Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), ENSICAEN, CNRS
6, Boulevard du Maréchal Juin F-14050 Caen Cedex 4

² IXFIBER, rue Paul Sabatier, 22300 Lannion, France

baptiste.leconte@ensicaen.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons un amplificateur à fibre dopée Nd³⁺ basé sur un schéma double passage permettant de sélectionner un mode guidé unique et, simultanément, d'améliorer le rendement de conversion laser à 910 nm en réduisant l'émission parasite autour de 1060 nm. L'utilisation d'un réseau de Bragg sur fibre à cœur multimode autorise la réflexion et l'amplification d'un mode guidé unique en ajustant la longueur d'onde du signal incident. En sélectionnant le mode fondamental, nous montrons qu'il est possible de réduire la valeur du paramètre M² du faisceau amplifié à ~1.06 pour une fibre de fréquence normalisée V = 5.

MOTS-CLEFS : *Laser à fibre, Néodyme, multimode, sélection modale.*

INTRODUCTION

Le développement de sources laser à fibre de forte puissance a rapidement mené à l'utilisation de fibres dopées à cœur large afin d'augmenter le seuil de dommage et de réduire les effets non-linéaires qui, bien souvent, dégradent les caractéristiques spectrales ou temporelles de l'émission laser. L'augmentation du diamètre de cœur implique cependant l'apparition de modes guidés d'ordre supérieur et il devient par conséquent difficile de maintenir une qualité spatiale de faisceau proche de la limite par diffraction. Plusieurs approches ont été explorées afin de limiter l'apparition des modes d'ordre supérieur dans un amplificateur ou un laser utilisant une fibre dopée à cœur large. Elles consistent par exemple à appliquer des pertes locales ou distribuées sur les modes d'ordre supérieur (par courbure, par tapering...) ou à effectuer un filtrage modal par le gain [1]. Une propagation monomode ou quasi-monomode a également été démontrée dans des fibres spéciales caractérisées par une structure ou un profil d'indice permettant d'introduire une fuite pour les modes d'ordre supérieur [2-3]. Une méthode plus simple consiste à utiliser une fibre dopée à cœur large standard et, comme filtre modal sélectif, un réseau de Bragg multimode qui est intrinsèquement caractérisé par un spectre de réflexion dépendant du mode de propagation. Un fonctionnement monomode a ainsi été démontré dans un laser à fibre multimode dopée Thulium [4].

Dans cette communication, nous démontrons la possibilité d'adapter ce concept à un amplificateur double passage à fibre dopée Nd³⁺. Ce schéma est, de plus, particulièrement adapté à un amplificateur autour de 900 nm basé sur une fibre double-gaine dopée néodyme. L'efficacité de conversion laser à 900 nm de ce type de fibre repose en effet sur un rapport des surfaces cœur/gaine qui doit être suffisamment élevé afin d'atteindre une forte inversion de population et d'éviter une émission non désirée autour de 1060 nm [5]. Un cœur multimode de diamètre supérieur à 15 μm est requis afin d'autoriser des rendements laser supérieurs à 50 % à une longueur d'onde proche de 910 nm. Néanmoins, en configuration d'amplificateur, la faible saturation du gain dans la première partie de la fibre dopée ne permet plus d'éliminer l'émission à 1060 nm pour de fortes puissances de pompage. Nous montrons ici que dans le cas d'une configuration double-passage une puissance d'entrée de seulement 40 mW est suffisante pour saturer le gain de l'amplificateur à 910 nm.

PRINCIPE DU FILTRAGE MODAL PAR RESEAU DE BRAGG

Le nombre de modes supportés par une fibre optique multimode dépend entièrement du profil d'indice, c'est-à-dire de la variation d'indice de réfraction dans le cœur et la gaine ainsi que du diamètre de cœur. Chacun de ces modes guidés est caractérisé par un indice de réfraction effectif n_{eff} qui, si l'on considère le cas simple de la fibre à saut d'indice, est inférieur à l'indice de cœur. Généralement, les modes d'ordres élevés ont une extension spatiale plus importante dans la gaine et par conséquent possèdent un indice effectif inférieur à celui du mode fondamental. Par conséquent, un réseau de Bragg photo-inscrit dans une fibre multimode est caractérisé par une longueur d'onde Bragg λ_{FBG} dépendant du pas Λ du réseau et de l'indice effectif du mode considéré: $\lambda_{\text{FBG}} = 2 \cdot n_{\text{eff}} \cdot \Lambda$. Ainsi, une longueur d'onde de Bragg est associée à chaque mode guidé. En supposant que la largeur spectrale du réseau de Bragg est suffisamment étroite pour séparer les longueurs d'onde des différents modes guidés, il devient alors possible de favoriser la réflexion d'un seul mode guidé en ajustant la longueur d'onde du signal incident.

Le réseau de Bragg utilisé pour nos expériences possède une structure double gaine avec un diamètre de cœur de 18 μm et un diamètre de gaine de 80 μm . La largeur du pic de réflexion pour le mode fondamental a été estimée à ~ 0.2 nm (FWHM) tandis que sa réflectivité est proche de 90% à 910 nm. Afin de vérifier la capacité de ce réseau à filtrer les différents modes guidés, nous avons mesuré les longueurs d'onde réfléchies pour l'ensemble des modes supportés par la fibre. Pour cela, nous avons utilisé comme source à large spectre l'émission spontanée amplifiée émise par une fibre dopée Nd^{3+} possédant une géométrie identique à celle du réseau de Bragg et pompée dans la gaine à 808 nm. Le spectre de la source après transmission dans le réseau de Bragg est représenté sur la Fig. 1a. A partir de ce spectre, il est possible d'identifier trois pics distincts, correspondant au mode fondamental LP_{01} (909.95 nm) et aux deux premiers modes guidés LP_{11} et LP_{21} (909.62 nm et 909.19 nm). Un quatrième mode, très proche du troisième mode guidé, semble également être présent (909.11 nm).

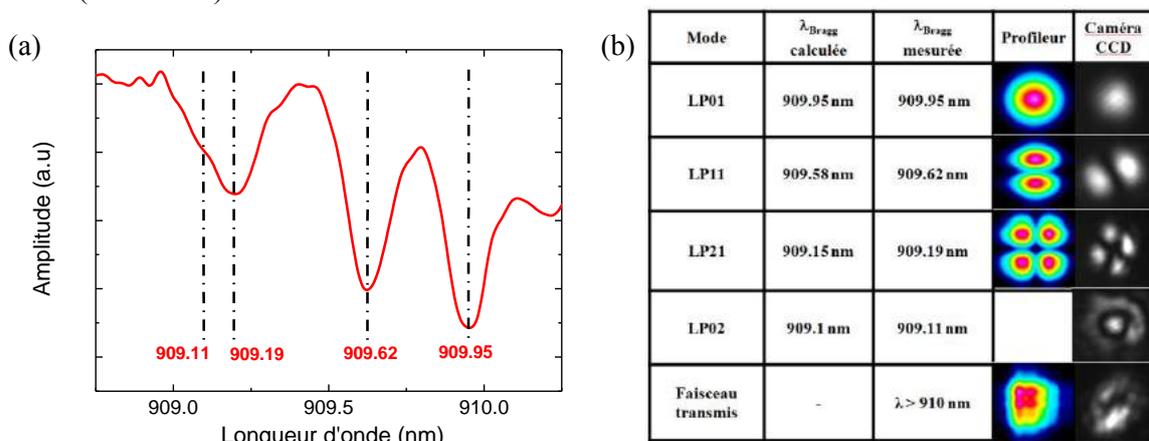


Fig. 1 : (a) Spectre en transmission du réseau de Bragg multimode, (b) Longueurs d'onde de Bragg et profils spatiaux associés aux modes guidés réfléchis ou transmis par le réseau multimode.

Le calcul des modes guidés supportés par la fibre a été réalisé à partir du profil d'indice mesuré et nous a permis de confirmer l'existence de 4 modes guidés : LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} . De plus, les longueurs d'ondes de Bragg obtenues à partir des indices effectifs calculés sont très proches des valeurs expérimentales (Fig. 1b).

SCHEMA EXPERIMENTAL DE L'AMPLIFICATEUR A FIBRE DOPEE Nd^{3+}

La structure de l'amplificateur double-passage à 910 nm est représentée sur la figure 2. Le signal est émis par une diode laser en cavité externe, accordable autour de 910 nm par rotation d'un réseau de diffraction en configuration Littrow. Le signal injecté et amplifié dans la fibre dopée Nd^{3+} est au retour séparé par la polarisation par l'intermédiaire d'une lame de phase $\lambda/4$ et d'un polariseur de

Glan-Taylor. L'ajout d'une lame de phase $\lambda/2$ permet de rectifier plus facilement la polarisation après un aller-retour dans la partie fibrée. D'autre part, l'amplificateur peut également fonctionner en configuration simple-passage si la diode laser est accordée à une longueur d'onde ne correspondant pas à une des longueurs d'onde de Bragg.

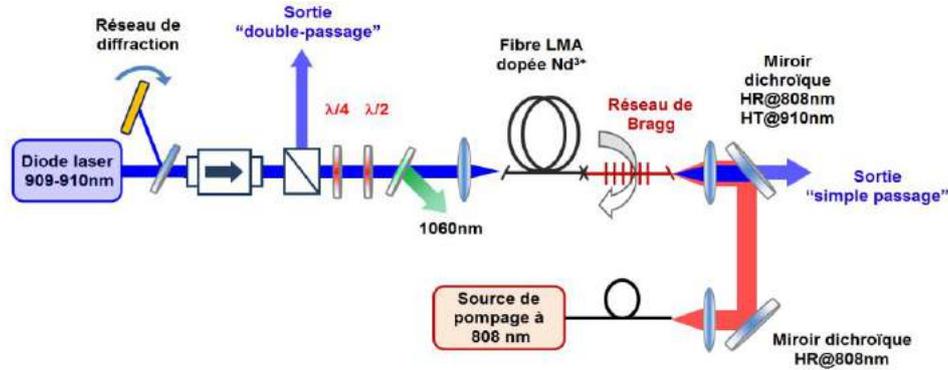


Fig. 2 : Schéma expérimental de l'amplificateur double-passage

RESULTATS

Dans un premier temps, l'efficacité du filtrage modal par le réseau Bragg seul a été vérifiée en utilisant le montage de la figure 2 et en retirant la fibre dopée. Les modes réfléchis ont été imagés par une caméra CCD et également reconstruits par un profileur de faisceau à lame. D'après les résultats de la figure 1b, nous pouvons donc en conclure qu'il est possible de réfléchir sélectivement l'un des 4 modes guidés en ajustant la longueur d'onde de la diode laser signal. A noter que le paramètre M^2 du faisceau multimode transmis ($\lambda \neq \lambda_{\text{Bragg}}$) est compris entre 2 et 3 selon les réglages d'injection dans le cœur de la fibre. Le faisceau réfléchi à la longueur d'onde de Bragg du mode LP_{01} présente quant à lui un paramètre M^2 égal à 1.05, ce qui confirme l'efficacité du filtrage modal par le réseau de Bragg. En régime d'amplification double-passage dans la fibre dopée Nd^{3+} , en sélectionnant le mode LP_{01} , une puissance de sortie de 2.2 W a été obtenue à 910 nm (contre 1.5 W en simple passage) pour une puissance signal relativement faible de 40 mW et une puissance de pompage de 13 W. Le paramètre M^2 , égal à 1.06, confirme l'amplification sélective du mode LP_{01} . Dans cette configuration, une puissance de 650 mW est cependant transmise à travers le réseau de Bragg et correspond aux modes d'ordres supérieurs amplifiés en simple passage. En sélectionnant les modes LP_{11} et LP_{21} , des puissances amplifiées respectivement égales à 1.5 W et 1.1 W ont été mesurées, ce qui semble indiquer une efficacité moindre pour les modes d'ordre élevé.

CONCLUSION

Nous avons démontré le principe de sélection modale par réseau de Bragg dans un amplificateur double-passage à fibre LMA. Cette méthode permet de conserver un faisceau limité par diffraction après amplification dans une fibre dopée supportant plusieurs modes guidés. Le rendement de conversion laser, proche de 17 % par rapport à la puissance de pompage injectée, pourrait être amélioré en optimisant la longueur de la fibre dopée et en utilisant des composants fibrés à maintien de polarisation.

RÉFÉRENCES

- [1] J. R. Marciante, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **15**, 30-36 (2009).
- [2] D. Jain, C. Baskiotis, T. C. May-Smith, J. Kim and J. K. Sahu, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **20**, 242-250 (2014).
- [3] W. S. Wong, X. Peng, J. M. McLaughlin, and L. Dong, Opt. Lett. **30**, 2855-2857 (2005).
- [4] J. M. O. Daniel, J. S. P. Chan, J. W. Kim, J. K. Sahu, M. Ibsen, and W. A. Clarkson, Opt. Express **19**, 12434-12439 (2011).
- [5] M. Laroche, B. Cadier, H. Gilles, S. Girard, L. Lablonde, and T. Robin, Opt. Lett. **38**, 3065-3067 (2013).

CARACTERISATION EN BRUIT D'UN AMPLIFICATEUR BRILLOUIN LARGE BANDE

Wei Wei^{1,3}, Schadrac Fresnel², Mohamed Omar Sahn², Stéphane Trebaol², Lilin Yi³,
Yves Jaouën¹, Pascal Besnard²

¹ LTCI, CNRS, Télécom ParisTech, Université Paris Saclay, 75013 Paris, France

² CNRS FOTON, UMR 6082, ENSSAT, Université de Rennes 1, 22305 Lannion, France

³ State Key Lab of Advanced Optical Communication Systems and Networks, Shanghai Jiao Tong University, 200240 Shanghai, China

wei.wei@telecom-paristech.fr

ABSTRACT

La diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique a été proposée pour jouer le rôle d'un filtre optique actif avec une bande passante allant de 50 MHz à quelques GHz. Cette contribution porte sur la caractérisation d'un amplificateur à profil rectangulaire en termes de bruit d'intensité et de bruit de fréquence. Le niveau du bruit d'intensité est augmenté avec la bande passante de la pompe. Le bruit de fréquence peut être réduit pour les fréquences inférieures à 1 kHz et au-dessus de la bande passante de la pompe.

KEY WORDS: *filtre optique rectangulaire; amplification Brillouin large bande; bruit d'intensité; bruit de fréquence.*

1. INTRODUCTION

La diffusion Brillouin stimulée (SBS) est un effet non-linéaire très significatif dans les fibres optiques. Ce phénomène limite la puissance injectée pour les transmissions optiques. Il présente également de grandes potentialités pour l'amplification à bande étroite, la mesure répartie (température, déformation) et le traitement optique du signal [1]. Nous avons récemment démontré la réalisation d'un filtre optique à profil rectangulaire [2]. La faisabilité d'un multiplexeur optique à insertion-extraction reconfigurable (ROADM) avec une résolution spectrale de ~2 GHz a été démontrée [3]. Cependant, les phénomènes d'amplification et d'absorption Brillouin induisent une émission Brillouin spontanée qui limite les performances du ROADM. Les rapports signal à bruit obtenus montrent une dépendance avec la puissance et la bande passante de la pompe [4]. Nous avons proposé une architecture multi-étage afin de minimiser le niveau de bruit en sortie.

Cette contribution porte sur la mesure du bruit d'intensité et du bruit de fréquence d'un amplificateur Brillouin pour différentes largeurs de bande de gain au moyen de bancs de mesure calibrés [5]. Deux méthodes d'élargissement de la pompe différentes ont été investiguées: « peigne de fréquences » et « balayage de fréquence » [4]. Les résultats obtenus indiquent une augmentation similaire du bruit d'intensité en fonction de la bande passante de gain. Le bruit de fréquence peut être réduit pour les fréquences inférieures à 1 kHz et au-dessus de la bande passante de la pompe.

2. PRINCIPE

Le profil de gain de Brillouin dans une fibre optique est une lorentzienne de largeur à mi-hauteur de l'ordre de 25 à 30 MHz. La bande de gain peut être augmentée par élargissement du spectre de la pompe. Un profil de gain rectangulaire peut être obtenu avec l'utilisation d'un modulateur externe dont le signal électrique de contrôle est obtenu par un générateur de forme d'onde arbitraire (AWG). Dans le mode « peigne de fréquences », l'espacement entre les fréquences est inférieur à la largeur de gain Brillouin, dans le mode « balayage de fréquence » le signal est une sinusoïde avec un balayage de fréquence linéaire. Le profil du filtre est la convolution de la lorentzienne du gain Brillouin avec le spectre de la pompe.

Le montage expérimental est présenté sur la Figure 1a. Par souci de simplification, une même source laser est utilisée à la fois pour la pompe et la sonde. Dans la branche supérieure, un

modulateur I&Q permet le transfert direct du signal électrique généré par l'AWG dans le domaine optique. La valeur du gain Brillouin est ajustée par la puissance de la pompe dont le niveau est fixé par un amplificateur optique (EDFA). L'onde sonde, fournie par un analyseur de réseaux électrique (EVNA) couplé à un modulateur d'intensité (MZM), permet de couvrir la région qui présente du gain Brillouin. Un filtre optique permet de rejeter la bande latérale proche la pompe. Le signal électrique de l'AWG peut être ajustée par rétroaction en fonction du gain Brillouin mesuré. Un profil quasi-rectangulaire du filtre avec une ondulation résiduelle < 1 dB peut être obtenu en quelques itérations. La bande passante du filtre peut être facilement ajustée de ~50 MHz à 3 GHz comme le montre la Figure 1b.

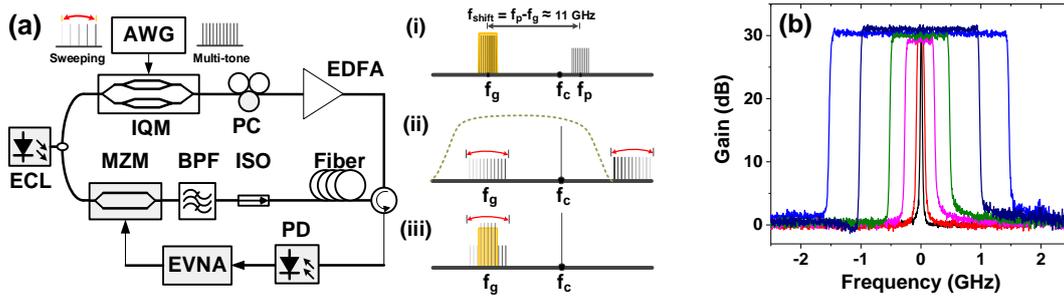


Fig. 1: Réalisation d'un filtre Brillouin rectangulaire. (a) Montage expérimental. Insert (i) fréquence pompe f_p , gain SBS autour de f_g et fréquence laser f_c , (ii) signal sonde, (iii) signal sonde amplifié. (b) profils de gain obtenus avec le signal électrique en mode "balayage de fréquence".

3. MESURE DU BRUIT D'INTENSITE

Le principe de la mesure du bruit d'intensité est présenté sur la Figure 2. L'onde signal est un laser à cavité externe de ~150 kHz. L'onde pompe est générée à partir d'un laser DFB à fibre de ~30 kHz. L'amplification Brillouin est obtenue par propagation dans une fibre à dispersion décalée (DSF) de ~17 km. Le niveau du signal en entrée est de -20 dBm. Un gain ~30 dB pour une pompe monochromatique, et des pompes de largeur spectrale 160 MHz et 360 MHz requièrent respectivement des niveaux de puissance de 10 dBm, 15 dBm et 19 dBm. Le signal reçu est détecté au moyen d'un photo-détecteur faible bruit. Les spectres de bruit d'intensité ont été obtenus par des bancs de mesure différentes pour les plages 10 Hz – 10 MHz et 10 MHz - 1 GHz [5]. Le bruit d'intensité impose un étalonnage très précis pour s'affranchir des autres composantes de bruit.

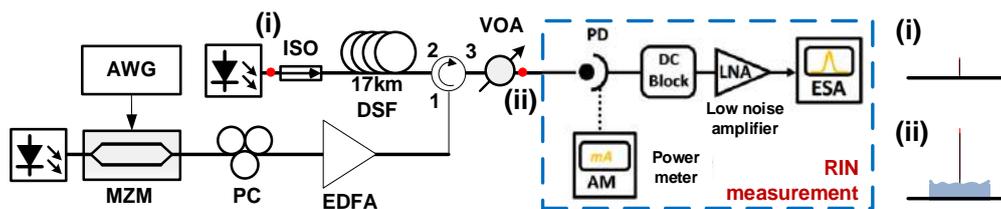


Fig. 2: Schéma expérimental pour la mesure du bruit d'intensité.

Insert: représentation schématique du bruit d'intensité (i) avant et (ii) après amplification.

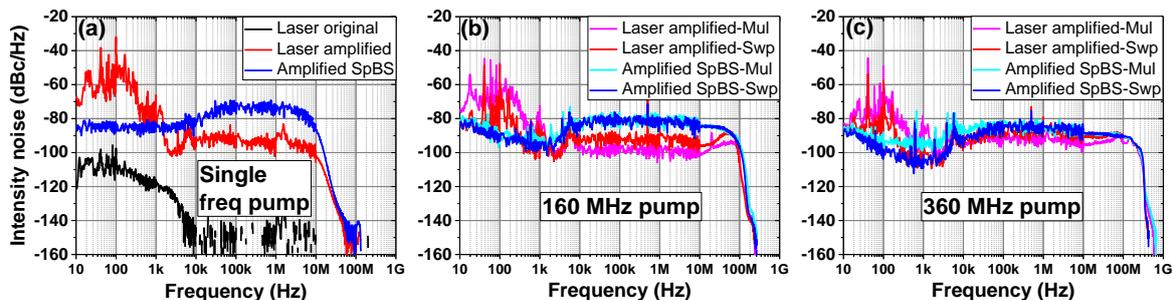


Fig. 3: Mesure du bruit d'intensité pour une pompe : (a) mono-fréquence, (b) 160MHz, (c) 360MHz.

Les mesures sont présentées sur la Figure 3. Le bruit d'intensité provient de la diffusion spontanée Brillouin (SpBS) amplifiée, ainsi que du transfert à basse fréquence du bruit d'intensité de la pompe [6]. Le bruit d'intensité du signal après amplification Brillouin est considérablement augmenté comme le montre la Figure 3a. La fréquence de coupure haute du spectre de bruit est équivalente à la moitié à celle de la pompe en raison de la modulation à double bande latérale. Lorsque la pompe amplifie simultanément le signal et le SpBS, le niveau du SpBS amplifié est diminué en raison de la déplétion de la pompe. On note également une réduction du niveau du SpBS amplifié avec l'élargissement du spectre de la pompe. A noter que pour les fréquences inférieures à ~ 1 kHz, le mode « balayage de fréquence » (Swp) de la pompe induit un bruit légèrement plus faible que le mode « peigne de fréquences » (Mul).

4. MESURE DU BRUIT DE FREQUENCE

Nous avons mesuré le bruit de fréquence avec un discriminateur de fréquence combiné à une détection auto-hétérodyne comme le montre la figure 4 [7]. L'introduction d'un tronçon $L_d \sim 0,5$ m de fibre dans une branche induit un retard temporel inférieur à la longueur de cohérence L_c du signal. Un modulateur acousto-optique (AOM) est utilisé pour créer une copie du terme d'interférence autour d'une fréquence suffisamment élevée pour s'affranchir des bruits à basse fréquence. La figure 5 présente les mesures obtenues. Le bruit de fréquence est amplifié au-dessus de ~ 1 kHz. Au-dessus de la bande passante de la pompe, il est plus faible que le niveau du laser d'origine.

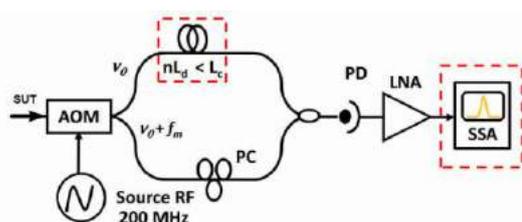


Fig. 4: Banc de mesure du bruit de fréquence

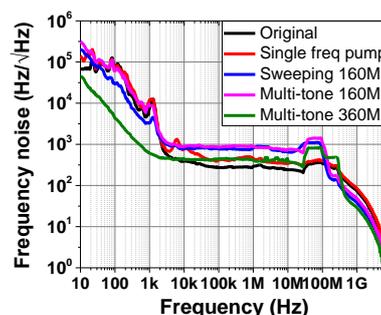


Fig. 5 Mesure du bruit de fréquence

5. CONCLUSION

Nous avons mesuré les bruits d'intensité et de fréquence d'une source laser incluant un amplificateur Brillouin large bande. Les niveaux de bruit sont augmentés dans la bande passante de modulation de la pompe pour des fréquences > 1 kHz. Ces résultats sont instructifs pour concevoir des architectures d'amplification Brillouin large bande en vue d'applications systèmes à faible bruit.

REFERENCES

- [1] A. Kobayakov, M. Sauer, D. Chowdhury, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," *Adv. Opt. Photonics*, vol 2, pp. 1-59, 2010.
- [2] W. Wei, L. Yi, Y. Jaouën, et al., "Bandwidth-tunable narrowband rectangular optical filter based on stimulated Brillouin scattering in optical fiber," *Opt. Express*, vol.22, pp. 23249-23260, 2014.
- [3] W. Wei, L. Yi, Y. Jaouën, et al., "Ultra-selective flexible add and drop multiplexer using rectangular optical filters based on stimulated Brillouin scattering," *Opt. Express*, vol. 23, pp. 19010-19021, 2015.
- [4] L. Yi, W. Wei, Y. Jaouën, et al., "Polarization-independent rectangular microwave photonic filter based on stimulated Brillouin scattering," *J. Lightwave Technol.*, vol. 34, pp. 669-675, 2016.
- [5] J. Poëtte, P. Besnard, L. Bramerie, et al., "Highly sensitive measurement technique of relative intensity noise and laser characterization" *Fluctuations and Noise Letters* vol. 8, pp. 81-86, 2008.
- [6] Z. Junhe, C. Jianping, Y. Jaouën, et al., "A New Frequency Model for Pump-to-Signal RIN Transfer in Brillouin Fiber Amplifiers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, pp. 978-980, 2007.
- [7] K. Tow, Y. Léguillon, S. Fresnel, et al., "Towards more coherent laser sources by using a simple and compact Brillouin laser made of microstructured chalcogenide fiber" *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 25, pp. 238-241, 2013.

SEED LASER DIODE IN PULSED OPERATION: LIMITATIONS AND RELIABILITY INVESTIGATIONS

Germain Le Galès^{1,2}, Giulia Marcello³, Simon Joly¹, Guillaume Pedroza², Adèle Morisset², François Laruelle⁴, Laurent Béchou¹

¹ Laboratoire IMS, Université de Bordeaux, CNRS UMR 5218, 33405 Talence Cedex, France

² Centre Technologique Optique & Lasers ALPhANOV, 33400 Talence, France

³ DIEE - Università di Cagliari, 09126 Cagliari

⁴ 3SP Technologies, 91625 Nozay Cedex, France

germain.legales@alphanov.com

SUMMARY

New phenomena are observed in the optical response of InGaAs/AlGaAs 1060nm Laser Diodes (LDs) and Laser Diode Modules (LDMs) driven under high peak current condition: two segments of parasitic oscillations appear in the optical response of every tested LD and LDM, when increasing the current above two respective thresholds. We designed a test bench devoted to the near-field and time-spectral analysis of LD optical responses under such conditions. A correlation was found between the presence of the first segment of oscillations on the optical response, a widening of the near-field profile and a temporal broadening of the LD spectrum.

KEYWORDS: *Laser Diode, Optical Oscillations.*

1. INTRODUCTION

Lifetime and reliability estimation of Laser Diodes (LDs) and Laser Diode Modules (LDMs) used under CW conditions have been extensively studied by many research groups [1,2]. However, for fiber Laser seeding applications, the use of pulsed commercial 1060nm LDMs offers a large flexibility compared to others techniques (ex. EO modulator) [3]. In order to limit non-linear effects (Ex. Brillouin, noise) caused by a high amplification gain of the fiber Laser, it is required that LDs be driven under high peak overcurrent ($\gg 2A$), short pulse duration ($< 100ns$) and high repetition rate ($> 100kHz$) conditions [4]. Nevertheless, the behavior and life expectancy of these LDs under such conditions is not well established. A few studies have been carried out on the reliability of some 1060nm Laser diode, rated for a pulsed current of 2A max, demonstrating their ability to withstand higher driving current conditions (2.35A [5], or even 3.5A [6]).

Our work is based on determining the reliability of InGaAs/AlGaAs 1060nm CW LDs under such conditions by the extraction of Electro-Optical (EO) characteristics (I-V, P-I, DoP etc.) and the monitoring of their evolution during pulsed ageing tests. In this context, we observed some new behaviors when LDs and LDMs are driven under high peak-current conditions: damped or not pseudo-oscillations were observed on the optical pulse response of the Laser diode, when increasing the driving current above a critical threshold. This effect is non-linear, and is therefore expected to cause undesired effects on the output pulse of the fiber Laser [7]. In order to understand the origin of those oscillations and to discuss their potential influence on the operation range of seed LDs, we studied three types of LDs: 10 butterfly LDMs, 10 butterfly LDMs with Fiber Bragg Gratings (FBGs), and 11 Chip on Submount (CoS) LDs. Then we characterized the pulse response of each Laser diode, and designed a test bench devoted to the near field measurement and time-spectral analysis of these diodes when driven under overcurrent and short-pulse conditions.

2. EXPERIMENTAL SETUP

As the drive current increases, and for a constant pulse duration of 100ns, two time intervals of oscillations (namely “A” and “B”) appear on the optical responses of all the tested diodes, regardless of their package (Fig. 1. a). A strong part-to-part variability is observed on the current threshold triggering the 1st time interval of oscillations (I_{thA}) varying from 2.8A to ~11A. However, this value is quite constant between LDs originating from the same manufacturing batch, regardless of the final packaging of the die. The time-spectral test bench, described in Fig. 1. b), is based on a time slicing of the optical responses using an Electro-Optical Modulator (EOM) synchronized with a pulsed LD driver (2 – 12A, 100ns). The output of the EOM is sent to an optical spectrum analyzer (OSA). By generating a variable delay between the LD output pulse and the EOM driving signal, time-spectral charts of the LD output pulse are achieved versus current conditions. Near-field pattern imaging of CoS Lasers front facet is also characterized using a high magnification microscope system, based on a 20x microscope objective coupled with a dedicated NIR camera.

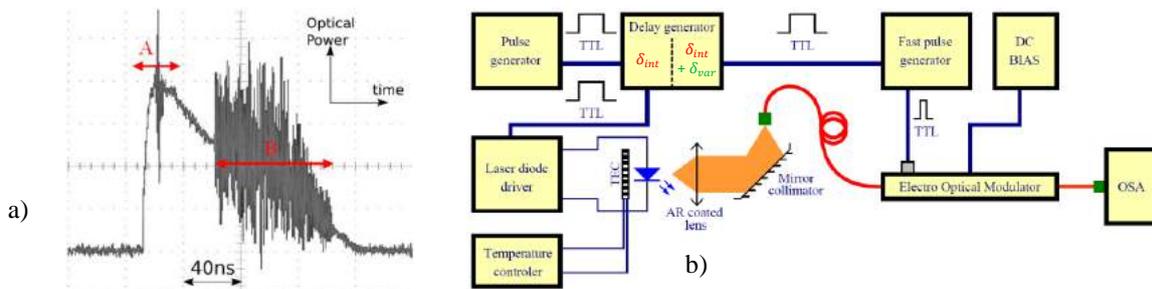


Fig. 1: a) Parasitic oscillations on the optical response of a CoS LD, driven at a current of 8.8A. Two segments of oscillations (“A” and “B”) are clearly observed (40ns/div). b) Designed time-spectral analyzer.

3. RESULTS

A relationship between the value of I_{thA} and the near-field profile widening of the optical pulse is demonstrated, as reported on Fig. 2. c) and 2. d). In contrast, such relationship is not observed with the second time interval of oscillations, suggesting a different origin for these oscillations. Fig. 2. e) and 2. f) summarizes the time-spectral analysis results. As seen on Fig. 2. e), the Laser pulse spectrum maximum intensity is located at 1060nm, as expected. At the beginning of the Laser pulse, the optical spectrum is relatively wide, and rapidly narrows afterwards, so that the spectrum of the impulsion reaches a steady state after ten nanoseconds. This large spectral width at the beginning of the impulsion is explained by the multimodal character of the gain switching emission [8]. However, when the LD is driven with a peak current higher than I_{thA} , a temporary broadening of the optical spectrum is observed, as shown on Fig. 2. f) ($I_{thA}=8.3A$, $I_{LD}=9A$), within a range from 15ns to 25ns after the beginning of the Laser pulse. This exactly matches the “A” type oscillations zone occurring above this specific driving current, thus confirming a relationship between the occurrence of “A” type oscillations on the optical response of a Laser diode and a spectral broadening of the optical pulse.

In order to determine a potential relationship between the value of I_{thA} and the Safe Operating Area (SOA) of these LDs, three LDMs (without FBG), with different values for I_{thA} (3.9A, 7A, 11.2A), are currently aged under step-stress accelerated pulsed conditions (variable current and ageing time, 100ns, 200kHz). At each step of the aging test, I_{thA} is measured. Up to now, after the three first steps of the ageing tests (6A/72h, 6A/120h, 6.5A/120h), neither a modification of the value of I_{thA} nor a decrease of the LDs optical output power have been observed. The results of the complete step-stress aging tests will be reported and discussed in the conference, bringing an added-value in the assessment of performances and SOA of such devices under nanosecond pulsed operation. Assumptions about the origin of “B” type oscillations will also be discussed in the conference.

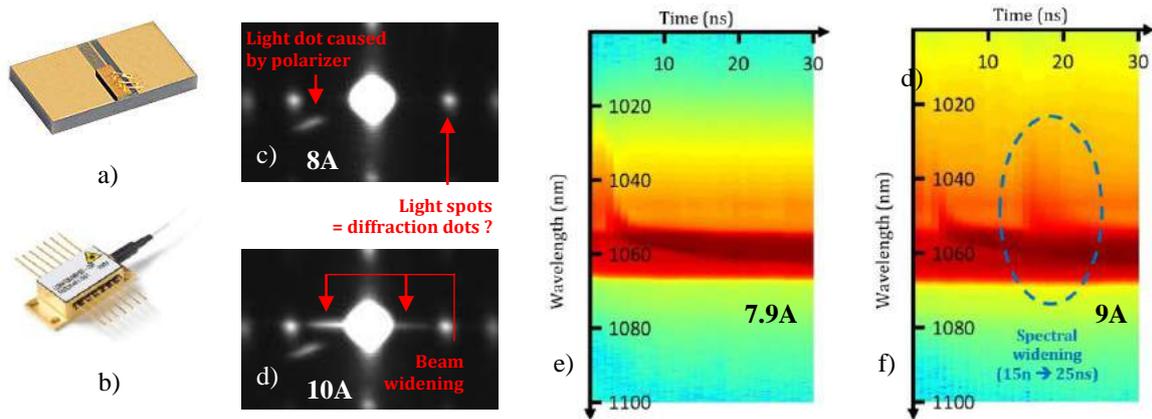


Fig. 2: example of LDs packages: a) CoS LD and b) butterfly LDM. Near-field profile of a CoS diode driven c) below and d) above $I_{thA} = 9.5A$. Time spectral analysis of a CoS LD output pulse, driven e) below and f) above I_{thA} .

CONCLUSION

Investigations were carried out to understand the origin of "A" type oscillations of the optical response of LDs or LDMs when driven under high current / short pulses conditions. In this context, we supplied three batches of Laser diodes, with different packaging, and measured the respective threshold current value over which these oscillations appeared (I_{thA} and I_{thB}). We observed a strong batch-to-batch variation in the value of I_{thA} and not for I_{thB} . We discussed the possible origins of the "A" type oscillations, and we conducted a near field profiling and spectral / time spectral analysis of the LDs optical responses. Indeed, a correlation was observed between the occurrence of "A" type oscillations and the spectral widening of the LDs optical response. Time spectral analysis was conducted, which highlighted a link between "A" type oscillations and a temporal broadening of the pulse spectrum. Step-stress ageing tests were then carried out on three LDMs without FBGs. Up to now, no significant variation of the LDs performances were observed before and after the ageing tests, suggesting their ability to withstand such severe driven conditions and therefore their potential suitability as powerful Laser seed sources.

REFERENCES

- [1] Fukuda, M., "Reliability and degradation of semiconductor Lasers and LEDs" Norwood, Artech House, Inc., Norwood, MA, 1991.
- [2] Ettenberg, M., Kressel, H., "The reliability of (AlGa)As CW laser diodes", IEEE Journal of Quantum Electronics, 16(2), 186–196, 1980.
- [3] Jolly, A., Gokhan, F. S., Bello, R., Dupriez, P., "SBS management in Yb-fiber-amplifiers using multimode seeds and pulse-shaping", Optics Express 22(17), 20326, 2014.
- [4] Scholz, F., "Need for Seed" Laser Technik Journal 12(5), 29–32, 2015.
- [5] Bettiati, M., G. Beuchet, P. Pagnod-Rossiaux, P. Garabedian, J. Perinet, S. Fromy, J. Bertreux, J. Hirtz, F. Laruelle, "Reliable pulsed-operation of 1064 nm wavelength-stabilized diode lasers at high-average-power: boosting fiber lasers from the seed", Proc. SPIE 7580, 758025, 2010.
- [6] Mohrdiek, S., Troger, J., Pliska, T., Pfeiffer, H.-U., Jaeggi, D., Lichtenstein, N., "Performance and reliability of pulsed 1060 nm laser modules", Proc. SPIE 6873, 687320, 2008.
- [7] Morasse, B., Chatigny, S., Gagnon, É., de Sandro, J.-Ph., Desrosiers, C., "Enhanced pulse-shaping capabilities and reduction of non-Linear effects in all-fiber MOPA pulsed system," Proc. SPIE 7195, 71951D, 2009.
- [8] Riecke, S. M., Wenzel, H., Schwertfeger, S., Lauritsen, K., Paschke, K., Erdmann, R., Erbert, G., "Picosecond Spectral Dynamics of Gain-Switched DFB Lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics 47(5), 715–722, 2011.

HIGH ENERGY THULIUM CHIRPED PULSE AMPLIFIER IN ALL-FIBER FORMAT

D. Gaponov^{*1}, L. Lavoute¹, J.-T. Gomes¹, P. Cadroas^{1,2}, S. Février², A. Hideur³, N. Ducros¹

¹ Novae, Zone artisanale de Bel Air, 87700 Saint Martin le Vieux, Limoges, France,

²Xlim CNRS UMR 7252, 123 Av. Albert Thomas 87060 Limoges, France

³CORIA CNRS UMR 6614, Av. de l'Université, 76801 St Etienne du Rouvray, France

d.gaponov@novae-laser.com

RÉSUMÉ

We report on a compact, high energy, thulium chirped pulse amplifier system based on a dissipative soliton seed source. All-fiber format is preserved up to the compressor stage, where highly efficient free-space compressor (>90% efficiency) yields 1.45 ps pulses at 1.94 μm with energy of 4.4 μJ and peak power of 3 MW.

MOTS-CLEFS : *Amplificateur à fibres, Amplification thulium; lasers à fibre à verrouillage de modes;*

1. INTRODUCTION

Among a number of important applications at wavelengths lying in 2 μm range in science, communications, metrology and medicine one could distinguish the micro- (or even nano-) machining of polymers, plastics and thin-films, known to exhibit bands of high absorption in this spectral region. We recently demonstrated suitability of 1- μJ 40-ps system operated at 1.95 μm for polymer processing [1]. However, development of compact, high energy sup-picosecond system is necessary to improve application performances [2].

Nowadays, state of the art high power rod-type fiber based systems operating at 2 μm demonstrate up to 200 MW with sub-100 fs pulses [3]. However, for most part of 2- μm high energy ultrafast systems, integration for industrial use and long-term stability are still challenging due to free-space optical elements used either in the seed source design, or in the amplifier schemes.

In this work we present an architecture based on Dissipative Soliton (DS) seed oscillator, allowing compact all-fibered integration up to the compression stage. With this system we extract 4.4 μJ pulse energy with 1.45 ps pulses, which corresponds to 3 MW peak power.

2. SEED OSCILLATOR

The ultrafast seed oscillator is the core of any high-energy laser source. To provide industrial performance, the final system must be all-fiber integrated, stable and have broad spectrum to take full advantage of stretcher potential (as a stretching ratio is in units of ps/nm) for chirped pulse amplifier (CPA) scheme.

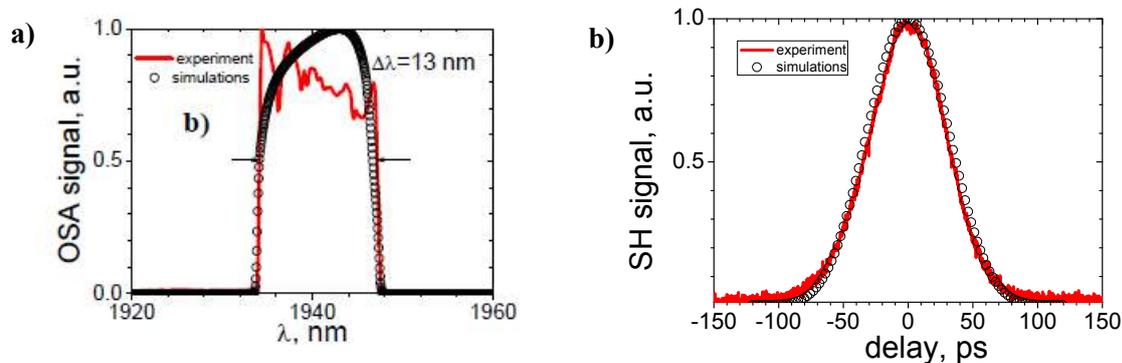


Fig.1 : a) Seed pulse optical spectrum b) corresponding AC trace

Also a long pulse duration and a high power directly at the seed output are desirable for energy scaling. The DS concept [4] could answer all these points.

The details of the all-day stable, all-fibered oscillator performances were already presented elsewhere [5], *i.e.* 48 ps pulse (measured with Femtochrome FR 103-XL autocorrelator) is centered at 1.94 μm with 10 MHz repetition rate and have 13 nm spectral full width at half maximum. The spectrum and pulse autocorrelation trace (AC) are shown in Fig. 1.

3. EXPERIMENTAL SET-UP FOR THE HIGH ENERGY SYSTEM

A schematic of the system is shown in Fig. 2. To explore a high energy regime we have implemented an acousto-optical modulator (AOM) for pulse picking and a highly dispersive stretcher. The AOM allows us to decrease the pulse repetition rate down to 50 kHz. The stretcher allows to elongate the pulse with a stretching ratio of ~ 18 ps/nm, hence the necessity of broadband seed pulse. The stretched pulse duration was estimated to be on the order of 240 ps. Fibered isolators (ISOs) were placed after each active part of the system to prevent any possible parasitic feedback to the seed oscillator cavity. The pre-amplifier was used to compensate AOM and stretcher losses.

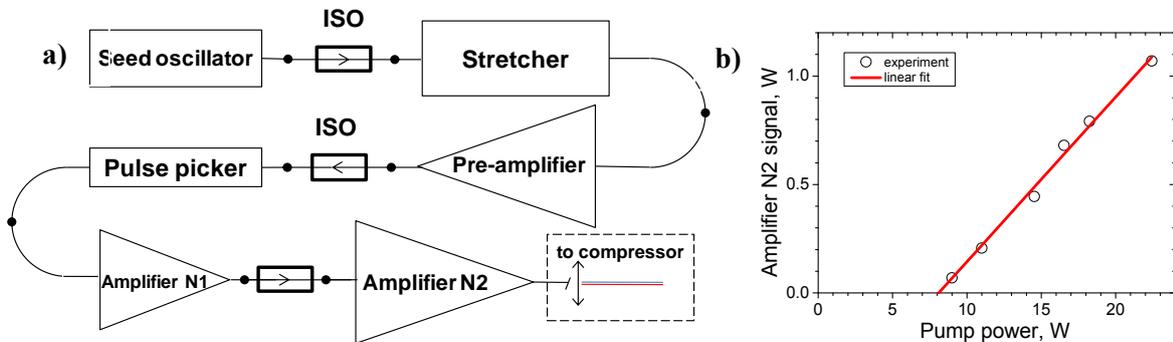


Fig. 2 : a) Schematic of the laser source, b) Slope efficiency of the main amplifier seeded with 20 mW.

The repetition rate was fixed to be 100 kHz. The signal after the pulse picker was boosted to few tens of mWs in amplifier N1. Then, the signal was further amplified up to 1.1 W in the main amplifier (N2), based on a short length of commercially available double-clad 25 μm core diameter thulium-doped fiber. The slope efficiency was measured to be 8 % with respect to the diode pump power in linear amplification regime (see Fig.2b).

4. OUTPUT PULSE COMPRESSION

A free-space compressor element was designed to match the dispersion of the whole system. It was implemented at the power amplifier output and showed $>90\%$ of compression efficiency.

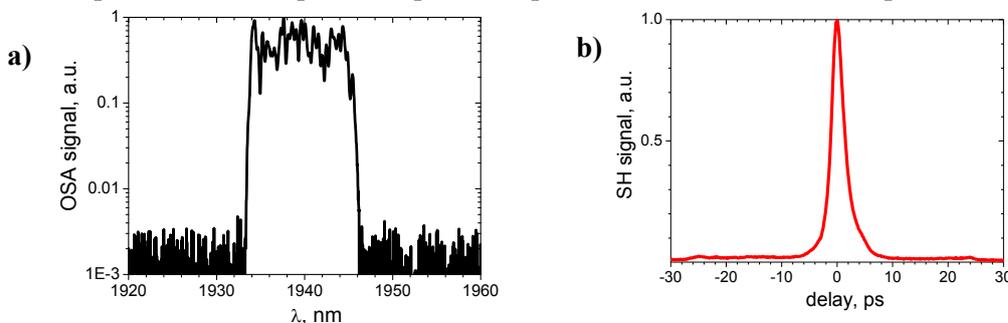


Fig. 3 : a) spectrum after compression for a pulse energy of 1 μJ , b) corresponding AC trace.

This was confirmed by the autocorrelation measurements of the compressed pulse at a moderate pump level of 11 W. The pulse duration of 1.85 ps was deduced from the AC trace shown in Fig.3b. This value is in good agreement with the duration estimated from the measured spectrum (see Fig. 3a) assuming Fourier-limited Gaussian pulses. The amount of energy concentrated in the central part of the pulse was calculated using modeled DS pulse [5]. Such comparison gives 73 % of the energy in the main peak for moderate energy level (Fig. 3b) leading to pulse energy of 1 μJ and peak power of 540 kW.

In turn, at maximum extracted energy only 58 % of energy is available in the main part of the pulse, which corresponds to pulse energy of 4.4 μJ and 3 MW of peak power for the further compressed pulse of 1.45 ps (see Fig. 4b).

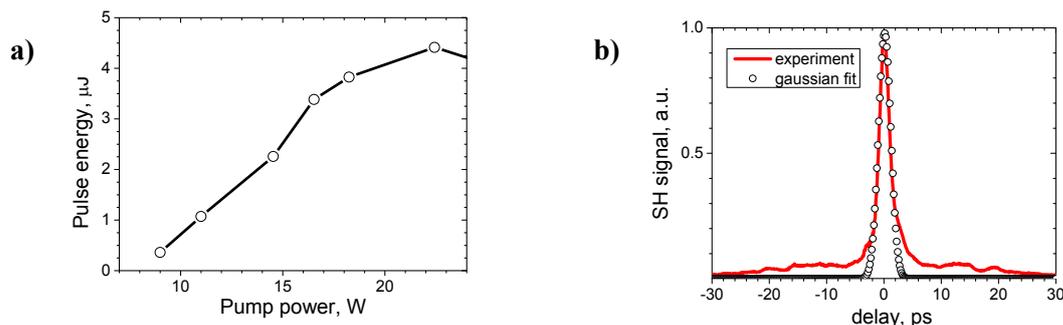


Fig. 4 : a) Dependence of energy in compressed pulse on pump power. b) AC trace at maximum extracted pulse energy of 4.4 μJ (in red) and its Gaussian fit for comparison (open circles).

CONCLUSION

In summary, we have developed, for the first time to our knowledge, a compact, all-fibered integrated, high-energy system based on a *dissipative soliton* seed source at 2 μm wavelength range. Using a unique spectral property of dissipative soliton oscillators, *i.e.* relatively large spectrum for already chirped pulse at the oscillator output, large temporal stretching up to 240 ps allows us to extract 4.4 μJ of energy within 1.45 ps pulses, which corresponds to 3 MW of peak power. Industrialization and further scaling of the system is under progress.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are grateful to the Region Limousin, to French national research agency for funding through grant ANR-13-BS09-0018 UBRIS2, and to BPI France for funding through CreaDev 2013-2015 program.

REFERENCES

- [1] B. Voisiat, D. Gaponov, P. Gečys, L. Lavoute, M. Silva, A. Hideur, N. Ducros and G. Račiukaitis, "Material processing with ultra-short pulse lasers working in 2 μm wavelength range", *Proc. SPIE 9350*, 935014, 2015.
- [2] R. Mayerhofer, J. Serbin and F. W. Deeg, "Picosecond and femtosecond lasers for industrial material processing", *Proc. SPIE 9740*, 974015, 2016.
- [3] M. Gebhardt, C. Gaida, S. Hädrich, F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Nonlinear compression of an ultrashort-pulse thulium-based fiber laser to sub-70 fs in Kagome photonic crystal fiber", *Opt. Lett.* **40**, 2770-2773, 2015.
- [4] D. A. Gaponov, R. Dauliat, D. Darwich, T. Mansuryan, R. Jamier, S. Grimm, K. Schuster, and P. Roy, "High-power passively mode-locked dissipative soliton fiber laser featuring cladding-pumped non-CVD thulium-doped fiber", *J. Opt. Soc. Am. B* **32**, 1656-1659, 2015.
- [5] D. Gaponov, L. Lavoute, S. Février, A. Hideur and N. Ducros, "2 μm all-fiber dissipative soliton master oscillator power amplifier", *Proc. SPIE 9728*, 972834, 2016.

ULTRAFAST AMPLIFIER ADDITIVE TIMING JITTER AND DRIFT CHARACTERIZATION

Alexis Casanova^{1,2,3}, Quentin d'Acremont^{2,3}, Giorgio Santarelli¹, Stefan Dilhaire² and Antoine Courjaud³

¹ Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences UMR CNRS 5298, IOGS-Université de Bordeaux, 33400 Talence, France

² Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine UMR CNRS 5798, Université de Bordeaux, 33400 Talence, France

³ Amplitude-Systèmes, Cité de la photonique, 11 Avenue de la Canteranne, 33600 Pessac

acasanova@amplitude-systemes.com

ABSTRACT

We report on the short- and long-term characterization and compensation of the additive timing jitter and drift introduced by ultrafast laser amplifiers.

KEYWORDS : *laser ; ultrafast ; jitter ; amplifiers.*

1. INTRODUCTION

Ultrafast amplifiers are widely used in large-scale scientific experiments requiring high peak-power laser pulses such as free electron lasers (FELs), plasma physics, terahertz (THz) wave generation and optical parametric amplifiers (OPA) applications [1]. These experiments aim at reaching wavelengths ranging from x-rays to THz waves using laser-matter interactions. The required near-infrared (NIR) input pulse energy ranges from 100 μ J to 100 mJ. Despite significant improvements of other laser architectures in the last few years, especially concerning diode pumped solid state lasers [2], regenerative amplification remains the most suitable approach to deliver multi-millijoule output energies.

Ytterbium doped regenerative amplifiers can exhibit pulse buildup time of several microseconds because of the large number of round-trips in the amplifier cavity. Such build-up times are equivalent to an optical path length of hundreds of meters. Thus, the regenerative amplifier is potentially sensitive to external perturbations such as mechanical vibrations and temperature fluctuations. This becomes critical when only a sub-picosecond temporal window is available to perform laser interactions, for instance, in a synchrotron. In such conditions the regenerative amplifier may become a dominant source of timing jitter in the synchronization budget.

Several approaches based on SFG and OPA techniques have been pursued to reduce the timing jitter and drift from a laser amplifier [3,4]. To be effective, these methods require large seed spectra and pump pulse energies of several microjoules. Moreover it may be difficult or impractical to adapt them to a simpler, more compact, all-ytterbium seeder-to-amplifier configuration. Our scope is to investigate short- and long-term timing jitter from an ytterbium regenerative amplifier with a 100 kHz repetition rate, seeded by an ytterbium laser oscillator, using a balanced optical cross-correlation technique [5]. This scheme gives a noise floor as low as 300 as integrated from 10 Hz to 10 kHz and a measured timing jitter of 5 fs, integrated from 0.1 Hz to 10 kHz. The stabilization of the amplifier repetition rate for more than an hour is also demonstrated.

2. SETUP

The experimental setup for amplifier stabilization and characterization is described in Fig. 1. A commercial S-pulse Ytterbium regenerative amplifier is seeded by a home-built ytterbium oscillator. The oscillator gives an average output power of 1 W at a 50 MHz repetition rate and a pulse duration of 250 fs. The regenerative amplifier yields an average output power of 1 W at a 100 kHz repetition rate and a pulse duration of 700 fs. The amplifier buildup time is 1 μ s which corresponds to a free space travel distance of 300 m. The amplifier output beam travels across a tunable optical delay line (ODL). About 1% of the amplifier output power is injected into the balanced cross-correlator. The tunable ODL range is 60 mm, which is equivalent to a timing compensation of about 200 ps. 30% of the oscillator output power is used to seed the amplifier. The remaining 70% is sent to the BOC.

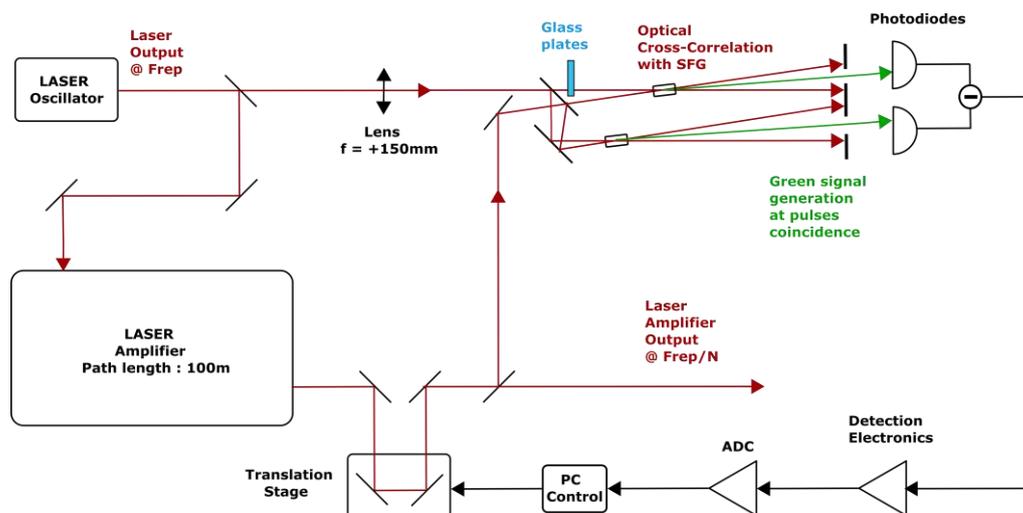


Fig. 1 : Experimental Setup for the amplifier additive jitter and drift characterization.

The balanced optical cross-correlator (BOC) seen in Fig. 1 is based on a noncollinear SFG configuration. This approach allows one to spatially separate the cross-correlation signal from the input beams and is facilitated by the amplifier large beam diameter. A 50:50 beam splitter and two 100 μ m glass plates are included to introduce a time delay and allow the balanced detection operation. The SFG signals are detected by two GaP photodetectors. The photodiode signal difference and filtering operation are made by custom low noise electronics.

To perform long- and short-term timing jitter measurement, we first acquire the BOC output signal with a data logger. The signal is then processed with a computer which returns a control signal to the translation stage, with a control bandwidth of about 1 Hz. The oscillator repetition rate is phase locked to a stable 500 MHz radio-frequency oscillator with a 1 kHz bandwidth.

3. EXPERIMENTAL RESULTS

Figure 2(a) shows the power spectral density (PSD) of the additive timing jitter introduced by the amplifier when the synchronization is on. The PSD is measured at the BOC output from 10 Hz to 10 kHz with a fast Fourier transform (FFT) analyzer and with a data logger to access the frequencies from 0.1 Hz to 10 Hz. The additive noise from the amplifier is below the typical jitter level of our oscillator. Figure 2(b) is the timing noise floor of the BOC. We evaluate the noise floor of our system by performing a balanced autocorrelation of the amplifier output pulse with the BOC. The integrated timing jitter (0.1 Hz to 10 kHz) is also plotted in Fig. 2(c). The amplifier additive integrated jitter amounts to about 5 fs RMS from 0.1 Hz to 10 kHz. We attribute the peaks in the kHz

region to mechanical resonances in the laser amplifier enclosure. The integrated timing jitter measurement floor seen in Fig. 2(c) is about 300 as RMS from 10 Hz to 10 kHz. These values are consistent with previous published results for ultrafast regenerative amplifiers [7,10,13]. The electronic noise floor is measured to be 10^{-7} fs²/Hz, which corresponds to an integrated noise floor of 40 as RMS from 10 Hz to 10 kHz.

The BOC common mode rejection ratio has to be investigated. The SFG intensity can be improved by pulse picking and amplifying the seed oscillator prior to beam splitting and regenerative amplification. As a consequence, we can expect an even better resolution of our system over the observed bandwidth if needed. Note that our approach allows low measurement floor, even with a narrow spectrum seed oscillator. Long term measurements gave us about 1.2ps peak-to-peak amplifier timing drift over 100 minutes.

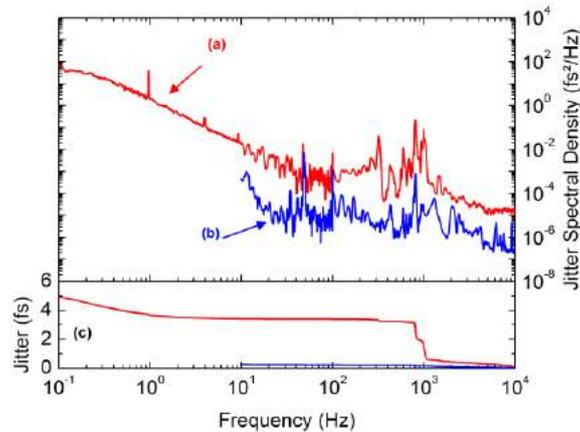


Fig. 2 : (a) excess timing jitter spectral density from the regenerative amplifier with synchronization. (b) Measurement noise floor. (c) Corresponding integrated timing jitters.

CONCLUSION

To summarize, we demonstrated a new BOC configuration allowing the characterization and control of short- and long-term timing fluctuations of an ytterbium regenerative amplifier. Our setup achieved a resolution of 300 as, integrated from 10 Hz to 10 kHz, well below the integrated amplifier additive timing jitter of 5 fs (from 0.1 Hz to 10 kHz). In recent experiments, we could use this setup for the characterization and control of an ytterbium regenerative amplifier with km-scale optical path length at a repetition rate down to 100 Hz, with sub-nJ oscillator pulse energy sent to the BOC. We could measure the amplifier drift variations over 72h. We intend to apply the same approach to other ultrafast ytterbium amplifier technologies to investigate their timing fluctuations.

REFERENCES

- [1] C. Vicario, B. Monoszlai, C. Lombosi, A. Marezcko, A. Courjaud, J. A.Fülöp, and C. P. Hauri, *Opt. Lett.* 38, 5373 (2013).
- [2] F. Guichard, Y. Zaouter, M. Hanna, K.-L. Mai, F. Morin, C. Hönninger, E. Mottay, and P. Georges, *Opt. Lett.* 40, 89 (2015).
- [3] S. Prinz, M. Häfner, M. Schultze, C. Y. Teisset, R. Bessing, K. Michel, R. Kienberger, and T. Metzger, *Opt. Express* 22, 31050 (2014).
- [4] F. Batysta, R. Antipenkov, J. T. Green, J. A. Naylor, J. Novak, T. Mazanec, P. Hříbek, C. Zervos, P. Bakule, and B. Rus, *Opt. Express* 22, 30281 (2014).
- [5] T. R. Schibli, J. Kim, O. Kuzucu, J. T. Gopinath, S. N. Tandon, G. S. Petrich, L. A. Kolodziejski, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, and F. X. Kärtner, *Opt. Lett.* 28, 947 (2003).

RESEAUX DE GUIDES COUPLES EN SILICIUM

J.M. Moison¹, Ch. Minot², X. Leroux³, L. Vivien³ et N. Belabas¹

¹ *Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS, Université Paris-Saclay, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

² *Institut Mines-Telecom / Telecom ParisTech, 46 rue Barrault, 75634 Paris Cedex 13, France*

³ *Institut d'Electronique Fondamentale, CNRS UMR 8622, Université Paris Sud, 91405 Orsay Cedex, France*

nadia.belabas@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la conception de réseaux de guides couplés en Silicium avec des constantes de couplage record. Les réseaux de guides SOI visés seraient des supports compacts et à faibles pertes de choix pour le traitement tout optique de l'information, et la manipulation d'états quantiques au sein de plateformes quantiques intégrées. Comme prévu, les premières réalisations technologiques sont très sensibles à l'homogénéité des guides nanométriques et ne présentent pas encore la signature du réseau parfait. Nous indiquons comment des géométries en arête conduisent à des dispositifs plus robustes.

MOTS-CLEFS : *réseaux de guides couplés, Silicium, photonique discrète, optique quantique intégrée*

1. INTRODUCTION

Les réseaux de guides couplés permettent une propagation de faisceaux de lumière discrets, à la fois libres et guidés puisque l'énergie reste dans les cœurs des guides, dans un méta-matériau 2D versatile. La structuration guidonique - i.e. structurer le paramètre directeur de la propagation qu'est le couplage entre guides - permet d'enrichir les possibilités de façonnage du flux de lumière et de développer une photonique discrète [1]. Les réseaux ont été utilisés à partir des années 2000 comme un laboratoire sur puce simple capable de simuler des effets fondamentaux (oscillation de Bloch, localisation d'Anderson, superfluidité,...) et comme un support pour le traitement tout optique de l'information. Plus récemment ils ont été proposés comme support évolutif - en terme de nombre de photons - pour la manipulation de quelques photons intriqués.

Le verrou majeur présenté par ces effets est la faible valeur du couplage, limité pour les systèmes connus (III-V, LiNbO₃, polymère, verre, etc.) à environ 1mm⁻¹ [2]. Des longueurs de couplage de 1mm et de dispositifs de 10mm de long sur 1mm de large font clairement une empreinte et des pertes trop fortes pour des applications. Ceci est dû au faible contraste d'indice impliqué, 10⁻² ou moins, et donc aux grandes longueurs d'évanescence des modes, de plusieurs μm.

Les classiques guides ruban en Si obtenus par gravure de SOI, dont les performances pour l'optique quantique comme sources ou coupleurs émergent fortement, présentent eux des contrastes très forts, de l'ordre de 2. On peut donc en attendre des longueurs d'évanescence très courtes - 100nm - et donc des couplages très élevés et des empreintes très réduites. De plus le SOI assure la synergie avec la technologie Silicium. En contrepartie, alors que les autres guides sont très peu sensibles aux imperfections de réalisation, on peut s'attendre à une forte sensibilité et donc à affronter un défi technologique. Jusqu'à présent aucun réseau de guides couplés Silicium dépassant le cas simple de quelques guides n'a été rapporté. Nous présentons ici les premières conceptions et réalisations de réseaux de guides SOI avec la perspective de couplages record.

2. COUPLAGE DANS DES RESEAUX DE GUIDES SOI : CALCULS

Les structures de guide SOI constitutif du réseau que nous avons étudiées sont schématisées en Fig. 1 gauche. Par gravure de la couche de Si on dégage un ruban. Selon la profondeur de la gravure entre rubans, on a soit un guide de type ruban ("deep-ridge") où le mode est localisé si la gravure est totale, soit un guide de type arête ("shallow-ridge" ou "strip-loaded") si elle est très partielle laissant une base planaire où le mode est localisé en majorité. Pour chaque structure, nous avons calculé le mode du guide isolé, construit pour être monomode à $1,55 \mu\text{m}$, puis les modes collectifs de systèmes à N guides, par résolution directe de l'équation de Maxwell en éléments finis (Fig. 1 gauche). L'échantillonnage de la relation de diffraction du réseau infini par le calcul à $N=7$ permet de déterminer avec une bonne précision le coefficient de couplage entre guides, ainsi que les termes correctifs nécessaires si le système n'obéit pas exactement à théorie des modes couplés (CMT) en couplage faible [3]. Pour les réseaux Silicium ces termes sont petits et ne seront pas discutés ici. La Fig. 1 droite présente les résultats de couplage. Les périodes de réseau utiles sont de l'ordre de $1\mu\text{m}$, et le couplage peut atteindre des valeurs record de 100 mm^{-1} , soit 100 fois les valeurs de l'état de l'art dans les autres systèmes, tout en obéissant toujours à la CMT, ce qui est un avantage fort pour la conception.

La difficulté de réalisation tient à l'homogénéité du réseau et au respect des paramètres de la structure. Pour qu'un réseau couplé fonctionne comme tel, il faut que la variation $\Delta\beta$ du coefficient de propagation de guides soit bien inférieure au coefficient de couplage C. Or le paramètre le plus critique qui régit β est la largeur du ruban L. Pour le guide ruban sans base, la sensibilité $\Delta\beta/\Delta L$ est de $8 \mu\text{m}^{-2}$ alors que pour les guides InP en arête elle n'est que de $0,004 \mu\text{m}^{-2}$. Ceci conduit à exiger une précision nanométrique sur L, sur des dizaines voire des centaines de guides et des longueurs de centaines de μm . Le passage à un guidage de type arête améliore les choses puisque $\Delta\beta/\Delta L$ n'est plus que de $2 \mu\text{m}^{-2}$ pour une base de 150 nm et de $0,4 \mu\text{m}^{-2}$ pour une base de 200 nm .

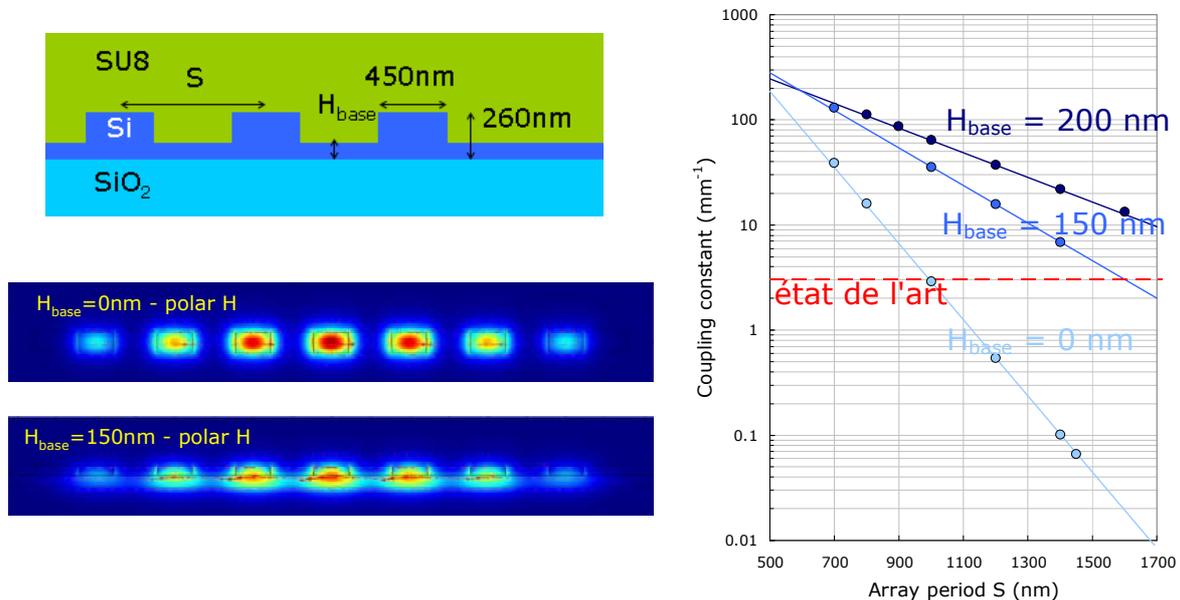


Fig. 2 : (gauche) structure des réseaux Si sur SOI, et mode collectif supérieur d'un réseau de 7 guides, sans et avec base. (droite) Variation du couplage entre guides avec la période du réseau pour 3 hauteurs de base.

3. RESEAUX REELS - EXPERIENCES

Des réseaux sans base et avec une base de 150 nm ont été réalisés par gravure ICP. L'injection ponctuelle dans un réseau est réalisée en prolongeant un des guides et en l'élargissant

lentement à $3\mu\text{m}$ pour injection avec une fibre micro-lentillée, à $1,55\mu\text{m}$ en polarisation horizontale. Le guide d'injection est déporté et protégé par une garde pour éviter des injections parasites. Les images de sortie du réseau sont capturées par un objectif.

Pour le réseau avec base, la Fig. 2 présente ces images de sortie pour diverses longueurs de réseau et deux périodes. Les images modèles, prédites pour un réseau parfait de couplage déterminé par les calculs ci-dessus, sont des figures de Bessel de largeur croissante avec la propagation et renforcées aux bords. Les images réelles augmentent bien avec la longueur du réseau, mais sont de largeur plus faible et de profil centré. Ce comportement peut être expliqué par un modèle simple de désordre, où on considère un réseau de guides ayant une variation aléatoire $\Delta\beta$ du coefficient de propagation de chaque guide. En augmentant $\Delta\beta/C$, on voit disparaître les renforcements aux bords, très sensibles à la cohérence, et le profil se réduire et se concentrer, effet connu de localisation par le désordre. Pour toutes les longueurs de propagation, le meilleur accord entre expérience et modèle est obtenu pour $\Delta\beta/C=0,3$ soit une variation vraisemblable - mais déjà remarquable - de L de 5nm . En accord avec ce modèle, on peut noter que les réseaux sans base, bien plus sensibles, n'ont fourni que des images non reproductibles. Les mesures avec les réseaux à base de 200nm , prévus pour être plus robustes au désordre, sont en cours.

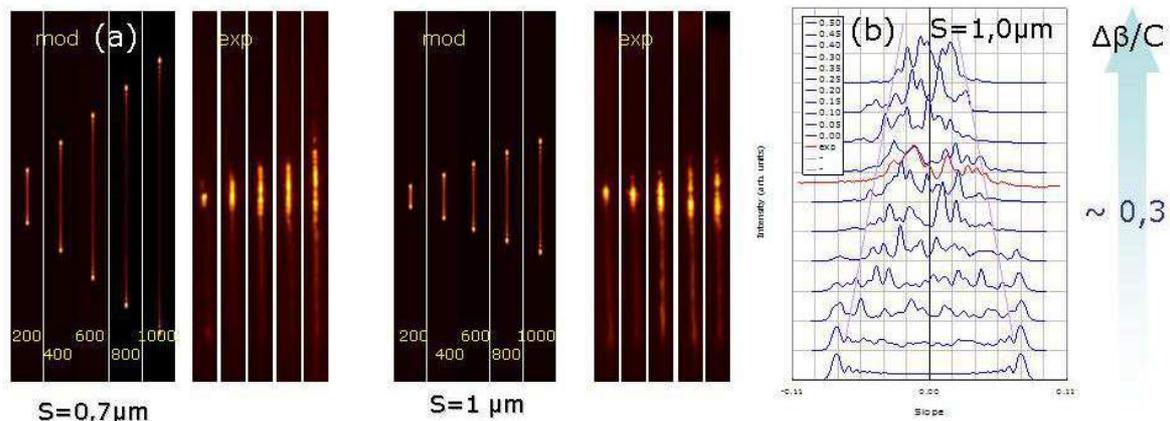


Fig. 2 : (gauche) image de sortie de réseaux pour plusieurs longueurs de propagation et deux périodes S de réseau, modèle (mod) et expérience (exp). La taille verticale de l'image est $480\mu\text{m}$. (droite) profils de sortie simulés, avec $\Delta\beta/C$ augmentant de $0,05$ à chaque profil de haut en bas en partant de 0 . Profil expérimental en rouge.

4. CONCLUSION

Nous présentons la conception et la réalisation des premiers réseaux de guides sur SOI. Quoique très sensibles à la qualité de la technologie et présentant à ce titre un réel défi, pas encore complètement relevé, ces réseaux restent hautement prometteurs pour le traitement tout optique compact du signal et pour la circuiterie quantique.

Les auteurs remercient l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) pour son soutien, via le contrat ANR-15-CE24-0005-03 (projet SITQOM).

RÉFÉRENCES

- [1] J. M. Moison, N. Belabas, C. Minot, and J. A. Levenson, "Discrete photonics in waveguide arrays," *Opt. Lett.* 34, 2462-2464 (2009).
- [2] J. M. Moison, N. Belabas, J. A. Levenson, and C. Minot, "Light-propagation management in coupled waveguide arrays: quantitative experimental and theoretical assessment from band structures to functional patterns," *Phys. Rev. A* 86, 033811 (2012).
- [3] Ch. Minot, N. Belabas, J. A. Levenson, and J. M. Moison, "Analytical first-order extension of coupled-mode theory for waveguide arrays," *Opt. Express* 18, 7157-7172 (2010).

SEGMENTATION DANS DES GUIDES ET RESEAUX DE GUIDES INP EN ARETE

Ch. Minot², J.M. Moison¹, E. Cambriil, S. Guilet et N. Belabas¹

¹ Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS, Université Paris-Saclay, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

² Institut Mines-Telecom / Telecom ParisTech, 46 rue Barrault, 75634 Paris Cedex 13, France

nadia.belabas@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une étude théorique et expérimentale des guides et réseaux de guides en arête segmentés basés sur un guide planaire InGaAsP/InP. Les calculs montrent qu'un modèle de guide effectif - mais pas de guide moyen - est pertinent pour décrire la propagation quasi-axiale, malgré le caractère clair de cristal photonique 2D de ces structures. La segmentation permet de moduler le coefficient de propagation du guide unique et le coefficient de couplage du réseau de guides, avec des pertes faibles. Les expériences menées sur les réseaux de guides ont confirmé ces divers comportements.

MOTS-CLEFS : réseau de guides ; segmentation ; cristal photonique

1. INTRODUCTION

Les guides d'ondes sont des structures optiques avec un motif de confinement 1D qui impose une propagation autour de l'axe de confinement. Dans les guides segmentés, le motif et donc le guidage 1D n'est maintenu que sur des segments entre lesquels une propagation 2D ou 3D devient possible. Ceci ouvre des perspectives de modulation aisée de la propagation. Ce principe a été implémenté dans les années 1990 en régime super- λ dans les guides diffusés en KTP and LiNbO₃ pour le contrôle de la phase [1], et dans les années 2000 en régime sub- λ dans les guides à ruban gravés Si/SiO₂ pour réaliser de multiples fonctions en une seule étape de technologie [2]. Expériences et simulations ont suggéré qu'un modèle de guide effectif, voire de guide moyen, pouvait décrire ces guides, bien qu'en principe ils soient des cristaux photoniques 2D.

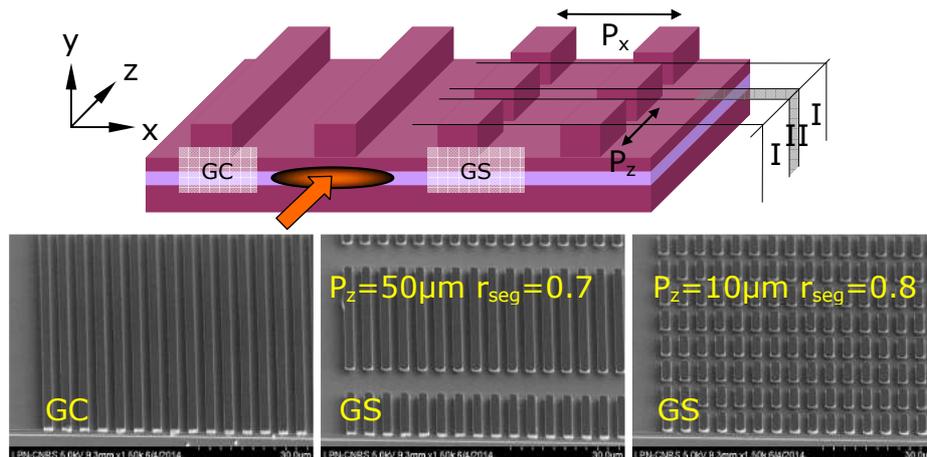


Fig. 1 : (haut) schéma de réseaux de période P_x de guides en arête, continus (GC) et segmentés (GS) de période de segmentation P_z le long de l'axe de propagation. (bas) micrographie électronique de réseaux réels.

Nous présentons ici une étude théorique et expérimentale d'un nouveau système, les guides en arête (strip-loaded) basés sur un guide planaire InGaAsP/InP (Fig. 1 haut), tant sur les guides isolés

qu'également sur des réseaux de guides couplés, ce qui constitue une première. Ces guides segmentés présentent les particularités d'être construits en blocs simples de géométrie et indice bien contrôlés, de maintenir le guidage 2D entre les segments, et d'être très robustes aux imperfections de réalisation. Nous concluons aussi à la possibilité de contrôler précisément par segmentation la phase dans les guides et le couplage dans les réseaux, et à la pertinence d'un modèle de guide effectif.

2. CALCULS ET SIMULATIONS

Nous modélisons les guides et réseaux segmentés en résolvant l'équation de Helmholtz dans une description en indice effectif des blocs de la structure. Cette méthode prend en compte la propagation dans les deux directions. Pour les cas simples, guides isolés et réseaux à peu de guides, une résolution numérique précise en éléments finis est possible. Elle montre que la propagation se fait par un quasi-mode légèrement oscillant selon z , avec des pertes de propagation minimales ($<0,05$ dB/cm) et une perte faible (~ 1 dB) à l'insertion dans un guide continu. Le coefficient de propagation varie comme prévisible avec le taux de segmentation r_{seg} (longueur du segment / période) entre les valeurs des deux guides plans supérieur et inférieur, mais de manière non linéaire, en désaccord avec le modèle répandu du guide moyen (Fig. 2 gauche). Cette variation promet un contrôle de phase. Le calcul sur des réseaux à peu de guides permet de déterminer la variation du coefficient de couplage avec r_{seg} , qui augmente d'environ 30% quand r_{seg} tombe à 0,5.

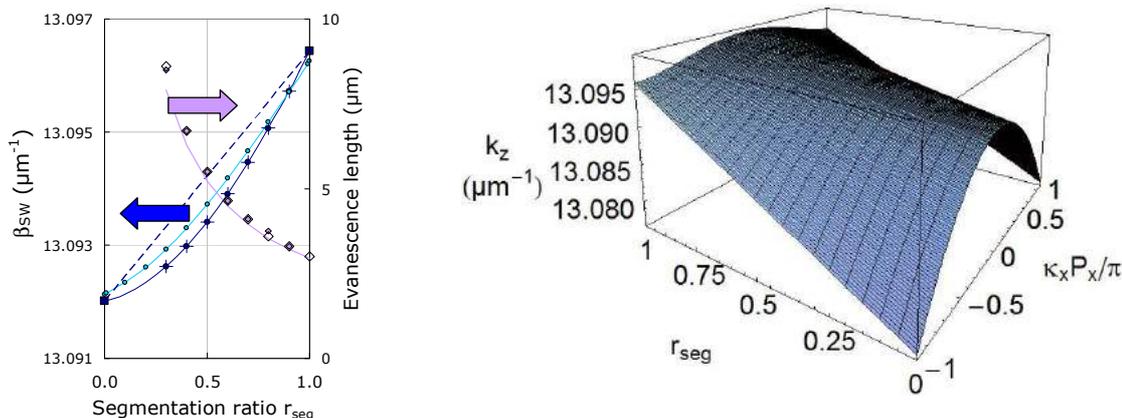


Fig. 2 : Guide unique: (gauche) coefficient de propagation calculé vs. r_{seg} de manière numérique exacte (bleu foncé) ou analytique approchée (bleu ciel). (droite) évolution de la relation de diffraction $k_z(\kappa_x)$ avec r_{seg} .

Pour le cas général des réseaux de guides couplés, nous avons développé une solution analytique approchée basée sur une extension 3D de la méthode Yeh pour les guides plans, dans un formalisme de cristal photonique. Dans les cas courants et pour une injection selon l'axe des guides on peut décrire la propagation dans le plan des réseaux segmentés - comme pour les guides continus - par la relation de diffraction $k_z(\kappa_x)$ entre les composantes x et z des vecteurs d'ondes des modes propres. La Fig. 2 droite montre l'évolution quasi-linéaire de cette relation avec r_{seg} , depuis un quasi-cosinus typique du réseau faiblement couplé ($r_{\text{seg}}=1$) jusqu'à la quasi-parabole typique du guide planaire. A la limite du couplage nul, la relation est plate et on retrouve assez bien le coefficient de propagation du guide isolé ($r_{\text{seg}}=0$) (Fig. 2 gauche). Pour des réseaux couplés, on retrouve aussi la variation du coefficient de couplage calculée numériquement dans les cas simples.

Les deux types de calcul prédisent que les propriétés des guides segmentés ne dépendent que du taux de segmentation et non de sa période, en accord avec la littérature sur les autres systèmes.

3. EXPÉRIENCES

Nous avons réalisé des guides et des réseaux de période transverse $P_x=5\mu\text{m}$, avec diverses périodes axiales P_z et taux r_{seg} . Ils ont été testés en polarisation x à $\lambda=1,55\mu\text{m}$. Sur les réseaux de

guides, deux types de mesures ont été réalisées. Après injection dans un seul guide et propagation sur quelques mm, on observe un profil de sortie très semblable au profil de Bessel obtenu classiquement dans les réseaux continus, ce qui permet de mesurer le coefficient de couplage effectif [3]. Il est en bon accord avec les prédictions théoriques. En injection large impliquant une dizaine de guides et penchée pour imposer un κ_x d'entrée donné, la propagation se fait en un faisceau voisin du mode propre $[k_x, \kappa_z]$ et suivant donc les règles de propagation d'ondes gérées par la relation de diffraction. La carte d'intensité de sortie en fonction de x et κ_x mesure la pente du faisceau $-dk_z/dk_x$ [4]. Les résultats expérimentaux (Fig. 3 droite) sont en accord avec la prédiction du modèle (Fig. 3 gauche): la segmentation fait passer la trace de ces cartes d'une forme quasi-sinus dérivée de la relation en cosinus, à une forme quasi-linéaire dérivée de la relation parabolique.

Les pertes - supplémentaires par rapport au guide continu - mesurées ne sont pas encore bien reproductibles, mais descendent dans certains cas à quelques dB/cm. Ceci promet de bonnes performances avec une technologie affinée.

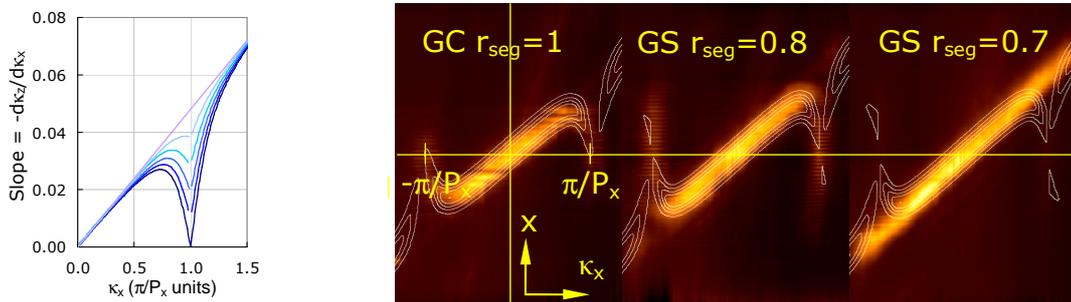


Fig. 3 : Réseaux de guides. (gauche) Trace calculée de signature angulaire pour divers taux de segmentation r_{seg} . (droite) signatures expérimentales pour des réseaux à $P_x=5\mu\text{m}$ de guides continus (GC) et segmentés (GS). La prédiction théorique est indiquée par les contours.

4. CONCLUSION

Nous avons implémenté le principe de segmentation sur des guides en arête sur base de III-V. Ces guides se prêtent bien à une modélisation simple par blocs d'indice effectif. Les calculs, numériques exacts ou analytiques approchés prédisent la propagation en quasi-modes oscillants, avec très peu de pertes. Leur coefficient de propagation est ajustable sur 3mm^{-1} et permet un déphasage de π par rapport au guide continu en 1mm. La segmentation permet aussi de sculpter la relation de diffraction de réseaux de guides, et de varier leur coefficient de couplage. Les expériences ont confirmé ces divers comportements.

Les auteurs remercient l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) pour son soutien, via le contrat ANR-14-CE26-0038-02 (projet INQCA).

RÉFÉRENCES

- [1] D. Nir, Z. Weissman, S. Ruschin, and A. Hardy, "Periodically segmented waveguides in Ti:LiNbO₃", *Opt. Lett.* 19 (21) 1732–1734 (1994).
- [2] P. J. Bock, P. Cheben, J. H. Schmid, J. Lapointe, A. Delâge, S. Janz, G. C. Aers, D. Xu, A. Densmore, and T. J. Hall, "Subwavelength grating periodic structures in silicon-on-insulator: a new type of microphotonic waveguide," *Opt. Express* 18(19), 20251-20262 (2001).
- [3] N. Belabas, C. Minot, J. A. Levenson, and J. M. Moison, "Ab initio design, experimental validation, and scope of coupling coefficients in waveguide arrays and discrete photonics patterns," *J. Lightwave Technol.* 29(19), 3009-3014 (2011).
- [4] J. M. Moison, N. Belabas, J. A. Levenson, and C. Minot, "Light-propagation management in coupled waveguide arrays: quantitative experimental and theoretical assessment from band structures to functional patterns," *Phys. Rev. A* 86, 033811 (2012).

MODELISATION ET CARACTERISATION D'UN LASER A MODES VERROUILLES FIBRE POUR LA GENERATION TRES HAUTE FREQUENCE

Vincent Auroux^{1,2}, Arnaud Fernandez^{2,3}, Olivier Llopis²

¹ OSAT, 16 avenue Didier Daurat, 31400 Toulouse, France

² LAAS, CNRS, Univ. de Toulouse, 7 avenue du Colonel Roche, 31031 Toulouse, France

³ Université de Toulouse, UPS, Toulouse, France

vauroux@laas.fr

RÉSUMÉ

Un laser à modes verrouillés est réalisé dans un objectif de multiplication de fréquence RF. La modélisation de ce laser permet, à partir des spectres optiques et RF, d'optimiser le système pour la génération d'une harmonique donnée.

MOTS-CLEFS : *laser à blocage de mode ; modélisation ;*

1. INTRODUCTION

Le développement croissant des réseaux de télécommunications ainsi que la saturation des bandes de fréquences RF a accru la nécessité d'obtenir des signaux haute fréquence à haute pureté spectrale. La dégradation en facteur de qualité des résonateurs micro-ondes avec la montée en fréquence ouvre la voie à la génération par battement optique. Les lasers à modes verrouillés représentent une solution efficace pour cette approche, de par l'émission d'un peigne de fréquences optiques cohérent. Les performances de ces lasers sont limitées par les effets non linéaires et dispersifs tels que l'automodulation de phase ou la dispersion de vitesse de groupe. La modélisation d'un laser à blocage de mode en prenant en compte ces phénomènes permet alors un dimensionnement optimal de la cavité. Un oscillateur optoélectronique peut ensuite être construit à partir d'un tel laser : le signal RF issu du battement optique des différentes raies du peigne est filtré, amplifié puis réinjecté en consigne au modulateur. Un tel système constitue un oscillateur optoélectronique couplé (COEO) ([1],[2]), et est l'objectif final de notre étude théorique et expérimentale.

2. TOPOLOGIE ET MODELISATION DU LASER A BLOCAGE DE MODE

La topologie du COEO réalisé dans ces travaux est reportée sur la Fig. 1.

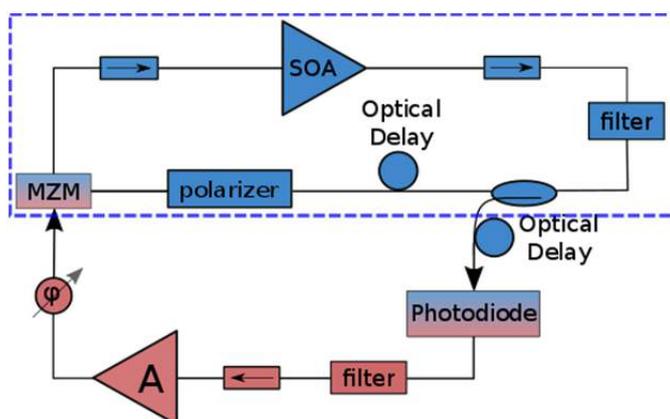


Fig. 1: Topologie du COEO réalisé ; MZM : modulateur Mach Zehnder ; le laser à blocage de modes modélisé est représenté dans le cadre bleu

L'amplificateur optique utilisé est de type semiconducteur (SOA) et possède un gain petit signal supérieur à 30 dB, ainsi qu'une puissance de saturation en sortie de 16 dBm. Le résonateur optique est constitué d'un modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder (MZM), du SOA, d'une fibre monomode, d'une fibre à compensation de dispersion ainsi que d'un filtre optique et un polariseur. La longueur de la cavité est de 400 m environ. Le filtre RF utilisé est un résonateur céramique possédant une résonance principale à 10 GHz.

La modélisation d'un système complexe comme le COEO demanderait de nombreuses ressources puisque deux oscillations ont lieu dans ce système : une oscillation optique dans le domaine THz ainsi qu'une oscillation RF à 10 GHz. Il est alors nécessaire d'échantillonner au MHz un signal à 190 THz. Nous avons donc limité la modélisation à celle du laser à modes verrouillés, dont l'architecture est comprise dans l'encadré bleu de la Fig. 1.

Les approches les plus souvent rencontrées sont analytiques, et l'état stationnaire est obtenu en résolvant la « master équation » régissant le comportement du laser à blocage de modes. Dans ce travail, nous avons opté pour une approche itérative nous permettant de prendre en compte l'ensemble des phénomènes depuis l'état transitoire. Seule une partie du train d'impulsion est prise en compte : dans notre cas, un train de dix impulsions parcourt chaque élément de la cavité. Tout d'abord, les paramètres statiques du SOA ont été ajustés afin de correspondre aux mesures expérimentales. L'automodulation de phase qui a lieu au passage du train d'impulsion dans le SOA est prise en compte au travers du facteur de Henry α_H . Ce facteur représente le couplage phase amplitude dans le semiconducteur. Le gain est ensuite recalculé à chaque itération en fonction de la régénération des porteurs ainsi que de la saturation de ce dernier [3]. D'autre part, la propagation dans les différentes fibres est obtenue en utilisant la méthode « Split Step Fourier Transform » en prenant en compte la dispersion de vitesse de groupe ainsi que le coefficient de non linéarité. Enfin, les éléments passifs tels que le filtre, les isolateurs ainsi que le MZM sont modélisés par leurs fonctions de transfert associées afin de correspondre aux paramètres expérimentaux.

Le profil temporel et spectral du train d'impulsions en sortie sont reportés sur la **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** Le train d'impulsions obtenu possède bien une fréquence de répétition de 10 GHz. Les impulsions obtenues sont d'une durée de 10 ps. Par ailleurs, le spectre présente un décalage vers les fréquences négatives en relatif (un décalage vers les basses fréquences) notamment lié à la dispersion.

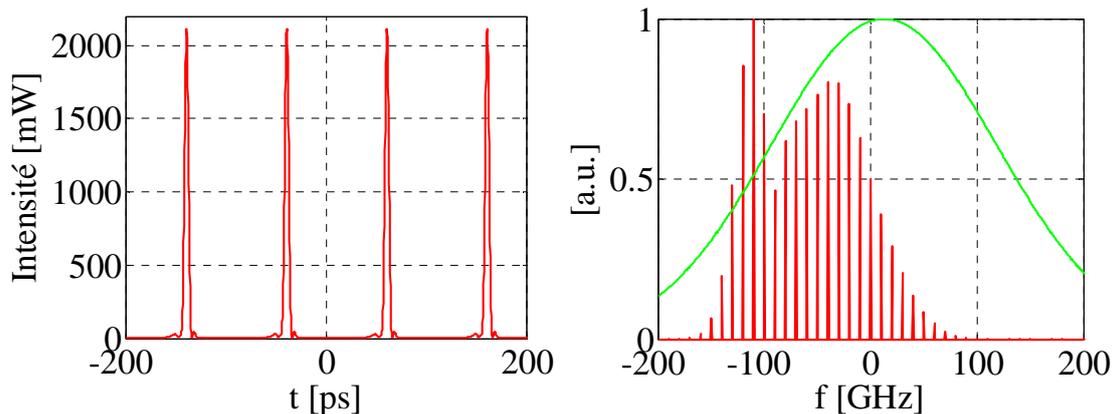


Fig. 2: Profil temporel (à gauche) et spectral (à droite) du train d'impulsions à 10 GHz

Dans le cadre de la génération micro-onde très haute fréquence, il est intéressant de générer des harmoniques à partir d'un système plus basse fréquence. Pour un battement optique d'un peigne issu d'un laser à blocage de modes, l'ajout d'un élément dispersif en sortie peut permettre de favoriser le battement entre des raies espacées d'un multiple entier de la fréquence fondamentale. La Fig. 3 présente l'enveloppe spectrale ainsi que la phase de chacune des raies du peigne de dirac obtenu. En effet, la distribution de phase à l'intérieur du peigne optique est linéairement

décroissante et peut donc être corrigée par un élément dispersif. Les deux spectres photodéfectés issus de l'autocorrélation du peigne de fréquences optiques ont été obtenus pour deux retards fibrés différents en sortie du laser. Dans un cas, le fondamental est privilégié, dans l'autre, les harmoniques 4 et 5 sont très élevées.

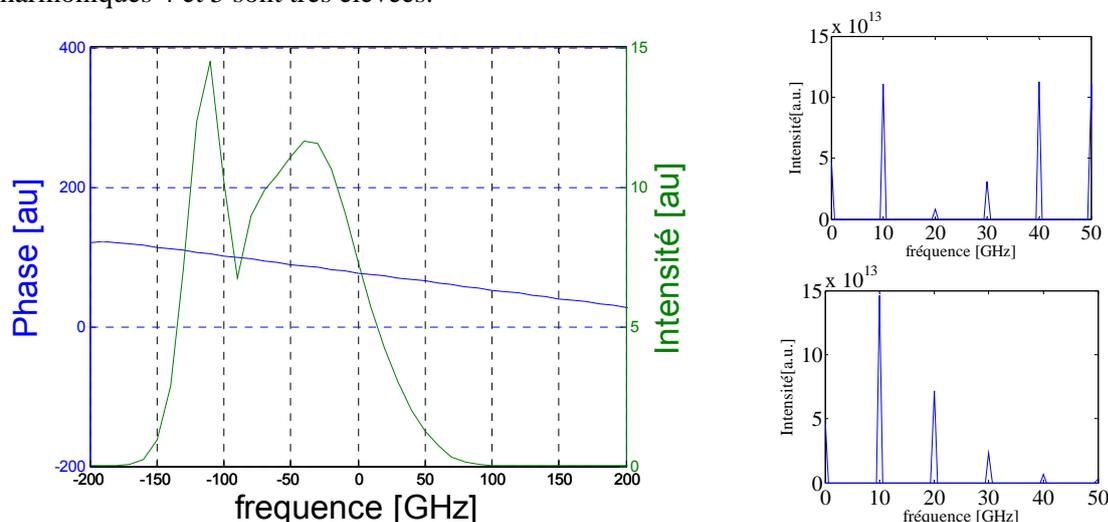


Fig. 3 : Intensité spectrale et distribution de phase du peigne de fréquences obtenu en simulation (gauche) et spectre RF obtenu après photodétection pour deux retards fibrés

3. CARACTERISATION DU SYSTEME

Le système présenté précédemment a été réalisé et de très bonnes performances en termes de pureté spectrale ont été obtenues. Le spectre optique ainsi que la mesure du bruit de phase du système à 30 GHz sont reportés sur la Fig. 4 [4].

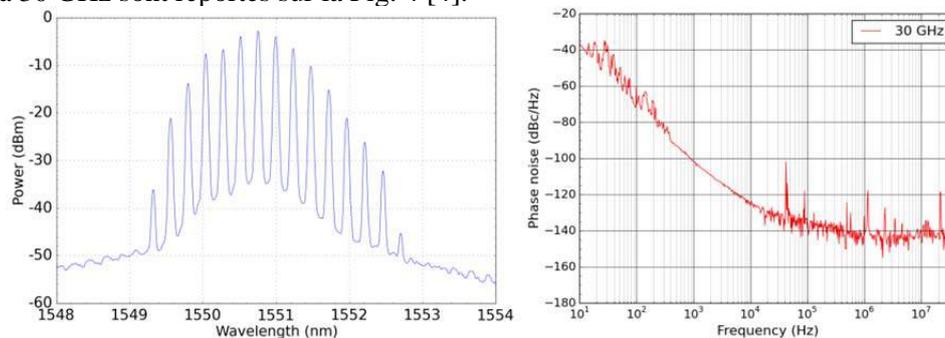


Fig. 4 : Spectre optique (gauche) et bruit de phase (droite) à 30 GHz du COEO

CONCLUSION

Dans ce travail, une modélisation de l'oscillateur optique qui compose le COEO a été réalisée. L'optimisation des paramètres dispersifs permet la génération haute fréquence par la sélection de l'harmonique approprié. Enfin, un COEO a été réalisé et le signal RF généré à 30 GHz présente une très haute pureté spectrale.

RÉFÉRENCES

- [1] L. Maleki, « The opto-electronic oscillator (OEO): Review and recent progress », in Proc. of the *European Frequency and Time Forum (EFTF)*, 2012, p. 497-500.
- [2] X. S. Yao et L. Maleki, « Dual microwave and optical oscillator », *Opt. Lett.*, vol. 22, n° 24, p. 1867-1869, 1997.
- [3] Arnaud Fernandez, « Etude théorique et expérimentale des impulsions générées par un SOA en blocage de modes », Thèse de l'Université de Brest, 2009
- [4] Vincent Auroux, « Coupled optoelectronic oscillators: design and performance comparison at 10 GHz and 30 GHz », à paraître, Proc. of the IEEE-International Frequency Control Symposium (IFCS), New Orleans, Mai 2016.

HIGHLY EFFICIENT NONLINEAR WAVEGUIDES IN LiNbO_3 FABRICATED BY A COMBINATION OF SOFT PROTON EXCHANGE (SPE) AND E-BEAM WRITING

Maxim NERADOVSKIY^{1,3*}, Dmitry CHEZGANOV^{1,2}, Lubov GIMADEEVA¹, Evgenii VLASOV¹, Vsevolod KVASHNIN¹, Elizaveta KOLCHINA¹, Andrey AKHMATKHANOV^{1,2}, Maria CHUVAKOVA¹, Denis ALIKIN¹, Herve TRONCHE³, Florent DOUTRE³, Pascal BALDI³, Vladimir Ya. SHUR^{1,2}, Marc P. DE MICHELI³

¹Institute of Natural Sciences, Ural Federal University, 620000, Ekaterinburg, Russia

²Labfer Ltd., 620014, Ekaterinburg, Russia

³LPMC, University of Nice Sophia-Antipolis, 06100 Nice, France

marc.de-micheli@unice.fr

RÉSUMÉ

Using an E-Beam writing process we produced high quality periodical domains in SPE lithium niobate waveguides. In SHG experiment we got up to 47%/W.cm² conversion efficiency which is comparable to similar waveguides where the domains are obtained by other techniques.

MOTS-CLEFS : *Lithium Niobate ; e-beam poling ; Proton Exchange ; Nonlinear Optics.*

1. SAMPLE FABRICATION

The samples under investigation is a 0.5-mm-thick Z-cut CLN plates. The SPE process [1] was carried out in benzoic acid diluted with 3.1% of lithium benzoate (LB) at 300 °C for 72 hours, using a SiO₂ mask on Z- polar surface to fabricate the channel waveguides with different width along the X-crystallographic axes. Using a scanning electron microscope (Auriga Crossbeam workstation, Carl Zeiss) equipped with an electron-beam (e-beam) lithography system (Elphy Multibeam, Raith), we produced domain structures with various periods. The maximum length of written PPLN segment was 1.5 mm. Longer segments were obtained by moving the sample and writing several segments. The domain patterns were visualized by piezoresponse force microscopy (PFM) and confocal Raman microscopy (CRM).

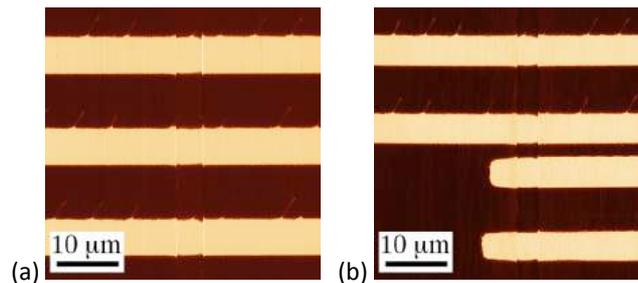


Fig. 1. PFM image of SPE waveguide (vertical) going through periodical domain structure (horizontal): dark – initial state, white – written domain.

(a) inside one segment of writing

(b) illustration of the stitching error between two written segments when the nonlinear grating is obtained by concatenation of several 1.5 mm long PPLN sections

Typical PFM images of the SPE waveguide going through periodical structure is presented in Fig. 1, which shows that the e-beam poling process is nearly not affected by the presence of the waveguide in contrary to what has been observed for E-field poling [2].

Moreover, we did not observe any nanodomains, contrarily to what we obtained earlier [3]. The other observed features of the written domain patterns ("fingers") can be attributed to highly

non-equilibrium switching conditions during e-beam irradiation caused by gradient of spontaneous polarization in SPE layer [4].

2. NONLINEAR CHARACTERIZATION

For the SHG experiments, we used a TUNICS T100S-HP tunable laser with a fiber amplifier delivering 80mW within the wavelength range 1535 to 1570 nm. The SHG spectrums of waveguides of different widths and a 1.5 mm PPLN section are presented in Fig. 2a. The SHG efficiency was up to $47\%/(\text{W}\cdot\text{cm}^2)$ as high as what is obtained in PPLN waveguides produced by other techniques. The FWHM of the SHG spectra is in good agreement with the calculated one. The observed wavelength shift corresponds to the influence of the waveguide width on the effective indices of the modes.

We also characterized waveguides going through 6mm PPLN sections (4 writing segments) and presenting some stitching errors (Fig. 1b). In this case we observed a similar conversion efficiency and as expected a narrower SHG spectra but also multiple SH peaks which are not completely explained yet (Fig. 2b).

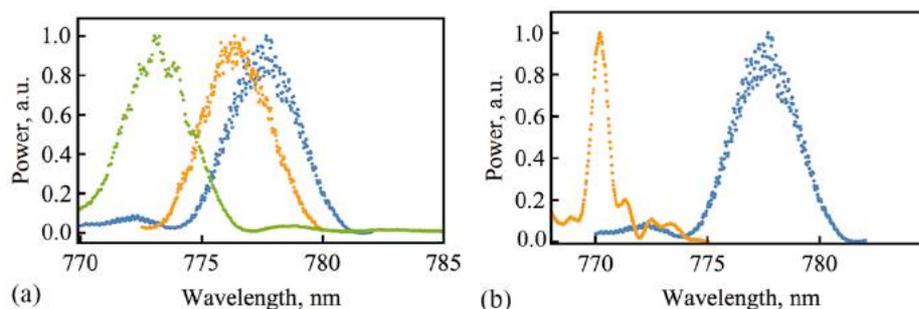


Fig. 2. SHG spectra for SPE waveguides. Parameters: (a) waveguides width 5 μm (green), 7 μm (orange), and 8 μm (blue). Period of pattern 16.2 μm , length of periodically poled section – 1.5 mm. (b) Blue spectrum – the width of the waveguide is 8 μm , the period of PPLN is 16.2 μm , the length of PPLN is 1.5 mm; orange spectrum – the width of the waveguide is 5 μm , the period of PPLN is 16.0 μm , the length of PPLN is 6.0 mm.

CONCLUSION

In conclusion, this work shows that it is possible to get state of the art SH conversion efficiency by writing the periodic domains after the waveguides fabrication. This is of capital interest for device combining nonlinear section with more complicated circuits.

ACKNOWLEDGEMENTS

The equipment of the Ural Center for Shared Use “Modern nanotechnology” Rufus was used. The research was made possible in part by RFBR (15-32-21102-mol_a_ved) and by Government of the Russian Federation (Act 211, Agreement 02.A03.21.0006).

REFERENCES

- [1] L. Chanvillard, et al., *Soft proton exchange on periodically poled LiNbO₃: A simple waveguide fabrication process for highly efficient nonlinear interactions*, Appl. Phys. Lett., vol. 76, p. 1089, 2000
- [2] M. Neradovskiy, et al., *Investigation of domain kinetics in congruent lithium niobate modified by proton exchange*, Ferroelectrics, vol. 496, in Press
- [3] M. Neradovskiy, et al., *Fabrication of SPE Waveguides on PPLN: Formation of Nanodomains and Their Impact on the SHG Efficiency*, Ferroelectrics, vol. 476, p. 127, 2015
- [4] V. Ya. Shur, et al., *Micro- and nano-domain engineering in lithium niobate*, Appl. Phys. Rev., vol. 2, p. 040604, 2015

STABILISATION DE DOUBLEURS DE FREQUENCE A FIBRE OPTIQUE PERIODIQUEMENT POLEE

Laurent Lablonde¹, Yves Hernandez², Sébastien Guillemet², Costantino Corbari³

¹ *iXBlue, Division Photonique, 22300 Lannion, France*

² *Institut de recherche Multitel, 7000 Mons, Belgique*

³ *Optoelectronics Research Centre, University of Southampton, UK*

laurent.lablonde@ixblue.com

RÉSUMÉ

La longueur d'onde de conversion d'un doubleur de fréquence à fibre périodiquement polée doit être stabilisée. Sans packaging de stabilisation, la bande d'acceptance étroite de la fonction (≤ 150 pm), se décale rapidement avec la température extérieure. Une réduction d'efficacité de 50 % peut se produire avec seulement 1°C de variation. Dans cette étude, nous comparons deux approches de packaging. La première est une technique de compensation passive qui s'apparente à celle employée pour les réseaux de Bragg. La seconde est une technique active qui consiste à forcer la température du doubleur à une valeur précise. Nous présentons la réalisation d'un démonstrateur tout-fibre ayant permis la génération de jaune (560 nm) et orange (590 nm) à partir de diodes émettant à 1120 nm et 1180 nm, avec une stabilité de 1pm/°C.

MOTS-CLEFS : *Doublage de fréquence ; non-linéarité ; génération de seconde harmonique ; package athermique*

1. INTRODUCTION

Le doublage de fréquence permet d'obtenir une émission laser à des longueurs d'onde inaccessibles directement par diode laser ou fibre optique active. L'intégration de cette technique dans une fibre optique permet de réaliser une source compacte, stable, robuste et potentiellement meilleur marché.

Cette étude a été réalisée dans le cadre du projet européen CHARMING [1] qui a eu pour but de développer de nouveaux composants pour les techniques avancées de l'imagerie médicale ou la biologie. Les objectifs étaient de développer les briques technologiques permettant la réalisation de nouvelles sources lasers tout-fibre utilisées pour la microscopie de fluorescence et de haute-résolution émettant notamment aux longueurs d'onde de 560 et 590 nm.

2. CARACTERISTIQUES DU COMPOSANT DOUBLEUR DE FREQUENCE

La génération de seconde harmonique dans les fibres présente les avantages suivants par rapport aux cristaux non linéaires : facilité d'intégration, stabilité et fiabilité sur le long terme en évitant les problèmes d'alignement liés à l'usage d'optiques en espace libre. Un laser tout-fibre doublé en fréquence émettant plus de 2 W à 772 nm avec un taux de conversion interne record de 45 % a démontré le potentiel de cette technique [2]. Les réseaux uniformes de susceptibilité d'ordre 2 utilisés dans cette étude ont été imprimés dans une fibre silice par une technique de poling thermique du milieu, suivi d'un effacement périodique par laser UV impulsif intense à 355 nm. Le pas du réseau Λ_{QPM} de quelques dizaines de picomètres détermine la longueur d'onde λ_{FH} du pic d'efficacité de conversion selon la relation (1) d'accord de phase entre fondamental et seconde harmonique. La faible susceptibilité d'ordre 2 (0.2 à 0.45 pm/V) générée dans les fibres silice périodiquement polées (FSPP) comparée à celle de certains cristaux est compensée par une longueur de réseau pouvant atteindre 32 cm et les propriétés de guidage de la fibre. Mais l'amélioration de l'efficacité de

conversion se fait au détriment de la largeur de bande d'acceptance qui est inversement proportionnelle à la longueur du réseau. La sensibilité thermique de λ_{FH} est donnée par la relation (2) après différentiation de la relation (1) par rapport à la température. L'application d'une traction mécanique sur la fibre entraîne également un décalage de la bande d'acceptance.

$$\lambda_{FH} = 2 \cdot \Lambda_{QPM} \cdot (n_{eff}^{2\omega} - n_{eff}^{\omega}) \quad (1) \quad \frac{d\lambda_{FH}}{dT} = 2 \cdot \Lambda_{QPM} \cdot \left(\frac{dn_{eff}^{2\omega}}{dT} - \frac{dn_{eff}^{\omega}}{dT} \right) + \alpha_T \lambda_{FH} \quad (2)$$

Nous avons étudié la réponse d'une première FSPP de 18 cm de long avec un pas $\Lambda_{QPM} = 37 \mu\text{m}$ mise à notre disposition. La longueur d'onde λ_{FH} mesurée à 1042.7 nm au centre d'une bande d'acceptance de 110 pm à mi-hauteur a donné une sensibilité thermique de 36.7 pm/°C. Une variation de température inférieure à 2°C suffit à faire chuter l'efficacité de conversion de moitié. Elle démontre la nécessité de recourir à une solution de stabilisation afin de conserver un parfait accord entre la longueur d'onde centrale de la bande d'acceptance et l'émission laser à doubler en fréquence.

Notre étude a consisté à étudier différents packages permettant de stabiliser la bande d'acceptance de FSPP par rapport à la température de l'environnement mais aussi d'accorder le pic d'efficacité sur la source laser. Nous avons développé deux types de packaging, un premier fonctionnant de façon passive c'est-à-dire sans alimentation électrique et un second dont le principe repose sur la régulation thermique.

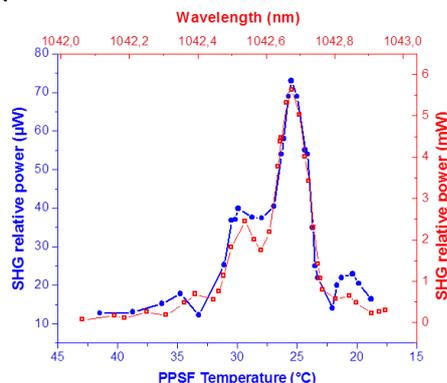


Fig. 1 : Réponse de conversion et sensibilité thermique mesurées sur un doubleur de fréquence à FSPP de longueur 18 cm et de pas $\Lambda_{QPM} = 37 \mu\text{m}$.

3. STABILISATION PASSIVE DU FSPP

Le package passif compense la sensibilité thermique de λ_{FH} par sa sensibilité à l'élongation de la fibre. Nous avons développé un support de type bilame qui a eu pour but d'ajuster et de stabiliser une FSPP de longueur allant jusqu'à 32 cm. Lorsque la température augmente, le support sur lequel est fixée la fibre pré-tendue se déforme par flexion élastique. Le coefficient de compensation du support est déterminé par son moment de flexion et une vis de déformation transverse du support permet d'ajuster la tension appliquée à la fibre. Bien que cette solution ait été optimisée avec l'obtention de facteurs de compensation 3.6x plus élevés que ceux conçus pour stabiliser des réseaux de Bragg, elle s'est révélée insuffisante pour la stabilisation des doubleurs étudiés en raison de leurs faibles sensibilités à l'élongation d'environ 0.3 pm/ppm et de leurs fortes sensibilités thermiques. Nos efforts de développement se sont ensuite focalisés sur la technique du package actif.

4. STABILISATION ACTIVE DU FSPP

Le package actif permet de stabiliser la longueur d'onde de la bande d'acceptance du doubleur de fréquence en régulant sa température par des modules thermoélectriques. Le doubleur est inséré dans un boîtier de forte conductivité thermique (Cu ou Al) contrôlé en température par 8 modules à

effet Peltier. L'échange de flux de chaleur entre les modules Peltier et l'extérieur est réalisé par un dissipateur thermique en convection naturelle, l'usage d'une convection forcée n'étant pas permise. Le package a été conçu pour accorder λ_{FH} en ajustant la température de fibre sur la gamme 40-70 °C, pour stabiliser la température de fibre à 1 °C près et uniformément quelle que soit la température externe située entre 0 et 40 °C, et pour respecter des contraintes dimensionnelles facilitant son intégration future dans une source laser. Une première version de package a été développée et étudiée afin de vérifier cette technique de stabilisation et mieux appréhender le comportement des doubleurs. Cette version développée sans contrainte de dimensions, permettait de stabiliser une FSPP de 27 cm maintenue de façon rectiligne. Nous avons démontré une stabilisation de la longueur centrale de l'émission de seconde harmonique à mieux que 1 pm/°C autour de 774 nm pour une température extérieure variant entre 22 et 53 °C [3]. Ce résultat très intéressant a permis de valider le principe de stabilisation sur de tels composants. Les dimensions du package ont, dans sa version finale, été réduites à 16 x 16 x 5 cm³ par la pose lovée de la FSPP avec un rayon minimal d'environ 7 cm déterminé au préalable et permettant de conserver l'efficacité de conversion en préservant le maintien de la polarisation des ondes optiques.

5. DEVELOPPEMENT D'UN DEMONSTRATEUR

Des expériences de doublage de fréquence des longueurs d'onde 1120 nm et 1180 nm ont été effectuées par la société Multitel en stabilisant, avec les packages que nous avons conçus, différentes fibres périodiquement polées. Prenons l'exemple du démonstrateur à 1180 nm. La source laser consiste en un module à diode laser à commutation de gain des sociétés Nanoplus et Picoquant suivi d'un étage d'amplification Raman réalisé par Multitel. Une efficacité de conversion de 1.4% a été obtenue avec une puissance moyenne en sortie de 22 mW à 590 nm pour un taux de répétition de 80 MHz.

CONCLUSION

Deux techniques de stabilisation thermique d'un doubleur de fréquence à FSPP ont été développées et testées. Le package passif peut recevoir un composant de 32 cm et présente un CTE pouvant atteindre -33.5 ppm/°C et un ratio longueur compensée/longueur support plus élevé qu'une technique standard. Le package actif a permis de répondre au cahier des charges en stabilisant la longueur d'onde centrale de la bande d'acceptance du doubleur à 1 pm/°C sur la gamme de température étudiée. Le démonstrateur réalisé à partir de sources laser constituées de modules de diodes à commutation de gain et d'un étage amplificateur à fibre Yb ou Raman, a permis de générer des faisceaux à 560 et 590 nm à partir des FSPP stabilisés avec nos packages actifs. Une puissance de sortie de 8 mW à 560 nm a été obtenue avec une puissance de 350 mW à 1120 nm soit une efficacité de conversion de 2.3 %.

RÉFÉRENCES

- [1] Projet européen FP7 de type STREP "Components for Highly Advanced time-Resolved fluorescence Microscopy based on Non-linear Glass Fibers", n° 288786, 2011-2015
- [2] C. Corbari, "Multi-Watt-All-Fiber Frequency Doubled Laser", Paper JTu6A.5, Advanced Photonics, 2014
- [3] L. Lablonde, C. Corbari, L. Lago, Y. Hernandez, "Conception d'un package de stabilisation de doubleurs de fréquence à base de fibre optique périodiquement polée", Enova, 2014

FIBRES OPTIQUES MULTIMATERIAUX A CŒUR VITROCERAMIQUE PAR LE PROCEDE « POWDER IN TUBE »

**Damien POMAREDE¹, Jean-Louis AUGUSTE¹, Georges HUMBERT¹, Sébastien CHENU²,
Gaëlle DELAIZIR², Jean-René DUCLERE², Mathieu ALLIX³, Cécile GENEVOIS³,
Emmanuel VERON³, Philippe ROY¹, Philippe THOMAS², Guy MATZEN³**

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

²Univ. Limoges, CNRS, ENSCI, SPCTS, UMR 7315, CEC, 87068 Cedex Limoges, France

³Univ. Orléans, CNRS, CEMHTI UPR3079, F-45071 Orléans, France

damien.pomarede@xlim.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente les résultats expérimentaux récents concernant la fabrication de fibres optiques multimatériaux à cœur vitrocéramique. Le verre précurseur est fabriqué par fusion-trempe et broyé avant d'être fibré par la méthode « powder in tube ». Plus d'une centaine de mètres de fibre ont été obtenus et ont fait l'objet de caractérisation microstructurales et optiques. Cela a permis de mettre en évidence la formation de nano cristaux dans le cœur de la fibre lors du fibrage.

MOTS-CLEFS : *Fibres optiques multimatériaux, vitrocéramique, nanocristaux ZnGa₂O₄.*

1. INTRODUCTION

Les fibres optiques rencontrent depuis plusieurs années un intérêt grandissant dans la communauté des matériaux avec l'essor de nouveaux concepts de fibres à cœurs vitrocéramiques [1-2]. En effet, ces systèmes originaux permettent de combiner les avantages des cristaux massifs en termes d'efficacité spectroscopique et d'énergies de phonons, avec ceux des fibres optiques à cœurs amorphes dopés, du point de vue de la facilité de mise en œuvre, de la géométrie fibrée et de ce qui en découle (dissipation thermique, qualité de faisceau, construction monolithique fibrée, etc.). Plusieurs effets lasers ont été observés dans un certains nombres de fibres à cœur vitrocéramiques, parmi lesquels on peut citer l'émission autour de 1055 nm à partir d'un cœur vitrocéramique fluoré dopé Nd³⁺ [3]. Dans ce travail, on propose d'utiliser une vitrocéramique, issue du système SiO₂ – Na₂O – ZnO – Ga₂O₃ et dans laquelle cristallise le spinelle ZnGa₂O₄ (procédé développé et breveté au CEMTI [4]). L'intérêt de cette matrice réside dans sa capacité à cristalliser une grande quantité de cristaux (typiquement 50_{wt}%) tout en conservant sa transparence [5]. De plus, il a été montré que cette matrice peut être efficacement dopée par des métaux de transitions tels que le chrome, ce qui en fait un matériau prometteur pour la conception de fibres optiques vitrocéramiques actives sur des plages de longueurs d'onde originales. La mise en œuvre de cette vitrocéramique par le procédé « powder in tube » développé à Xlim [6] permet l'obtention de fibres optiques vitrocéramique potentiellement intéressante pour le domaine des amplificateurs fibrés et des lasers.

2. SYNTHÈSE ET CARACTÉRISATION DU MATÉRIAU DE CŒUR

La vitrocéramique utilisée dans ce travail est issue du système SiO₂ – Na₂O – ZnO – Ga₂O₃ dont les modalités de fabrication et les propriétés sont décrites dans [5]. Le verre initial a été caractérisé par MEB EDS (Cambridge S260) et DRX (Bruker D8 Advance) afin d'en vérifier la composition et la nature amorphe. L'indice de réfraction a été mesuré par ellipsométrie sur massif (Horiba Jobin-Yvon UVISEL) et vaut 1,617 à 667,94 nm. Les températures de transition vitreuse et de cristallisation déterminées par ATD (Netzsch STA 449 F3 Jupiter) valent respectivement 653°C et 712°C et sont en accord avec les valeurs de la littérature ([5]). Enfin la courbe de transmission obtenue entre 200 et

6000 nm à l'aide de spectromètres commerciaux (Cary 5000 et FTIR Bruker Equinox 55) sur des échantillons polis sur les deux faces est présentée en Fig. 1 (extraite de [4]). On constate que les valeurs de transmission obtenues sur des échantillons recuits à 900 et 1000°C sont remarquablement proches du maximum théorique entre 0,5 et 4 μm (estimé à 88% d'après la formule $T_{max} = 2n/(n^2 + 1)$). Seul le pic d'absorption centré autour de 2900 nm et attribué à la présence de groupes OH dans le matériau apparaît sur les courbes. Il est intéressant de noter que dans ces vitrocéramiques, S. Chenu *et al.* [4] ont montré que la proportion de la phase cristalline peut atteindre près de 50_{wt}% et que la nanostructure du matériau peut être contrôlée par le traitement thermique et la composition (notamment *via* la quantité de SiO₂). Cette grande quantité de cristaux associée à une nanostructure ajustable font de cette matrice un matériau de choix pour l'élaboration de fibres optiques actives à cœur vitrocéramique.

3. FABRICATION ET CARACTERISATION DE LA FIBRE OPTIQUE

Une étape de broyage au broyeur planétaire (Retsch PM100) permet d'abaisser la granulométrie du matériau de cœur autour de 100 μm. La poudre de verre ainsi obtenue est placée dans un tube de silice (Heraeus F300) fermé à l'une de ses extrémités. La préforme est alors étirée à l'aide d'une tour de fibrage à environ 1800°C, soit à une température bien plus élevée que la température de transition vitreuse du matériau de cœur. Cela indique que le cœur est vraisemblablement très peu visqueux lors de l'étape de fibrage. Plusieurs centaines de mètres de fibres ont été fabriquées de manière stable et reproductible. La fibre optique obtenue présente un cœur de 15 μm de diamètre et une gaine de 85 μm de diamètre. Le profil d'indice de réfraction montré en Fig. 2 est caractéristique des profils à gradient d'indices. La différence d'indice de réfraction maximale relevée au centre de la fibre à 667,94 nm est de 0,091 (EXFO NR-9200), ce qui correspond à un indice de 1,547 bien inférieur à la valeur relevée sur massif. Comme le montre le cliché MEB SE présenté en Fig. 3, le cœur de la fibre ne comporte pas de défaut apparent. Cependant, la cartographie chimique présentée en encart de la Fig. 3, ainsi que les mesures EDS réalisées en différents points de la fibre et sur le massif avant fibrage, montrent que le cœur contient d'avantage de silicium que le verre de départ. De plus, la proportion en silicium augmente lorsque l'on approche de l'interface entre le cœur et la gaine. Cet enrichissement en silice s'explique en partie par la diffusion atomique de la silice de la gaine vers le cœur de la fibre, favorisée par les hautes températures et la faible viscosité du cœur [7]. Cela a pour conséquence l'incorporation de silice dans le cœur et l'apparition d'un gradient de composition suivant le rayon du cœur. Ce gradient de composition est cohérent avec l'apparition d'un gradient d'indice de réfraction, mis en évidence par le profil d'indice de réfraction en cloche caractéristique des fibres optiques à gradient d'indice de réfraction. L'abaissement de l'indice de réfraction du matériau de cœur par rapport au massif initial peut lui aussi être attribué à l'enrichissement en silicium constaté lors de l'étape de fibrage. Le cliché MET (Philips FEI 200CX) présenté en Fig. 4, réalisé sur un échantillon de fibre optique montre que la vitrocéramique a cristallisé *in situ* lors du fibrage.

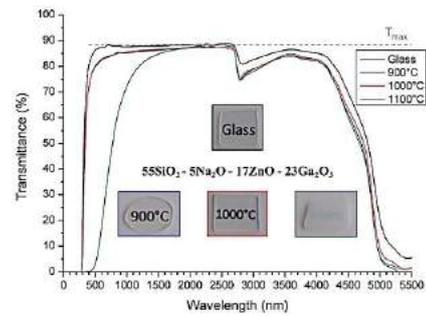


Fig. 1 : Courbes de transmission et images de verres et vitrocéramiques recuites à différentes températures (extrait de [4])

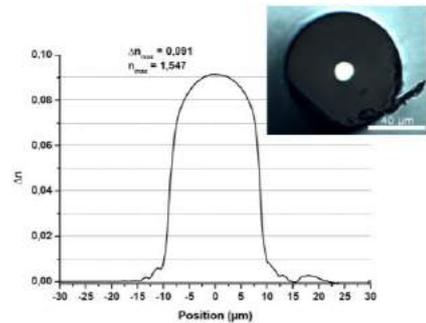
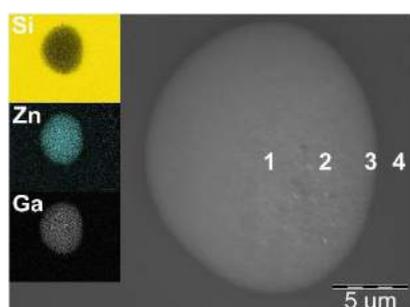


Fig. 2 : Profil d'indice de réfraction et image au microscope optique d'une clive de



	Zn	Ga	Si
% _{at} théorique	14,41	38,98	46,61
% _{at} massif	12,90	41,04	46,06
% _{at} 1	14,04	31,65	54,31
% _{at} 2	11,62	32,70	55,69
% _{at} 3	4,55	24,53	70,92
% _{at} 4	0,00	0,00	100,00

Fig. 3 : Cliché MEB SE et cartographie chimique du cœur (encart) et mesures de composition par EDS (tableau) réalisées sur le massif avant fibrage, et dans la fibre au centre du cœur (1) jusque dans la gaine (4)

L'analyse SAED montre que la phase observée correspond au spinelle $ZnGa_2O_4$ attendu. En revanche la taille de ces cristaux peut dépasser 50 nm, ce qui favorise la diffusion Rayleigh des courtes longueurs d'ondes et augmente le niveau de pertes optiques de la fibre. Une mesure d'atténuation sur une fibre de 1,5 m par la méthode du Cut Back (en coupant 65 cm de fibre) a permis d'estimer les pertes autour de 20 dB/m à 1550 nm. Ce niveau de pertes relativement élevé s'explique par la présence de cristaux de taille supérieure à 50 nm dans le cœur de la fibre ainsi que par la présence de groupements -OH, caractérisés par le pic centré autour de 1400 nm qui augmente le niveau de pertes de manière significative. Un travail d'optimisation de la préparation des poudres, des paramètres de fibrages et de la composition du cœur de la fibre permettra de réduire ce niveau de pertes afin de le rendre compatible, avec les applications d'amplificateur et de laser fibré.

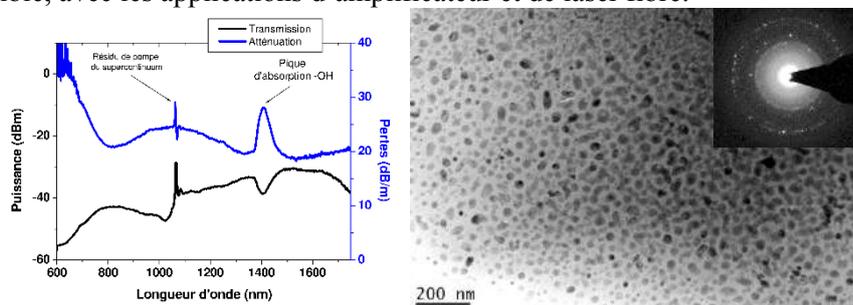


Fig. 4 : Spectres de transmission et mesure de pertes optiques par Cut Back obtenus sur un échantillon de 1,5 m de long et cliché MET et SAED du cœur de la fibre

CONCLUSION

Dans ce travail nous avons fabriqué et mis en œuvre une vitrocéramique issue du système $SiO_2 - Na_2O - ZnO - Ga_2O_3$ via le procédé « powder in tube » et plus d'une centaine de mètres de fibre ont été obtenus. Des mesures quantitatives par EDS réalisées sur le massif avant fibrage et sur la face d'une fibre ont montré un enrichissement significatif de la composition du cœur en silice. De plus, un gradient de composition et d'indice de réfraction suivant le rayon de la fibre ont été mis en évidence. Le microscope électronique en transmission a permis de déceler la présence de cristaux dans la fibre optique, ce qui montre la capacité de la vitrocéramique à cristalliser spontanément lors de l'étape d'étirage. Enfin des mesures optiques en transmission ont permis d'évaluer le niveau d'atténuation optique de la fibre autour de 20 dB/m à 1550 nm, ce qui est la première étape vers la conception de fibres vitrocéramiques actives. Cette matrice sera ultérieurement dopée par des ions Cr^{3+} et Ni^{2+} afin de générer des rayonnements lumineux sur les plages 690 – 710 nm [4] et 1100 – 1500 nm [2] respectivement.

RÉFÉRENCES

- [1] P.A. Tick *et al.*, Optics Letters Vol.23, No.24, 1998
- [2] B.N. Samson *et al.*, Optics Letters Vol.27, No.15, 2002
- [3] B.N. Samson *et al.*, Optics Letters Vol.26, No.3, 2001
- [4] S. Chenu *et al.*, WO2014131881 A1, 2014
- [5] S. Chenu *et al.*, J. Mater. Chem. C, 2, 2014
- [6] J.L. Auguste *et al.*, Materials 7(8), 2014
- [7] J. Ballato *et al.*, J. Appl. Phys. 105, 2009

PLASMONIQUE NONLINÉAIRE INTÉGRÉE: MODES ASYMÉTRIQUES ET TRANSITIONS SPATIALES DANS LES GUIDES NONLINÉAIRES À FENTE

Mahmoud M. R. Elsayw et Gilles Renversez

Université d'Aix-Marseille, CNRS, ECM, Institut Fresnel UMR 7249
Avenue Escadrille Normandie-Niémen, 13397 Marseille, France

gilles.renversez@univ-amu.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions des guides d'ondes plasmoniques nonlinéaires à fente. Nous mettons notamment en évidence et décrivons l'émergence, induite par la nonlinéarité, de modes asymétriques dans des structures symétriques ainsi que de nouvelles transitions des profils spatiaux des solutions nonlinéaires en fonction de la puissance.

MOTS-CLEFS : *plasmonique nonlinéaire, guide à fente, effet Kerr, plasmon-soliton*

1. INTRODUCTION

Comme cela est décrit dans l'article [1], la plasmonique nonlinéaire contient de nombreux sous-domaines. Dans nos travaux, nous nous intéressons à celui dénommé plasmonique nonlinéaire intégrée, ou formulé autrement les guides d'ondes plasmonique nonlinéaires. Nous nous intéresserons plus particulièrement au guide à fente avec un cœur constitué d'un diélectrique ayant une nonlinéarité de type Kerr [2, 3]. En plus du fort confinement du champ électromagnétique propre aux structures plasmoniques, du fait de la nonlinéarité, la puissance optique est un nouveau paramètre de contrôle des ondes s'y propageant [4, 5]. Nous déterminons les solutions du problème homogène non-linéaire dans un guide plasmonique nonlinéaire à fente (GPNF) amélioré grâce à l'ajout de couches de diélectrique linéaires entre le cœur et les parties métalliques. Mais du fait de la nonlinéarité, la stabilité de ces solutions "modales" obtenues en régime harmonique n'est plus assurée contrairement au cas linéaire, et elle doit faire l'objet d'études spécifiques [6]. Dans les travaux présentés, nous nous limiterons aux effets spatiaux de la nonlinéarité [7] même si la génération de troisième harmonique est aussi un effet possible dans ces structures nonlinéaires confinant fortement le champ électromagnétique.

2. MODÈLES POUR LES GUIDES PLASMONIQUES NONLINÉAIRES À FENTE

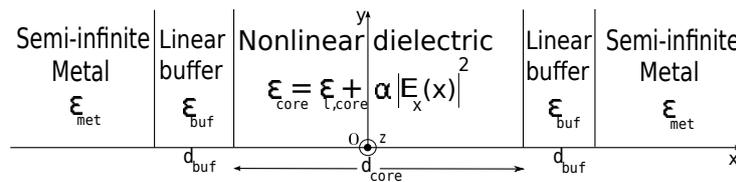


FIGURE 1 : GPNF symétrique amélioré par deux couches supplémentaires de diélectrique linéaire entre le cœur diélectrique nonlinéaire et les deux régions semi-infinies.

Le modèle de GPNF amélioré que nous étudions est représenté Fig. 1, comparé au GPNF simple il contient deux couches supplémentaires de diélectrique linéaire entre le cœur diélectrique nonlinéaire et les deux régions métalliques semi-infinies. Dans cette étude, nous ne considérerons que le cas des structures symétriques où un mode asymétrique peut émerger par une bifurcation de Hopf [3] à partir du mode symétrique, même si des GPNFs asymétriques simples ont déjà été étudiés [5]. d_{core} est l'épaisseur du cœur, et d_{buf} l'épaisseur des couches supplémentaires de diélectrique dont la permittivité est notée ϵ_{buf} . Nous ne considérerons ici que les ondes transverses magnétiques (TM) se propageant le long de l'axe d'invariance (Oz) du guide même si des travaux récents ont démontré l'existence d'ondes

transverses électriques dans ces structures [8]. Toutes les composantes des champs électromagnétiques évoluent comme $\exp[i(k_0 n_{eff} z - \omega t)]$ avec $k_0 = \omega/c$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide, ω la pulsation, et n_{eff} l'indice effectif du mode considéré. Le diélectrique non linéaire de type Kerr est isotrope et focalisant. Pour les ondes TM, la permittivité dans le cœur non linéaire est définie comme $\epsilon_{core} = \epsilon_{l,core} + \alpha |E_x|^2$ ($\epsilon_{l,core}$ étant la partie linéaire de la permittivité du cœur, E_x étant la composante x du champ électrique), avec $\alpha > 0$ (non-linéarité focalisante). Cette approximation de la non-linéarité nous permet d'utiliser l'algorithme à puissance fixée au sein de la méthode des éléments finis pour calculer les solutions stationnaires et leurs courbes de dispersion non linéaire [9, 10]. Dans le cœur, la relation approchée entre le paramètre non linéaire α et le coefficient non linéaire n_2 , qui apparaît dans la définition de l'indice de refraction dépendant de l'intensité $\Re(n_{core}) = \Re(\epsilon_{l,core})^{1/2} + n_2 I_{core}$ est $\alpha = \epsilon_0 c \Re(\epsilon_{l,core}) n_2$, où I_{core} l'intensité dans le cœur est définie par $I_{core} = \epsilon_0 c |\epsilon_{core}| |E_x|^2 / (2 n_{eff})$. Dans cette étude, $\epsilon_{l,core} = 3.46^2 + i 10^{-4}$ and $n_2 = 10^{-17} \text{m}^2/\text{W}$, correspondant au silicium amorphe hydrogéné [11], and $\epsilon_{met} = -90 + i 10$ correspondant à l'or à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, longueur d'onde utilisée pour toutes les simulations présentées.

3. DIAGRAMME DE PHASE NON LINÉAIRE DES GUIDES PLASMONIQUES NON LINÉAIRES

En utilisant des simulations numériques basées de la méthode des éléments finis, nous obtenons à la fois les profils des champs et les courbes de dispersion non linéaires ($n_{eff}(P_{tot})$). Les principaux exemples de modes ainsi que leur dénomination sont fournis Fig. 2 pour deux valeurs distinctes de d_{buf} de part et d'autre de la valeur critique $d_{buf} = 30.8 \text{ nm}$ (voir Fig. 3) que nous pouvons évaluer analytiquement [7]. La terminologie employée Fig. 2 est une extension cohérente de celle utilisée dans les références [4, 5] : "S" pour symétrique, "AN" pour anti-symétrique, et "AS" pour asymétrique pour les propriétés de symétrie, "sol" pour solitonique, "plas" pour plasmonique pour décrire le type de profil pour la composante H_y , "I" ou "II" pour le nombre de pics solitoniques présents dans le cœur. Nous pouvons ensuite définir les

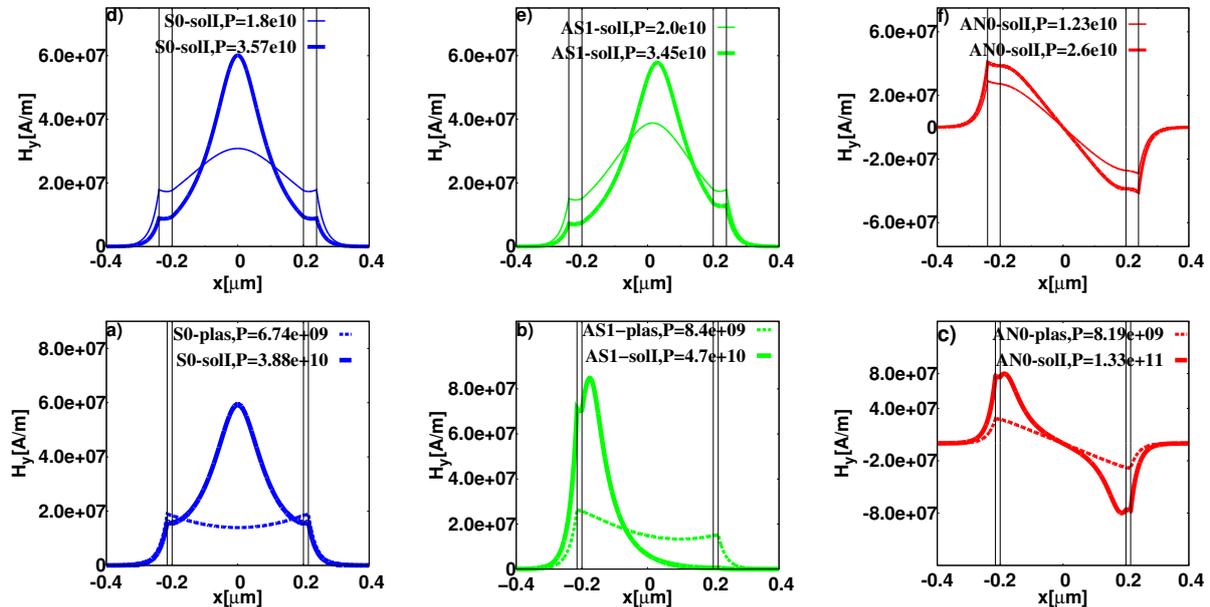


FIGURE 2 : Composantes $H_y(x)$ pour le GPNF amélioré pour les modes TM symétriques (courbes bleues), asymétriques (courbes vertes), et anti-symétriques (courbes rouges) pour $d_{buf} = 40 \text{ nm}$ (en haut) et $d_{buf} = 15 \text{ nm}$ (en bas). Les puissances sont en W/m. $d_{core} = 400 \text{ nm}$ et $\epsilon_{buf} = 2.5^2$.

diagrammes de phase non linéaire pour les principaux modes des GPNFs. Un tel diagramme est présenté en Fig. 3 où l'existence et le type des premiers modes TM symétriques et asymétriques sont indiqués. L'épaisseur d_{buf} des couches de diélectrique et la puissance totale P_{tot} sont utilisés comme paramètres.

Dans notre présentation, nous détaillerons : la construction et la généralisation du digramme présenté, la

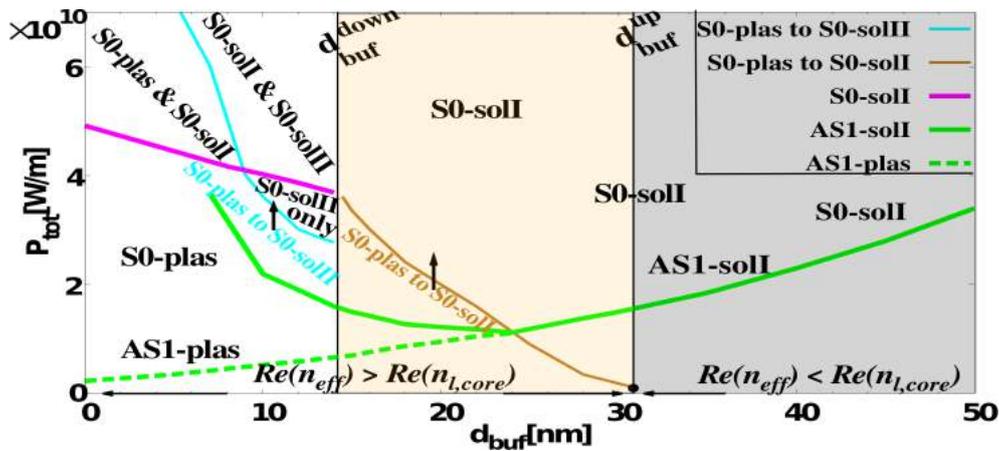


FIGURE 3 : Diagramme de phase nonlinéaire des modes TM des GPNFs symétriques améliorés en fonction de l'épaisseur de la couche de diélectrique linéaire d_{buf} et de la puissance totale P_{tot} pour $d_{core} = 400$ nm et $\epsilon_{buf} = 2.5^2$. Les courbes vertes se rapportent aux premiers modes asymétriques. Les flèches indiquent les transitions modales au travers des courbes correspondantes (courbes fines).

réduction des pertes de guidage permise par les couches de diélectriques tampons ainsi que nos résultats de simulations FD-TD nonlinéaires sur la stabilité des principales solutions nonlinéaires présentées.

CONCLUSION

Nous avons proposé un guide plasmonique nonlinéaire à fente amélioré par l'ajout de deux couches de diélectriques linéaires entre le cœur nonlinéaire et les régions métalliques. Nous avons fourni une description complète des principaux modes TM et montré que pour certains paramètres de nouvelles transitions des profils spatiaux des modes peuvent être obtenues en fonction de la puissance.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Kauranen and A. V. Zayats, "Nonlinear plasmonics," *Nature Photon.*, vol. 6, pp. 737–748, 2012.
- [2] E. Feigenbaum and M. Orenstein, "Plasmon-soliton," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 6, pp. 674–676, 2007.
- [3] A. R. Davoyan, I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar, "Nonlinear plasmonic slot waveguide," *Opt. Express*, vol. 16, no. 26, pp. 21 209–21 214, 2008.
- [4] W. Walasik and G. Renversez, "Plasmon-soliton waves in planar slot waveguides. I. modeling," *Phys. Rev. A*, vol. 93, p. 013825, 2016.
- [5] W. Walasik, G. Renversez, and F. Ye, "Plasmon-soliton waves in planar slot waveguides. II. results for stationary waves and stability analysis," *Phys. Rev. A*, vol. 93, p. 013826, 2016.
- [6] N. N. Akhmediev and A. Ankiewicz, *Solitons, Nonlinear Pulses and Beams*. Chapman & Hall, London, 1997.
- [7] M. M. R. Elsayy and G. Renversez, "Improved nonlinear slot waveguides using dielectric buffer layers : properties of tm waves," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 7, pp. 1542–1545, 2016.
- [8] M. M. R. Elsayy, V. Nazabal, M. Chauvet, and G. Renversez, "Improved nonlinear plasmonic slot waveguide : a full study," ser. Nanophotonics, vol. 9884. SPIE, 2016, p. 988420.
- [9] B. M. A. Rahman, J. R. Souza, and J. B. Davies, "Numerical analysis of nonlinear bistable optical waveguides," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 2, no. 4, pp. 265–267, 1990.
- [10] F. Drouart, G. Renversez, A. Nicolet, and C. Geuzaine, "Spatial Kerr solitons in optical fibres of finite size cross section : beyond the Townes soliton," *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, vol. 10, no. 12, p. 125101, 2008.
- [11] C. Lacava, P. Minzioni, E. Baldini, L. Tartara, J. M. Fedeli, and I. Cristiani, "Nonlinear characterization of hydrogenated amorphous silicon waveguides and analysis of carrier dynamics," *Applied Physics Letters*, vol. 103, no. 14, p. 141103, 2013.

ÉTUDE DE LA LARGEUR DE RAIE D'UN LASER A BOÎTE QUANTIQUE InAs/InP SOUMIS A UNE FORCE DE RAPPEL OPTIQUE

Heming Huang¹, Kevin Schires¹, Philip Poole², et Frédéric Grillot^{1,3}

¹CNRS LTCI, Télécom ParisTech, Université Paris-Saclay, 46 rue Barrault, 75013 Paris, France

²NRC Canada, 1200 Montreal Road, Building M-50, Room 162, Ottawa, Canada

³Center for High Technology Materials, University of New-Mexico, 1313 Goddard SE, Albuquerque, NM, USA

heming.huang@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Le travail consiste en une étude expérimentale de la largeur de raie d'un laser à boîte quantique InAs/InP à réaction distribuée soumis à une force de rappel optique. Pour des taux de retour optique modérés, il est possible de verrouiller le laser dans un régime de fonctionnement stable et pour lequel une largeur de raie proche de 100 kHz est démontrée.

MOTS-CLEFS : *laser à boîte quantique ; largeur de raie ; rétroaction optique externe.*

1. INTRODUCTION

L'augmentation de la capacité de transmission des réseaux fibrés et de la bande passante associée est aujourd'hui largement sous-tendue par le développement des communications optiques cohérentes. Dans ce cadre, l'information n'est plus uniquement portée par l'amplitude mais aussi par la phase ce qui signifie que ces systèmes requièrent des sources optiques à très faible largeur de raie, à la fois au niveau des transmetteurs et des oscillateurs locaux [1]. Plusieurs solutions éprouvées ont déjà été proposées dans le but de réduire substantiellement la largeur de raie d'un laser à semi-conducteurs, soit en utilisant une cavité externe ou encore par le biais de procédés technologiques alliant matériaux III-V et silicium [2,3]. Une alternative plus simple à mettre en œuvre repose sur l'utilisation d'un milieu de gain comportant un matériau nanostructuré. En effet, de par le caractère très localisé de la densité d'états et du très faible bruit d'émission spontanée [4], l'inclusion de boîtes quantiques dans la zone active procure au laser une largeur de raie naturelle relativement faible (< 1 MHz) par comparaison aux sources à matériaux massifs ou à puits quantiques [5]. De plus, l'application d'une force de rappel optique (ou rétroaction optique) sur le laser peut permettre une compression plus importante du bruit d'émission spontanée et donc de la largeur de raie. La rétroaction optique est un effet non-linéaire qui consiste en la réinjection d'une partie de la lumière émise par le laser après réflexion sur un miroir ou sur l'extrémité d'une fibre optique. Selon les deux paramètres de rétroaction que sont la longueur de la cavité externe et le taux de réinjection r_{ext} , défini comme le rapport entre la puissance réinjectée et la puissance émise, un laser à réaction distribuée (DFB) aura soit un comportement stable monomode soit un fonctionnement chaotique multi-modes [5]. Pour des taux de retour optique modérés, nous montrons ici qu'il est possible de verrouiller un laser InAs/InP à boîtes quantiques dans un régime de fonctionnement stable et pour lequel une la largeur de raie proche de 100 kHz est démontrée dans des conditions normales d'opération.

2. DISPOSITIF LASER ET MONTAGE EXPERIMENTAL

Le laser étudié est un laser DFB à boîtes quantiques. Le milieu actif contient 5 plans de boîtes quantiques en arséniure d'indium (InAs) dont la croissance a été réalisée par épitaxie par jets moléculaire (MBE) sur phosphure d'indium InP [4]. La cavité longue de 1 mm possède des facettes traitées antireflets (AR). Le guide d'onde de largeur $3 \mu\text{m}$ procure au laser un fonctionnement monomode transverse. Le coefficient de couplage du réseau de Bragg est d'environ 20 cm^{-1} . A la

température de la pièce (293K), le courant de seuil est de 47,5 mA et la longueur d'émission est centrée à 1520 nm. Les courbes LIV et le spectre optique mesurés à 200 mA sont représentés sur les Fig. 1 (a) et (b).

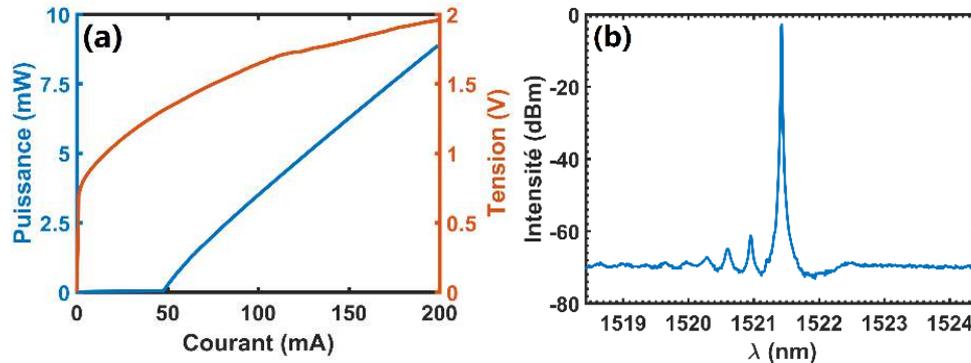


Fig. 1 (a) courbes LIV du laser DFB ; (b) spectre optique du laser à 200 mA (mesures à 293K).

La Fig. 2 représente le montage expérimental utilisé pour les mesures de rétroaction optique et de largeur de raie. Le couplage du faisceau est réalisé à partir d'une fibre micro-lentillée traitée AR. La partie (a) du montage permet d'étudier la dynamique du laser sous rétroaction optique. La force de rappel est produite par un rétro-rélecteur (BKR) composé d'un miroir et d'un atténuateur optique variable. En tenant en compte des pertes dans le montage, le taux de réinjection r_{ext} est estimé entre 0 et 1%.

La mesure de la largeur de raie (partie b) repose quant à elle sur la technique éprouvée du battement auto-hétérodyne qui consiste à faire interférer un laser avec une version retardée de lui-même, déplacée en fréquence [4]. Afin de limiter les réflexions parasites, deux isolateurs optiques (isolation > 60 dB) sont insérés en amont. Le signal est envoyé dans un des bras de l'interféromètre puis décalé de 100 MHz par un modulateur acousto-optique (AOM), tandis que l'autre partie se propage dans le bras incorporant une bobine de fibre de 25 km. Si le retard appliqué est plus grand que le temps de cohérence du laser, alors il n'y a plus aucune relation entre les variations de fréquence du laser entre les deux bras de l'interféromètre. Ceci revient à dire que l'on fait interférer deux signaux totalement indépendants, autrement dit la mesure est équivalente à une mesure hétérodyne entre deux lasers exactement identiques. A la sortie, le battement entre les deux champs est détecté par une photodiode rapide puis mesuré sur un analyseur de spectre électrique (ESA). L'analyse du spectre RF permet de remonter ensuite à la largeur de raie optique en utilisant un profil de Voigt [7]. Afin de suivre l'évolution de la puissance couplée et du spectre optique, un puissance-mètre et un analyseur de spectre optique (OSA) sont utilisés sur les sorties 2 et 3 de l'interrupteur optique.

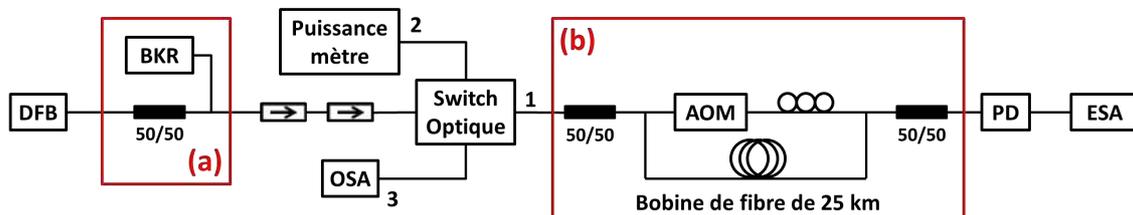


Fig. 2 : Montage incorporant la boucle de rétroaction optique (a) et celle pour l'auto-hétérodyne (b).

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les Fig. 3 (a) et (b) représentent les cartographies des spectres optiques et électriques du laser opérant sous rétroaction optique et pompé à $2.5 \times I_{\text{th}}$. L'analyse de la dynamique de rétroaction

révèle ici une route vers le chaos typique jalonnée de plusieurs régimes de fonctionnement (distingués par des droites verticales rouges dans les Fig. 3 (a) et (b)) [6] : 1) $r_{\text{ext}} < 0.4\%$, le mode DFB se décale vers le rouge mais reste stable avec aucun battement ni oscillations observés sur les spectres électriques (régime I). Ce régime est particulièrement dépendant de la phase du champ retardé ce qui n'est pas étudié ici en raison de la longueur de la cavité externe (7 mètres) ; 2) $0.4\% < r_{\text{ext}} < 0.62\%$ le laser entre dans le régime II où l'on observe de l'instabilité modal (sauts de mode) ; 3) $0.62\% < r_{\text{ext}} < 0.7\%$, le laser se re-stabilise et se verrouille sur le mode de cavité externe de plus faible largeur de raie (régime III). Ce régime est en générale difficile à localiser eu égard à l'étroitesse de la plage de rétroaction considérée [6] ; 4) $r_{\text{ext}} > 0.7\%$, le laser entre dans le régime d'effondrement de la cohérence où l'on observe l'occurrence d'une dynamique chaotique composée de nombreux modes de cavité externe (régimes IV).

La Fig. 3 (c) représente les mesures de largeurs de raies effectuées dans le régime III pour $r_{\text{ext}} = 0.65\%$. La droite horizontale représente la valeur de la largeur de raie naturelle (sans rétroaction optique). Pour ce niveau de pompage, on peut constater que la valeur de 280 kHz est déjà beaucoup plus faible que celles rapportées dans des lasers DFB à puits quantiques. Les cercles rouges correspondent quant à eux à cinq mesures effectuées dans à des intervalles de temps successifs. Le résultat montre que dans régime III, le bruit de phase du laser est compressé à son maximum et la largeur de raie est réduite proche de 100 kHz.

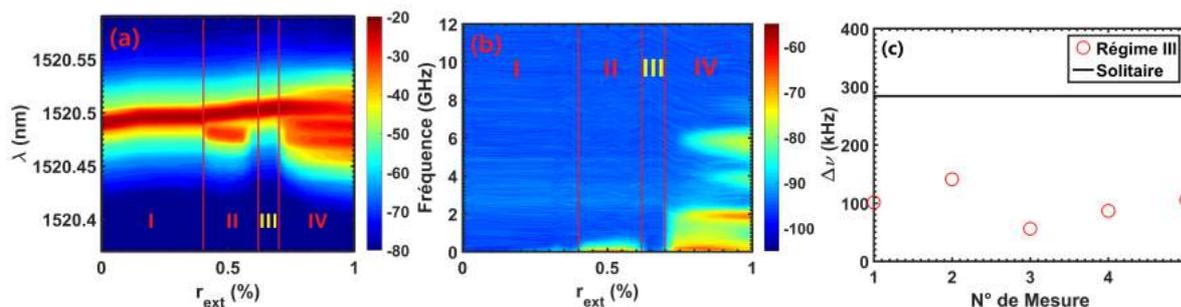


Fig. 3 Cartographies des spectres (a) optique et (b) électrique du laser DFB en fonction de r_{ext} ; (c) largeur de raie en l'absence de rétroaction optique (droite horizontale) et sous rétroaction (cercles rouges).

CONCLUSIONS

Ce travail montre la stabilisation d'un laser InAs/InP DFB à boîtes quantiques opérant dans le régime de plus faible largeur de raie. L'association d'un milieu de gain nanostructuré et d'une force de rappel optique judicieusement contrôlée permet de compresser substantiellement le bruit de phase et d'atteindre des largeurs de raies proches de 100 kHz.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Nakazawa, K. Kikuchi, and T. Miyazaki, High spectral density optical communication technologies, Springer, (2010).
- [2] W. Liang, V. Ilchenko, A. Savchenkov, A. Matsko, D. Seidel, and L. Maleki, "Whispering-gallery-mode-resonator-based ultranarrow linewidth external-cavity semiconductor laser," *Opt. Letts*, **35**, pp. 2822, (2010).
- [3] C. T. Santis, S. T. Steger, Y. Vilenchik, A. Vasilyev, and A. Yariv, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **111**, pp. 2879 (2014).
- [4] M. T. Crowley, N. A. Naderi, H. Su, F. Grillot, and L. F., Lester, "GaAs-Based Quantum Dot Lasers," *Advances in Semiconductor Lasers*, pp. 371, (2012).
- [5] A. Becker, V. Sichkovskiy, M. Bjelica, O. Eyal, P. Baum, A. Rippien, F. Schnabel, B. Witzigmann, G. Eisenstein, and J. P. Reithmaier, pp. 97670Q, *SPIE OPTO*, (2016)
- [6] D. M. Kane and K. A. Shore, *Unlocking Dynamical Diversity*, Wiley, (2011)
- [7] G. K. Wertheim, M. A. Butler, K. W. West, and D. N. E. Buchanan, "Determination of the Gaussian and Lorentzian content of experimental line shapes", *Review of Scientific Instruments*, **45**, pp. 1369 (1974).

DISPERSION ENGINEERING ON SILICON-GERMANIUM-ON-SILICON RIDGE WAVEGUIDES FOR MID-INFRARED SUPERCONTINUUM GENERATION

Milan Sinobad^{1,2}, David Allieux², Michele Calvo², Regis Orobttchouk², Jean-Marc Fedeli³, Salim Boutami³, Christelle Monat², Arnan Mitchell¹, Christian Grillet²

¹ School of Electrical and Computer Engineering, RMIT University, Melbourne, Australia

² Université de Lyon, Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL), 69131 Ecully, France

³ CEA-Leti, MINATEC Campus, 17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 9, France

s3524959@student.rmit.edu.au

ABSTRACT

We numerically demonstrate mid-infrared octave spanning supercontinuum generation (from 2.4 – 6.0 μm) in a dispersion engineered ridge silicon-germanium-on-silicon waveguides.

KEYWORDS: *nonlinear integrated photonics; mid-infrared; dispersion engineering; supercontinuum generation*

1. INTRODUCTION

There is a strong interest and motivation in investigating photonic devices operating in mid-infrared (mid-IR) wavelength range (3 – 15 μm), with numerous potential applications. For instance, in ranges 3 – 4 μm and 4.6 – 5 μm atmosphere is transparent which allows free-space communications, while in the absorption bands 4 – 4.6 μm and 5 – 8 μm , main atmospheric gases and molecules that are important for our health or environmental sensing have fundamental absorption lines that can be exploited in: environmental monitoring, food industry, medicine, chemical/bio-chemical/security sensing and many other applications [1]. Significant work has been done in the optical fiber community especially in exploiting materials with wide transparency window in mid-IR, such as chalcogenide glasses [2, 3]. In order to achieve low-cost and large-scale fabrication of compact devices for on-chip sensing, it is of special interest to find efficient group IV based integrated platform [4]. Broadband supercontinuum generation sources on future photonic sensing chips have attracted special attention. Supercontinuum generation on integrated platforms has been demonstrated on silicon-on-insulator (SOI) [5], silicon-on-sapphire (SOS) [6] and silicon-germanium-on-insulator (SGOI) [7] platforms. On SOI and SGOI platforms, the operating wavelength range was limited mainly by substrate because of large substrate leakage and absorption in the buffer layers for long wavelengths. Silica exhibits high optical losses beyond 3.6 μm wavelength. Silicon-germanium-on-silicon (SGOS) addresses this issue and extends operating wavelength range up to 8 μm . We recently reported the first experimental nonlinear measurements in the actual mid-IR (between 3 to 5 μm) by launching ps [8] and fs [9] pulses in Silicon-germanium (SiGe) waveguides. In section 2 we will summarize our experimental nonlinear results obtained with SiGe waveguides. In section 3 we will present our numerical results demonstrating that it is possible to achieve mid-IR supercontinuum generation on this platform.

2. NONLINEAR RESPONSE OF SILICON-GERMANIUM WAVEGUIDES

In [8, 9] we investigated SiGe on Si waveguides beyond the two-photon absorption threshold (2.5 μm for SiGe with 40% of Ge) and performed comprehensive nonlinear measurements between 3 and 5 μm . We reported lowest propagation loss (0.5dB/cm at 4.75 μm) that has been measured so-far for buried-in waveguides fabricated using group IV materials platforms in the mid-infrared [8].

We extracted nonlinear Kerr index in line with our expectations, e.g. better than crystalline silicon (Figure I) and we found that effects of three-photon and four-photon absorption did not have a strong impact for optical intensity below $10\text{GW}/\text{cm}^2$ [9].

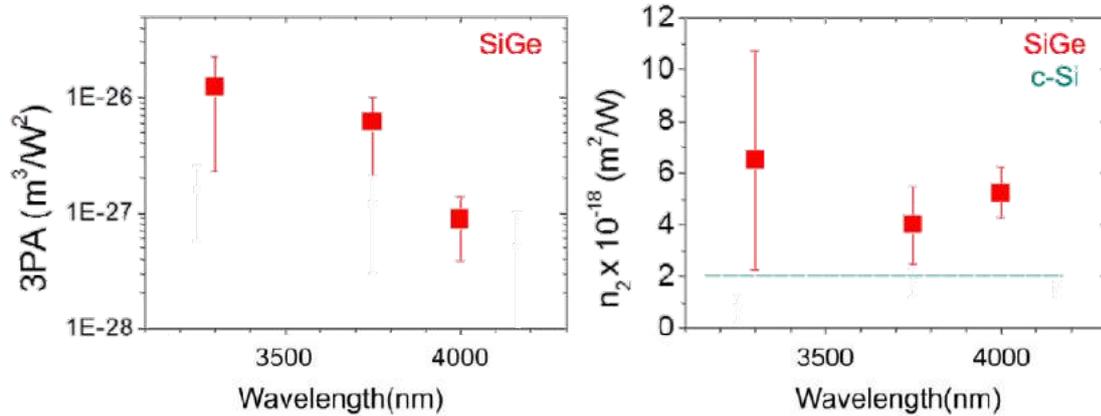


Figure I Extracted nonlinear parameters in femtosecond pulse regime. Three-photon absorption is on the left, the Kerr parameter is on the right.

In the wavelength region around $4\mu\text{m}$ where multi-photon absorption is low we show that with efficient dispersion engineering it would be possible to achieve supercontinuum generation [9], as explained in section 3.

3. DISPERSION ENGINEERING OF SILICON-GERMANIUM WAVEGUIDES

Supercontinuum generation generally requires pump in anomalous dispersion regime. It is well known that pumping in anomalous region close to zero value of group velocity dispersion (GVD) may result in broadband supercontinuum generation governed by soliton fission [10].

Here we report dispersion engineering calculations done for $\text{Si}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}$ ridge waveguide on silicon substrate. Dispersion coefficients were extracted in the wavelength range between 2 to $6\mu\text{m}$, with the use of an in-house developed mode solver. Figure II left is a 2D map of calculated GVD values at $4.0\mu\text{m}$ reference wavelength for different width and height.

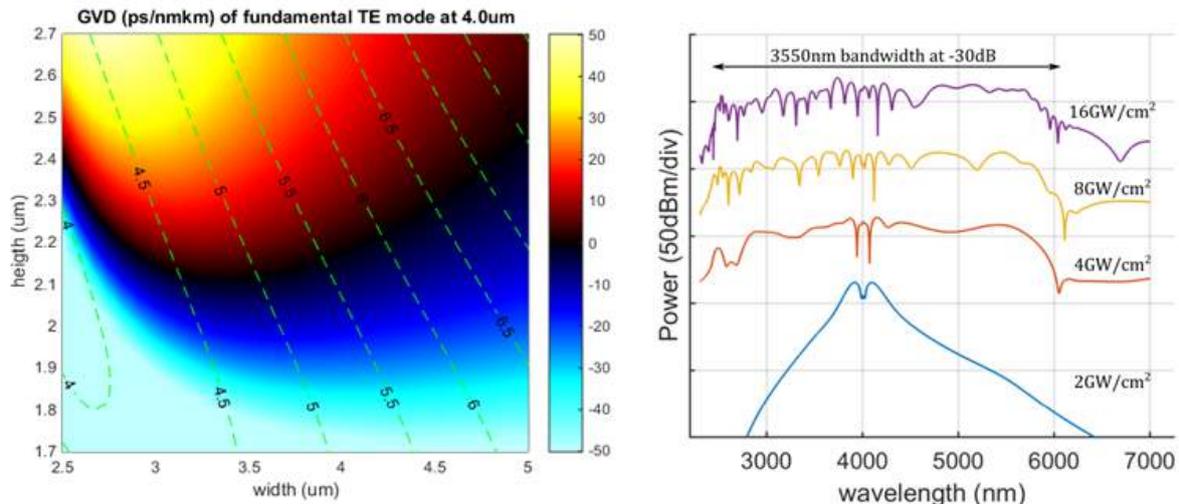


Figure II GVD calculations for silicon-germanium ridge waveguide at $4.0\mu\text{m}$ wavelength for TE polarization on left. Dashed green lines are calculated effective area contour lines. On right are presented the split-step Fourier method calculations in anomalous dispersion regime

Waveguide width was varied from 2.5 to 5 μm and thickness from 1.7 to 2.7 μm . Calculated effective area (dashed green lines) is in the range from 4.5 to 7.5 μm^2 , with mode confinement reaching 85 to 95%. Optimal solution requires low anomalous dispersion (above black line on the figure), small effective area with mode confinement above 90%. This gives for TE polarization targeting thickness of SiGe layer around 2.3 μm .

In figure II right is reported our pulse propagation simulation results for waveguide 2.4x3.6 μm^2 using nonlinear parameters previously extracted. Pump intensity is in the range 2 – 16 GW/cm². We observe more than an octave-spanning supercontinuum generation with 2.6 μm 30dB bandwidth (2.4 – 6.0 μm).

4. CONCLUSION

We present silicon-germanium-on-silicon as promising platform for nonlinear applications in the mid-infrared wavelength region from 2.5 to 8 μm . We numerically demonstrated that with careful dispersion engineering (exploiting experimental nonlinear parameters) it would be possible to obtain supercontinuum generation on this platform.

5. ACKNOWLEDGMENT

This work was supported by the People Program (Marie Curie Actions) of the European Union's Seventh Framework Program FP7/2007-2013 under REA grant agreements n° PCI-GA-2013-631543 and n° PCIG10-GA-2011-304005, the French National Research Agency (ANR project MOREMIR), the Institut Universitaire de France and was conducted within the context of the International Associated Laboratory "ALPhFA: Associated Laboratory for Photonics between France and Australia".

REFERENCES

- [1] L. Zhang, A. M. Agarwal, L. C. Kimerling, and J. Michel, "Nonlinear group IV photonics based on silicon and germanium: from near-infrared to mid-infrared," *Nanophotonics*, vol. 3, pp. 247-268, 2014.
- [2] C. R. Petersen, U. Møller, I. Kubat, B. Zhou, S. Dupont, J. Ramsay, *et al.*, "Mid-infrared supercontinuum covering the 1.4–13.3 μm molecular fingerprint region using ultra-high NA chalcogenide step-index fibre," *Nature Photonics*, vol. 8, pp. 830-834, 2014.
- [3] I. Kubat and O. Bang, "Multimode supercontinuum generation in chalcogenide glass fibres," *Opt Express*, vol. 24, pp. 2513-26, Feb 8 2016.
- [4] R. Soref, "Mid-infrared photonics in silicon and germanium," *Nature Photonics*, vol. 4, pp. 495-497, 2010.
- [5] R. K. W. Lau, M. R. E. Lamont, A. G. Griffith, Y. Okawachi, M. Lipson, and A. L. Gaeta, "Octave-spanning mid-infrared supercontinuum generation in silicon nanowaveguides," *Optics letters*, vol. 39, pp. 4518-4521, 2014.
- [6] N. Singh, D. D. Hudson, Y. Yu, C. Grillet, S. D. Jackson, A. Casas-Bedoya, *et al.*, "Midinfrared supercontinuum generation from 2 to 6 μm in a silicon nanowire," *Optica*, vol. 2, pp. 797-802, 2015.
- [7] M. A. Ettabib, L. Xu, A. Bogris, A. Kapsalis, M. Belal, E. Lorent, *et al.*, "Broadband telecom to mid-infrared supercontinuum generation in a dispersion-engineered silicon germanium waveguide," *Optics letters*, vol. 40, pp. 4118-4121, 2015.
- [8] L. Carletti, P. Ma, Y. Yu, B. Luther-Davies, D. Hudson, C. Monat, *et al.*, "Nonlinear optical response of low loss silicon germanium waveguides in the mid-infrared," *Optics Express*, vol. 23, pp. 8261-8271, Apr 2015.
- [9] L. Carletti, M. Sinobad, P. Ma, Y. Yu, D. Allieux, R. Orobtcouk, *et al.*, "Mid-infrared nonlinear optical response of Si-Ge waveguides with ultra-short optical pulses," *Optics express*, vol. 23, pp. 32202-32214, 2015.
- [10] J. M. Dudley and J. R. Taylor, *Supercontinuum generation in optical fibers*: Cambridge University Press, 2010.

FIBRE OPTIQUE A MAINTIEN DE POLARISATION FONCTIONNALISEE AVEC UNE MATRICE VITREUSE PAR L'EXPLOITATION DE LA TECHNOLOGIE POUDDRE

Maryna Kudinova¹, Georges Humbert¹, Jean-Louis Auguste¹, Gaëlle Delaizir²

¹ Xlim Research Institute, CNRS UMR 7252, University of Limoges,
123 Avenue Albert Thomas, 87060 Limoges, France

² SPCTS, European Ceramic Center, UMR 7315 CNRS, University of Limoges,
12 rue Atlantis, 87068 Limoges, France

maryna.kudinova@xlim.fr

RESUME

Cet article présente des résultats expérimentaux sur le développement d'une fibre optique à maintien de polarisation (PM), de type Panda, où les zones de contraintes sont remplies avec une matrice vitreuse originale, par l'exploitation de la technologie poudre. L'intérêt de cette approche est de démontrer la possibilité d'utiliser un matériau ayant des propriétés spécifiques (thermique, mécanique ou optique) et un coefficient d'absorption optique élevé, pour réaliser une fibre optique PM.

MOTS-CLEFS : fibre optique à maintien de polarisation ; procédé de fabrication

1. INTRODUCTION

Une fibre optique PM se caractérise par la valeur de la biréfringence. La biréfringence peut être introduite dans la fibre à l'aide de zones de contraintes (Stress Applying Parts – SAP) situées dans la gaine, qui vont exercer des contraintes mécaniques sur le cœur de la fibre optique. Dans le cas des fibres PM usuelles de type Panda, les zones de contraintes sont constituées de deux SAPs en silice dopée bore disposées de part et d'autre d'un cœur de silice dopé germanium. Le niveau de biréfringence induit dans le cœur dépend intimement du niveau de contrainte imposé sur le cœur par les SAPs. Ce type de fibre PM peut ensuite être utilisé notamment dans le domaine des capteurs, où un suivi de la valeur de biréfringence peut permettre de mesurer des déformations mécaniques [1], des variations de températures [2], de courbures [3] ou d'indice de réfraction d'un liquide [4]. Dans cette étude, on propose de remplacer le matériau constituant les SAPs par une matrice vitreuse ayant des propriétés (température de fusion, coefficient de dilatation thermique, indice de réfraction (supérieur), important coefficient d'absorption) différentes à celle de la gaine et du cœur de la fibre optique. Cette démonstration de principe a pour but de démontrer notre capacité à produire une fibre PM de type Panda où les SAPs sont constitués de matériaux originaux, éventuellement 'opaques' et dont les propriétés peuvent potentiellement permettre de fonctionnaliser la biréfringence des fibres PM. A terme, ce concept de fibre pourra être utilisé pour développer de nouveaux capteurs. Afin de réaliser cette démonstration de principe nous avons choisi d'employer la matrice vitreuse du système $\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-La}_2\text{O}_3$ dopée au Cuivre (SALC) pour augmenter fortement le coefficient d'absorption, le coefficient de dilatation et l'indice de réfraction des SAPs [5].

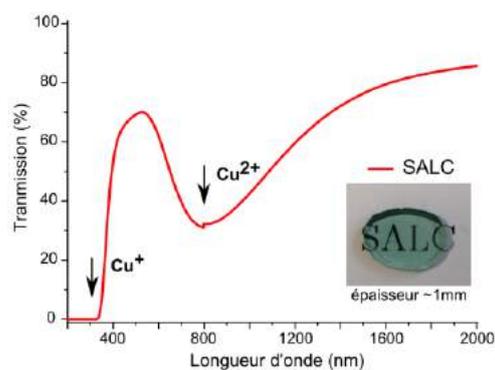


Fig. 1 : Spectre de transmission du verre SALC.

2. FABRICATION DU VERRE A LA FIBRE OPTIQUE

Le verre SALC ($70\text{SiO}_2\text{-}20\text{Al}_2\text{O}_3\text{-}10\text{La}_2\text{O}_3\text{+}1\text{CuO}$, % mol.) a été fabriqué par la méthode Melt-Quenching dans un four en suivant la synthèse en deux paliers. Le spectre de transmission du verre

a été mesuré avec un spectrophotomètre et est présenté sur la Fig. 1. La présence de cuivre dans la composition du verre crée les pics d'absorption importants à 300 nm (Cu^+) [6] et 800 nm (Cu^{2+}) [7], ce qui rend le matériau fortement absorbant sur cette plage de longueur d'onde. L'étude des propriétés mécaniques du verre a été faite à l'aide d'un dilatomètre thermique. Le verre SALC possède un coefficient de dilatation de $6.46 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, ce qui est ~ 12 fois supérieur à celui de la silice de la gaine ($0.55 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [8]), et ~ 6 fois supérieur au coefficient de dilatation de la silice dopée bore ($1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ pour un dopage ~ 24 % mol. bore [9]) utilisé généralement en industrie. Enfin, le verre élaboré a été réduit sous forme de poudre pour être introduit dans la préforme.

La préforme de la fibre optique PM est composée d'un large tube de silice dans lequel est inséré un barreau de silice dopé germanium issue d'une préforme de fibre optique SMF (réalisée par le procédé MCVD). Ce barreau est positionné au centre de la préforme pour réaliser le cœur de la fibre optique. Deux tubes de silice remplis de poudre SALC sont positionnés de part et d'autre du barreau (selon un distance bien précise). Des barreaux de silice sont insérés pour finaliser la préforme. Cette assemblage a été étiré sous la forme d'une fibre optique (appelée Panda-SALC) de plusieurs dizaines de mètres de long. Une fibre similaire dans laquelle les deux zones de contraintes sont vide (appelée Panda-Air) a également été fabriquée dans le but de comparer, d'étudier, l'effet du matériau SALC sur les propriétés de la fibre PM.

3. CARACTERISATION DE LA FIBRE OPTIQUE

L'image MEB de la fibre Panda-SALC réalisée est présentée sur la Fig. 2 (a). Le diamètre du cœur est de $8.5 \mu\text{m}$, et le diamètre des zones SAPs est de $21.7 \mu\text{m}$ (contre $36.5 \mu\text{m}$ pour les SAPs de la fibre Panda commerciale (PM-1550-XP)). Le profil d'indice a été mesuré en champ proche réfracté par un appareil de type EXFO NR-9200 ($\lambda = 667.94 \text{ nm}$). La différence d'indice entre un SAP contenant le verre SALC et la gaine de silice est $+9.14 \cdot 10^{-2}$, ce qui est ~ 15 fois supérieur à la différence d'indice cœur-gaine ($+0.59 \cdot 10^{-2}$), ce qui implique que la lumière peut facilement être confinée dans les SAPs Fig. 2 (b).

La transmission de la fibre Panda-SALC a été mesurée en utilisant une source supercontinuum, une caméra CCD InGaAs et un analyseur de spectres. Les spectres de transmission de la source propagés dans 17 m et 3 m de la fibre et le spectre d'atténuation déduit sont présentés sur la Fig. 2 (c). Seul le mode fondamental (LP_{01}) a été observé à $1.55 \mu\text{m}$. La fibre présente une atténuation linéique inférieure à 0.16 dB/m sur la plage spectrale de 1100 nm à 1750 nm . Ce niveau d'atténuation assez important est probablement induit par la diffusion du cuivre vers le cœur. Il est cependant à relativiser, dans la mesure où le procédé de fabrication de la fibre optique n'a pas été optimisé pour réduire les pertes optiques (le niveau de la fibre Panda-Air est de l'ordre de 0.04 dB/m). Ces résultats montrent néanmoins que la lumière est confinée dans le cœur sans

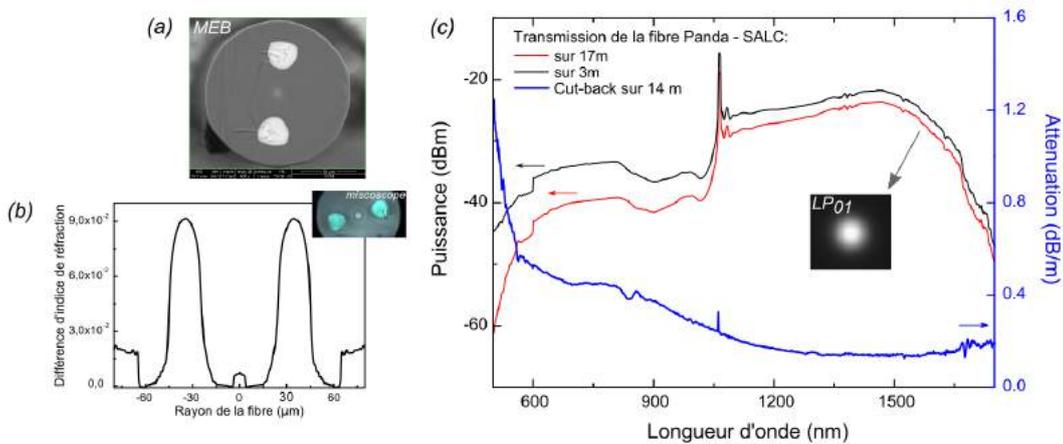


Fig. 2 : (a) Image MEB, (b) profil d'indice, et (c) spectres de transmission (avec l'image du mode à $1.55 \mu\text{m}$ à l'extrémité) de la fibre Panda-SALC.

interaction (couplage) notable avec les SAPs. Malgré l'emploi d'un matériau « absorbant » dans les SAPs, le niveau de pertes reste raisonnable pour réaliser des capteurs ou des systèmes optiques ne nécessitant que quelques mètres de fibre.

La mesure de la biréfringence de la fibre a été réalisée en insérant la fibre PM dans un interféromètre de Sagnac (ou Fiber Loop Mirrors, FLM [3]) selon le schéma de la Fig. 3 (a). Le système FLM permet de réduire fortement la sensibilité de la fibre aux perturbations extérieures parasites et de déterminer directement la biréfringence de la fibre PM *via* l'équation :

$$B = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda \cdot L} \quad (1)$$

avec B la biréfringence de la fibre Panda, λ la longueur d'onde considérée, $\Delta\lambda$ l'espacement de longueur d'onde et L la longueur de la fibre Panda.

Plusieurs longueurs de fibre Panda-SALC ont été utilisées (de 130 à 40 cm), pour déterminer la biréfringence moyenne. Cette biréfringence, qui est de l'ordre de $3.4 \cdot 10^{-4}$ (Fig. 3 (b)), n'est pas due à un effet extrinsèque introduit par le design ou pendant la fabrication de la fibre puisqu'il n'est pas possible de mesurer la biréfringence de la fibre Panda-Air. Autrement dit, la biréfringence de la fibre Panda développée est uniquement due au matériau vitreux dans les SAPs, malgré leur position assez éloigné du cœur de la fibre optique (distance entre le cœur et l'un des SAPs est $\sim 18.5 \mu\text{m}$). A titre de comparaison, la fibre Panda commerciale (PM-1550-XP) présente une biréfringence de l'ordre de $4.1 \cdot 10^{-4}$, et les SAPs sont positionnées à $4.5 \mu\text{m}$ du cœur. Il est à noter qu'une optimisation du design de la fibre Panda-SALC peut permettre de dépasser cette valeur.

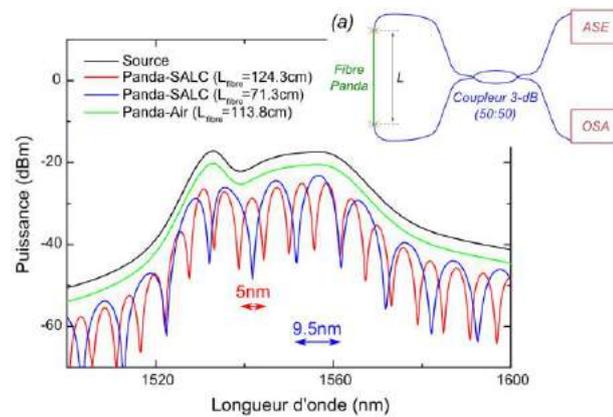


Fig. 3 : (a) Schéma de FLM couplé avec une fibre PM, (b) Spectres de « transmission » des fibres Panda-SALC et Panda-Air insérées dans le FLM.

CONCLUSION

Par cette étude nous avons démontré la fabrication d'une fibre optique PM dont les SAPs sont composées d'une matrice vitreuse ($\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-La}_2\text{O}_3$) dopée cuivre ayant un indice de réfraction très supérieur à celui de la gaine en silice et un fort coefficient d'absorption. La biréfringence obtenue est semblable à celle d'une fibre PM commerciale malgré une réduction de la surface des SAPs d'environ 50%, et une augmentation de la distance cœur-SAP par un facteur 4.

Les résultats de ces travaux fondés sur la technologie Poudre [10] ouvrent la voie à l'emploi de nouveaux matériaux ayant des propriétés spécifiques pour constituer les SAPs et ainsi accroître les performances des capteurs à fibres PM. Nous pouvons par exemple envisager d'utiliser des matériaux vitrocéramiques, céramiques ou métalliques pour constituer les zones de contraintes.

REFERENCES

- [1] M. Campbell *et al.*, Meas. Sci. Technol., 10 (3), 1999.
- [2] A. N. Starodumov *et al.*, Appl. Phys. Lett., 70 (19), 1997.
- [3] Y. Liu *et al.*, Appl. Opt., 44 (12), 2005.
- [4] H. Tang *et al.*, IEEE Photonics Technology Letters, 26 (13), 2014.
- [5] M. Kudinova, Manuscrit de thèse, Limoges, 2015.
- [6] A. Chahadih *et al.*, Nanoscale Research Letters, 7, 2012.
- [7] A. Lin *et al.*, Opt. Express, 15 (7), 2007.
- [8] M. J. Weber, CRC Press, 2002.
- [9] T. Schreiber *et al.*, Opt. Express, 13 (10), 2005.
- [10] J. L. Auguste *et al.*, Materials, 7, 2014.