

optique



2015
bretagne

COLOQ HORIZONS JNOG JRIOA JNCO CLUBS



ACTES DE CONFÉRENCE
JNOG

Présentations posters

Session Posters JNOG

P70	Etude de la tolérance angulaire de la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non- linéaires (PPLT-2D) <i>H. Chikh-Touami, M. Lazoul, A. Boudrioua, L.M. Simohamed et L.-H. Peng</i> Laboratoire de Physique des Lasers	150
P71	Laser à fibre double gaine dopée Er:Yb : Etude de l'accordabilité en longueur d'onde sur une plage de 75nm en régime multi-impulsionnel <i>G. Semaan, Y. Meng, M. Salhi, A. Niang, K. Guesmi et F. Sanchez</i> Laboratoire de Photonique d'Angers, Université d'Angers	153
P72	Connectique monomode à faisceau élargi pour transmission à 10 Gbits/s <i>S.D. Le, M. Gadonna, M. Thual, P. Rochard, L. Quétel, J.-F. Riboulet, V. Metzger, A. Philippe et S. Claudot</i> Université européenne de Bretagne, CNRS UMR 6082 Foton, Lannion, France	156
P73	Une alternative aux méthodes de Split-Step basée sur la représentation d'interaction pour résoudre l'équation de Schrödinger généralisée en optique <i>S. Balac, A. Fernandez et F. Mahé</i> IRMAR, CNRS, Université de Rennes 1	159
P74	Association d'un guide d'onde à cristal photonique (1D) et d'un résonateur en anneau intégré <i>Y. Boucher</i> CNRS, UMR 6082 FOTON	162
P75	Optimisation de coupleurs à pointes effilées pour les interconnexions optiques verticales <i>A. Parini, R. Schuster et G. Bellanca</i> Laboratoire FOTON, UMR CNRS 6082, ENSSAT	165
P76	Solitons Brillouin en présence de dispersion acoustique dans un oscillateur à fibre optique micro-structurée <i>R. Woodward, E. Picholle et C. Montes</i> Femtosecond Optics Group, Department of Physics, Imperial College London	168
P77	Capturage de température à réseaux de Bragg photoinscrit en volume par laser ultra-bref <i>M. Royon, D. Pietroy, E. Marin, A. Saulot et R. Stoian</i> Université Jean Monnet-Laboratoire Hubert Curien	171
P78	Micro-résonateurs Intégrés pour des Applications Capteurs <i>P. Girault, N. Lorrain, L. Poffo, M. Guendouz, J. Lemaître, C. Carré, M. Gadonna, D. Bosc et G. Vignaud</i> UMR FOTON, CNRS, Université de Rennes 1, INSA Rennes	174
P79	Étude de la fibre standard corning smf28 par réflectométrie PPP-BOTDA et TW-COTDR <i>I. Planes, S. Girard, A. Boukenter, E. Marin, S. Delepine-Lesoille et Y. Ouerdane</i> Université Jean Monnet - Laboratoire Hubert Curien	177
P80	Développement d'une Plateforme Optique Intégrée à Base de Verres de Chalcogénures pour des Applications Capteurs dans le Moyen Infrarouge <i>A. Gutierrez - Arroyo, E. Baudet, L. Bodiou, J. Lemaître, I. Hardy, J. Charrier, V. Nazabal et B. Bureau</i> UMR FOTON, CNRS, Université de Rennes 1, INSA Rennes	180
P81	Conception d'un Coupleur Hybride III-V/SOI ENTRE un guide Ruban Si et un Guide en Arête InP <i>R. Negru, C. Minot, J.-M. Moisson et N. Belabas</i> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures CNRS	183
P82	Bruit de battement des sources Self-Seeded à cavité kilométrique pour le multiplexage en longueur d'onde <i>G. Simon, F. Saliou, P. Chanclou, R. Brenot, A. Maho, S. Barbet et D. Erasme</i> Orange Labs	186
P83	Accord de phase modal pour la génération de deuxième harmonique dans des micro-disques doublement résonnants réalisés par épitaxie de GaN sur substrats de Si. <i>M. Gromovyi, I. Roland, Y. Zeng, X. Checoury, F. Semon, P. Boucaud, J.Y. Duboz, P. Baldi et M. De Micheli</i> CRHEA, UPR CNRS 10	189
P84	Architecture de filtres acousto-optiques accordables en interaction quasi-colinéaire avec double passage du faisceau optique dans la zone d'interaction <i>H. Issa, V. Quintard et A. Perennou</i> ENIB UMR CNRS 6285 Lab-STICC	192
P85	Nanocomposite polymères-clusters inorganiques pour la photonique intégrée : guides rubans et nanostructures-1D <i>N. Huby, J. Bigeon, C. Gouldieff, M. Amela-Cortes, Y. Molard, S. Cordier, J.-L. Duval et B. Beche</i> Institut de Physique de Rennes	195
P86	Guides d'onde ruban en polydiméthylsiloxane (PDMS) à large gamme spectrale pour des applications en photonique intégrée <i>C. Gouldieff, N. Huby et B. Bèche</i> Institut de Physique de Rennes	198
P87	Laser à 975 nm de forte puissance et stabilise en longueur d'onde. <i>R. Mostallino, M. Garcia, Y. Deshayes, A. Larrue, Y. Robert, E. Vinet, O. Parillaud, M. Krakowski et L. Bechou</i> 3-5lab	201

P88	Développement de circuits optiques intégrés à partir de matériaux spécifiques <i>J. Lemaître, L. Bodiou, E. Delcourt, P. Girault, A. Gutierrez - Arroyo, M. Guendouz, L. Poffo, I. Hardy, N. Lorrain, J. Charrier, E. Baudet, V. Nazabal, S. Achelle, M. Guézo, T. Batté et H. Folliot</i> UMR FOTON, CNRS, Université de Rennes 1, INSA Rennes	204
P89	Comparaison de guides d'onde GaAs à faibles pertes optimisés pour un couplage fibré à 2 microns <i>S. Roux, M. Garcia, M. Lecomte, O. Parillaud, B. Gérard, A. Grisard et E. Lallier</i> Thales Research et Technology	207
P90	Analyse de la modulation directe à travers un amplificateur optique à semi-conducteurs en présence d'un filtrage optique adapté <i>T. Engel, Z. Rizou, P. Morel et K. Zoiros</i> Ecole Nationale d'Ingénieurs de Brest(ENIB), UEB, Lab-STICC UMR CNRS (6285)	210
P91	Fibres en verres de chalcogénures dopés terres rares pour des applications de détection environnementales <i>R. Chahal, F. Starecki, C. Boussard-Plédel, J.-L. Doualan, L. Quétel, K. Michel, S. Marre, S. Morais, Y. Garrabos, C. Prestipino, A. Moréac, G. Tricot, A. Braud, P. Camy, B. Bureau et V. Nazabal</i> Institut Sciences chimiques de Rennes	213
P92	Fibres optiques dopées aux terres rares et amplificateurs optiques pour applications spatiales <i>A. Ladaci, A. Boukenter, T. Robin, B. Cadier, Y. Ouerdane, S. Girard et L. Mescia</i> Université Jean Monnet-Laboratoire Hubert Curien	216
P93	Modélisation spectrale de la propagation optique forte puissance sur une liaison dédiée à l'opto-alimentation de capteurs marins <i>E. Dimitriadou, L. Ghisa, B. Na, V. Quintard, M. Guegan et A. Perennou</i> École Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB) UMR CNRS 6285, Lab-STICC	219
P94	Laser Thulium Efficace Basé sur une Fibre à Grande Aire Modale à Triple Gaine Fabriquée par la Méthode REPSIL <i>D. Darwich, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoît, S. Grimm, K. Schuster et P. Roy</i> Institut de recherche XLIM	222
P95	Composants à fibre polarisante jouant un rôle clé pour les senseurs à atomes froids compacts <i>M. Horpin, B. Battelier et P. Bouyer</i> Institut d'Optique LP2N	225
P96	Doublement d'impulsion dans une fibre optique à dispersion oscillante <i>C. Finot et S. Wabnitz</i> Laboratoire Interdisciplinaire CARNOT de Bourgogne	228
P97	Ondes Scélérates en turbulence intégrable <i>P. Walczak, S. Randoux et P. Suret</i> Laboratoire PHLAM- Université de Lille 1	231
P98	Dynamique Non-Linéaire De Lasers Hybrides III-V Sur Silicium <i>K. Schires, N. Girard, G. Baili, G.-H. Duan et F. Grillot</i> Institut MINES-TELECOM, TELECOM ParisTech, CNRS LTCI	234
P99	Validation expérimentale d'une chaîne de co-simulation d'émission et de réception de formats IM-OFDM à base de RSOA RSOA <i>M. Hamzé, A. Sharaiha, P. Morel, M. Guegan et A. Hamié</i> École Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB), UEB, Lab-STICC UMR CNRS (6285)	237
P100	Détection de fuite de sodium liquide par OFDR Rayleigh pour la sûreté des réacteurs nucléaires de génération IV <i>R. Corillard, G. Laffont, E. Boldyreva, D. Cambet Petit Jean, J.-P. Jeannot, S. Albaladéjo et P. Charvet</i> CEA	240
P101	Combinaison cohérente de diodes laser mises en phase par une cavité externe de type Michelson <i>G. Schimmel, I. Doyen, P. Ramirez, S. Janicot, M. Hanna, P. Georges, G. Lucas-Leclín, V. Vilokkinen, P. Melanen, P. Uusimaa, J. Decker, P. Crump et G. Erbert</i> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud 11	243
P102	Effilement Adiabatique Pour L'excitation Du Mode Fondamental Dans Une Fibre Multimode <i>A. Belhadj Taher, P. Di Bin, F. Bahloul et R. Attia</i> XLIM-Département Photonique	246
P103	Approches itératives pour le contrôle spatial de l'amplification dans une fibre multicœur au moyen d'un miroir déformable <i>R. Florentin, J. Benoist, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelebot et A. Barthélémy</i> Laboratoire XLIM	249
P104	Convertisseur De Fréquence RF A Base De Modulateurs Électro-absorbants En Bande KU/KU Pour Les Charges Utiles De Satellites <i>J. Thouras et C. Aupetit-Berthelebot</i> XLIM	252
P105	Électroluminescence de boîtes quantiques InGaAs/GaP et ingénierie de bande des couches d'injection laser AlGaP/GaP <i>R. Tremblay, Y. Huang, J.-P. Gauthier, R. Piron, A. Beck, C. Levallois, C. Paranthoën, J.-P. Burin, L. Pedesseau, J. Even, T. Rohel, K. Tavernier, J. Stervinou, A. Balocchi, H. Carrère, X. Marie, O. Durand, Y. Léger et C. Cornet</i> FOTON, UMR CNRS 6082	255

P106	Étude de l'Influence du Recuit sur les Propriétés de Couches Minces de ZnO Élaborées par Pulvérisation Cathodique RF pour des Applications en Optique Guidée <i>T. Touam, A. Chelouche, F. Meriche, J. Solard, A. Fischer, A. Boudrioua, L.-H. Peng et A. Doghmane</i> Université Badji Mokhtar-Annaba	258
P107	Verrouillage électronique d'une diode laser DFB très accordable sur une cavité Fabry-Perot fibrée <i>A. Hallal, S. Boughier et F. Bondu</i> Institut de physique de Rennes, département optique et photonique	261
P108	Modèle de la réponse temporelle de la dispersion chromatique <i>F. Bondu et M. Alouini</i> Institut de physique de Rennes, département optique et photonique	264
P109	Source supercontinue dans l'infrarouge moyen avec une fibre de verre fluoré <i>S. Poulain, M. Poulain et F. Joulain</i> Le Verre Fluoré	267
P110	Développement et caractérisation proche et moyen infrarouge de circuits optiques intégrés en technologie chalcogénure sur Silicium <i>R. Kribich, M. Vu Thi, Q. Kauffmann et C. Vigreux</i> Institut d'Electronique et des Systèmes - UMR 5214	270
P111	Compression spectrale dans les fibres optiques en présence de dispersion normale <i>C. Finot et S. Boscolo</i> Laboratoire Interdisciplinaire CARNOT de Bourgogne	273
P112	Étude préliminaire d'un oscillateur optoélectronique ultra compact utilisant des circuits intégrés photoniques <i>P. Primiani et F. Van Dijk</i> III-V Lab, GIE entre Thales Research and Technology, Alcatel-Lucent Bell Labs France et CEA-LETI	276
P113	Événements extrêmes dans un laser à fibre dopée Yb auto- pulsé par diffusion Brillouin stimulée <i>M. Talbi, P.-H. Hanzard, M. Tang, T. Godin et A. Hideur</i> CORIA UMR 6614, Normandie-Université, CNRS-INSA-Université de Rouen,	279
P114	Adaptation modale par les métamatériaux pour des guides d'onde rectangulaires <i>A. Qarchi, H. Belkebir, A. Bouzid et A. Mir</i> Université Moulay Ismail, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers (ENSAM)	282
P115	Diffraction non-linéaire par une onde acoustique stationnaire dans un film mince : étude comparée des mécanismes mis en jeu <i>F. Bentivegna, Y. Dadoenkova, N. Dadoenkova, I. Lyubchanskii et Y.-P. Lee</i> Lab-STICC UMR CNRS 6285, ENIB	287
P116	Étude théorique de l'amélioration de la puissance de saturation d'un MQW-SOA large bande en configuration multi-électrodes <i>T. Motaweh, P. Morel, R. Brenot, F. Lelarge, A. Sharaiha et M. Guegan</i> École Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB), UEB, Lab-STICC UMR CNRS (6285)	290
P117	Optimisation de la limite de détection des capteurs à résonateur optique <i>D. Chauvin, C. Delezoidé, I. Ledoux-Rak et C.T. Nguyen</i> Laboratoire de photonique quantique et moléculaire, Ecole Normale Supérieure de Cachan	293
P118	Compensation d'effets non-linéaires au sein d'un transmetteur optique CO-OFDM par pré-distorsion numérique en bande de base <i>S. Azou, S. Bejan, P. Morel, C. Diouf, M. Telescu, N. Tanguy et A. Sharaiha</i> École Nationale d'Ingénieurs de Brest	296
P119	DEVELOPPEMENT ET CARACTERISATION DE DIODE LASER DE POMPE DFB, DE PUISSANCE ET RENDEMENT ELEVES, EMETTANT A 975nm <i>R. Mostallino, M. Garcia, Y. Deshayes, A. Larrue, Y. Robert, E. Vinet, O. Parillaud, M. Krakowski et L. Bechou</i> 3-5lab	299
P120	Guides nanostructurés couplés, à couplage ajustable <i>A. Talneau, R. Tremblay et A. Lupu</i> CNRS Laboratoire de Photonique et de Nanostructures	302
P121	Couplage non linéaire phase amplitude dans les résonateurs <i>G. Basset, B. Na, F. Bondu et M. Alouini</i> Institut des Sciences Moléculaires, Université de Bordeaux	304
P122	Émission Raman stimulée dans des fibres Kagome a cœur liquide <i>M.C. Phan Huy, P. Delaye, G. Pauliat, B. Debord, F. Jérôme, F. Benabid et S. Lebrun</i> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud	307
P123	Réduction du photo-noircissement par un co-dopage au lanthane ou au cérium des fibres optiques dopée au thulium à 1070nm. <i>J.-F. Lupi, M. Vermillac, M. Ude, S. Trzesien, F. Mady, M. Benabdesselam, W. Blanc et B. Dussardier</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée	309
P124	Interférométrie adaptative pour les capteurs à fibres optiques <i>A. Peigné, U. Bortolozzo, S. Residori, S. Molin, P. Nouchi, D. Dolfi et J.-P. Huignard</i> Thales Underwater Systems	312

P125	Etudes et caractérisations de V(E)CSELS émettant à 1.55 μm sur InP <i>S. Pes, F. Taleb, C. Paranthoën, C. Levallois, N. Chevalier, M. Alouini et H. Folliot</i> FOTON, UMR CNRS 6082	315
P126	Etude de micro-résonateurs intégrés en hippodrome a base de verres de chalcogénures à 1,55 μm pour des applications <i>E. Delcourt, J. Lemaire, E. Baudet, L. Bodiou, Y. Dumeige, P. Girault, N. Lorrain, V. Nazabal, J. Charrier, I. Hardy, M. Guendouz et L. Poffo</i> UMR FOTON, CNRS, Université de Rennes 1, INSA Rennes	318
P127	Vers La Simulation d'un Laser à Multi-puits Quantiques III-V Directement Integre sur Silicium : Effet d'une Composition Graduelle dans la Zone de Confinement Optique <i>Y. Huang, R. Tremblay, C. Cornet, L. Pedesseau, A. Rolland, J. Even et O. Durand</i> FOTON, UMR CNRS 6082	321
P128	Limitation des convertisseurs analogique-numérique pour les techniques d'échantillonnage optique linéaire <i>T.-H. Nguyen, M. Gay, F. Gomez-Agis, S. Lobo, E. Borgne, M. Joindot, O. Sentieys, J.-C. Simon et L. Bramerie</i> CNRS, UMR 6082 Foton, Université de Rennes 1, ENSSAT	323
P129	Investigation de l'effet de l'augmentation de la tension de pilotage sur les performances un modulateur optique MZI de silicium exploitant le régime de la lumière lente d'un guide d'onde à cristal photonique planaire <i>H. Belkebir, A. Qarchi, A. Mir et A. Bouzid</i> Université Moulay Ismail, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers (ENSAM)	326
P130	Caractérisation des propriétés polarisantes à 1064 nm d'une fibre passive à pertes par canaux et à large cœur incluant des zones de contraintes de part et d'autre du cœur <i>L. Provino, C. Plassart, F. Faijan, C. Pareige, A. Mugnier, A. Monteville, O. Le Goffic, D. Landais, D. Mechin, T. Chartier et D. Pureur</i> Perfos, Plateforme R et D de Photonics Bretagne	331
P131	Melange à quatre ondes dégénéré dans les fibres à dispersion oscillante : recurrence nonlinéaire et conversion en fréquence <i>A. Armadori, M. Baillot et T. Chartier</i> FOTON (CNRS-UMR 6082), Université de Rennes 1, ENSSAT,	334
P132	Stabilisation d'un peigne de fréquences issu d'un laser Fabry-Perot à semiconducteurs à base de Bâtonnets quantiques <i>A. Chaouche-Ramdane, V. Roncin et F. Du-Burck</i> Laboratoire de Physique des Lasers	337
P133	Evaluation des défauts plans dans les couches minces GaP/Si pour la photonique sur silicium <i>Y. Wang, A. Letoublon, T.T. Nguyen, M. Bahri, L. Largeau, G. Patriarche, C. Cornet, N. Bertru, A. Le Corre et O. Durand</i> FOTON-OHM	340
P216	Bruit de phase de lasers DFB à Bâtonnets quantiques <i>O. Sahmi, S. Trebaol, C. Pareige et P. Besnard</i> FOTON, UMR CNRS 6082, Université de Rennes 1, ENSSAT	342
P217	Réalisation des réseaux 2D par ablation laser femtoseconde sur des couches minces ZnO/verre <i>F. Meriche, S. Kaya, H. Layoul, T. Touam, J. Solard, A. Chelouche, E. Millon, A. Fischer, A. Boudrioua et L.-H. Peng</i> Laboratoire d'Etudes des Matériaux, Université de Jijel	345
P218	Couplage en espace libre de cavité a cristaux photoniques sur Silicium dans le moyen infrarouge <i>D. Allouy, K.J. Lee, S. Mahmoodian, C. Jamois, C. Chevalier, X. Letartre, R. Orobitchouk et C. Grillet</i> Institut des Nanotechnologie de Lyon, Université de Lyon	348
P219	Cartographie de l'apparition d'ondes scélérates dans une diode laser à 980 nm soumise à un retour optique filtré spectralement <i>M.W. Lee, F. Baladi, J.-R. Burie, M. Bettiati, A. Boudrioua et A. Fischer</i> Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité	351

des courtes longueurs d'ondes. Les pertes linéaires de la cavité, la concentration du dopant ou même la longueur de la fibre dopée Erbium (EDF) peuvent influencer le seuil de l'inversion de population. En pratique, le contrôle des pertes linéaires de la cavité s'avère être le moyen le plus simple pour agir sur l'inversion de population et ainsi obtenir une accordabilité en longueur d'onde. Des lasers à fibre accordable en régime continu, basés sur le contrôle des pertes ont été rapportés [3]. Par ailleurs, un laser à fibre à verrouillage de modes actif ayant une plage d'accord de 40nm autour de 1565,1nm à 1605,3 nm a été obtenu en diminuant le rapport de couplage de sortie de 95% à 5% [4]. Étant donné que le filtre biréfringent artificiel et les pertes de la cavité agissent sur l'accordabilité, le résultat d'une utilisation simultanée des deux mécanismes est inconnu à l'heure actuelle. Dans cette communication, nous procédons à la combinaison des deux effets dans un laser à fibre double gaine co-dopé Er:Yb, et nous présentons un laser à fibre verrouillé en phase accordable en agissant à la fois sur les contrôleurs de polarisation et un atténuateur dans la cavité [5].

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Le dispositif expérimental est représenté sur la Fig 1. Il comprend une cavité unidirectionnelle (UR) où la rotation non-linéaire de polarisation permet de réaliser le verrouillage des modes. L'utilisation du coupleur de sortie 5 % permet l'extraction de la puissance de la cavité. Ce choix de taux de couplage représente un bon compromis pour réduire les pertes intra-cavité. La cavité contient un atténuateur pour modifier continuellement les pertes linéaires et un isolateur sensible à la polarisation (PD-ISO) placé entre deux contrôleurs de polarisation pour obtenir le régime de verrouillage de modes. L'ensemble agit comme un filtre accordable flexible pour sélectionner la longueur d'onde centrale. La dispersion totale de la cavité est négative favorisant ainsi le fonctionnement multi-impulsionnel.

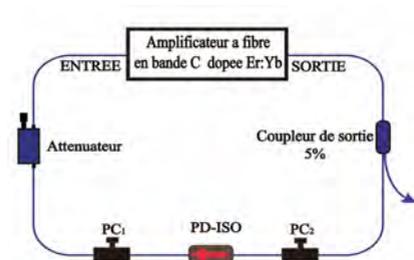


Fig. 1 : Laser à fibre en anneau.

Lorsque les pertes introduites par l'atténuateur sont minimales et la puissance de pompage est réglée à 0.6W, nous obtenons un régime à verrouillage de modes multi-impulsionnel en ajustant les contrôleurs de polarisation. La rotation des contrôleurs de polarisation conduit à l'accord en longueur d'onde du filtre biréfringent dans la cavité et donc à la variation de la longueur d'onde centrale.

En augmentant les pertes dans la cavité tout en variant finement les contrôleurs de polarisation, la longueur d'onde est accordable continuellement de 1545nm à 1620nm. Quand les pertes sont très importantes le régime de verrouillage de modes est perdu parce que le profil du gain se retrouve en dehors de la bande passante du filtre biréfringent. Le filtre biréfringent artificiel joue un rôle important dans la sélection de la longueur d'onde d'émission.

La Fig. 2 montre l'évolution du spectre du régime modes bloqués en fonction des pertes introduites dans la cavité et de la position des contrôleurs de polarisation. La longueur d'onde diminue de façon

monotone quand les pertes augmentent et la largeur de l'impulsion varie entre 0.64ps et 1.3ps. Les impulsions sont proches de la limite de Fourier dans la plage d'accord et la largeur de l'impulsion est déterminée par la largeur spectrale du filtre biréfringent artificiel vu que la bande passante du gain est plus grande. Une modification légère de la dispersion n'agit pas sur la plage d'accord.

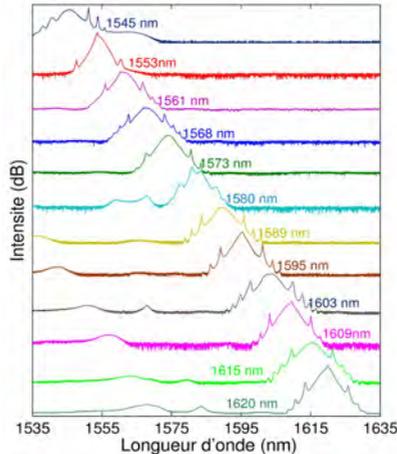


Fig. 2: Evolution du spectre d'émission en ajustant les contrôleurs de polarisation et l'atténuateur.

CONCLUSION

En conclusion, nous avons démontré expérimentalement qu'en utilisant l'effet d'un filtre biréfringent artificiel couplé à la variation des pertes intra-cavité, nous obtenons un laser verrouillé en phase accordable sur une plage de 75nm allant de 1545nm à 1620nm.

RÉFÉRENCES

- [1] F. Wang, A. G. Rozhin, V. Scardaci, Z. Sun, F. Hennrich, I. H. White, W. I. Milne, and A. C. Ferrari, "Wideband-tuneable, nanotube mode-locked, fibre laser," *Nat. Nanotechnol.* 3(12), 738–742 (2008).
- [2] W. S. Man, H. Y. Tam, M. S. Demokan, P. K. A. Wai, and D. Y. Tang, "Mechanism of intrinsic wavelength tuning and sideband asymmetry in a passively mode-locked soliton fiber ring laser," *J. Opt. Soc. Am. B* 17(1), 28–33 (2000).
- [3] M. Melo, O. Frazao, A. L. J. Teixeira, L. A. Gomes, J. R. F. D. Rocha, and H. M. Salgado, "Tunable L-band erbium-doped fibre ring laser by means of induced cavity loss using a fibre taper," *Appl. Phys. B* 77(1), 139–142 (2003).
- [4] G. R. Lin and J. Y. Chang, "Femtosecond mode-locked Erbium-doped fiber ring laser with intra-cavity loss controlled full L-band wavelength tenability," *Opt. Express* 15(1), 97–103 (2007).
- [5] Y. Meng, M. Salhi, A. Niang, K. Guesmi, G. Semaan and F. Sanchez, " Mode-locked Er:Yb-doped double-clad fiber laser with 75-nm tuning range," *Opt. Letters*, 40(7) , 1153-1156 (2015).

CONNECTIQUE MONOMODE A FAISCEAU EXPANSÉ POUR TRANSMISSION A 10 GBITS/S

Sy Dat Le¹, Michel Gadonna², Monique Thual¹, Philippe Rochard¹, Lionel Quétel³, Jean-François Riboulet³, Vincent Metzger⁴, Alain Philippe⁴, and Sébastien Claudot⁴

¹ CNRS, UMR Foton, Université de Rennes 1, IUT Lannion, F-22305 Lannion, France

² Institut Mines-Telecom, Télécom Bretagne F-29285 Brest, France

³ IDIL Fibres Optiques, 21 rue Louis De Broglie 22300 Lannion France

⁴ Souriau - Esterline ECT, RD323, 72470 Champagné, France

monique.thual@univ-rennes1.fr / info@idil.fr / contactmilaero@souriau.com

RÉSUMÉ

Nous présentons les résultats théoriques et expérimentaux concernant une connectique à base de microlentille à faisceau expansé simple à réaliser. Peu sensible aux dégradations par polluants, tout en offrant de faibles pertes et de faibles réflexions, cette connectique fibre à fibre en contact est adaptée aux transmissions à des débits d'au moins 10 Gbits/s pour des applications nombreuses et variées telles que les centres de traitements de données ou les réseaux d'accès tout optique.

MOTS-CLEFS : *microlentille ; faisceau expansé ; connecteur.*

1. INTRODUCTION

Du fait du très petit diamètre de cœur des fibres optiques monomodes, de l'ordre de 10 μm aux longueurs d'onde des télécommunications, les connecteurs monomodes sont très sensibles aux dégradations en milieu polluant ou en présence de fortes puissances et présentent des tolérances de positionnement latérales et axiales critiques. L'idée de pallier ces inconvénients en augmentant la taille du faisceau en sortie de fibre par diffusion thermique de dopants [1], par l'utilisation de lentilles pour de la connectique en contact ou en espace libre [2] n'est pas nouvelle, mais elle reste tout à fait d'actualité [3][4]. La connectique en espace libre présente l'avantage de ne pas abîmer les faces optiques à coupler mais reste sensible à l'intrusion des fluides et complexe à gérer pour limiter les réflexions. Nous proposons une connectique en contact physique simple à mettre en œuvre qui offre tous les avantages de la grande expansion de faisceau tout en présentant un taux de couplage élevé, un faible taux de réflexion et une faible sensibilité aux polluants. Nous avons présenté des résultats préliminaires qui montrent en particulier la bonne adéquation entre les courbes théoriques et expérimentales pour l'évolution du diamètre de mode des microlentilles utilisées dans ces connecteurs, les pertes de couplage à la longueur d'onde de 1550 nm ($<0,5$ dB), ainsi que leur robustesse en connecteurs vis-à-vis de polluants (eau, huile et poussières) [4]. Dans ce papier, après avoir montré le principe et les résultats de simulations de la microlentille proposée, nous présenterons les résultats de caractérisations de microlentilles de 55 μm de diamètre de mode mises en connecteur LC. Elles concernent les pertes en bandes C et O, la distribution des pertes et de la réflectance sur plusieurs connecteurs ainsi que des mesures de transmission à 10 Gbit/s sur 50 km avec cascade de connecteurs.

2. PRINCIPE ET THÉORIE DE LA SOLUTION PROPOSÉE

Le principe de la solution proposée consiste à ajouter une microlentille en bout de fibre monomode (SMF) pour élargir le diamètre du faisceau (2ω) [4]. Pour cela une section de fibre à gradient d'indice (GIF) est soudée en sortie de fibre SMF (Fig.1). Du fait du profil d'indice transverse parabolique, le faisceau gaussien se propage de manière périodique dans la GIF. Le profil d'indice est supposé parfaitement parabolique en fonction de la position radiale r par rapport à l'axe

optique selon l'équation $n(r)^2 = n_0^2(1 - 2\Delta r^2/a^2)$, avec n_0 l'indice du centre du cœur de la fibre, Δ la différence relative d'indice entre le centre du cœur et la gaine définie par $\Delta = (n_0^2 - n_c^2)/(2n_0^2)$, et a le rayon de cœur de la fibre. L'ouverture numérique de la fibre (ON) est $(n_0^2 - n_c^2)^{1/2} = n_c(2\Delta)^{1/2}$.

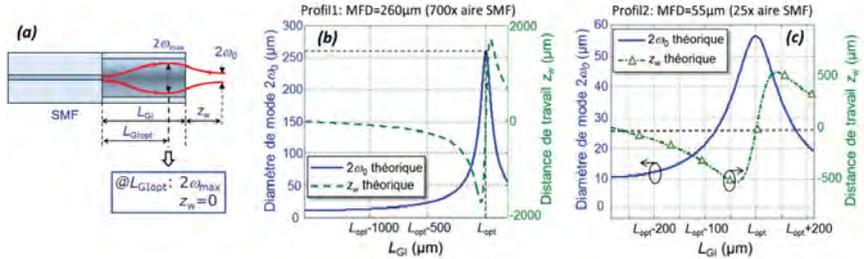


Fig. 1 : (a) Principe de la microlentille SMF GIF. Diamètre de mode et distance de travail en fonction de la longueur de gradient d'indice pour deux profils de GIF, profil 1 (b) et profil 2 (c).

Nous avons simulé l'évolution du diamètre de mode ($2\omega_0$) au point focal et de la distance de travail (z_w) du faisceau gaussien en fonction de la longueur de gradient d'indice L_{GIF} par une méthode analytique proposée par Kogelnik [5] et par une méthode numérique de type BPM (Beam Propagation Method) [6]. Cette évolution théorique à la longueur d'onde de 1550 nm est montrée pour deux types de profils de gradient d'indice différents notés profil 1 (Fig. 1b) et profil 2 (Fig. 1c). Le diamètre de mode est maximal ($2\omega_{max}$) et la distance de travail z_w nulle pour une longueur de gradient d'indice optimale $L_{GIFopt} = \pi(2g)$ avec $g = (2\Delta)^{1/2}/a$, paramètre de la GIF. Cette configuration permet la mise en connecteur avec contact. Le diamètre de mode maximal ($2\omega_{max}$) est de 260 µm pour le profil 1 et de 55 µm pour le 2 soit 700 fois, respectivement 25 fois l'aire d'un faisceau monomode. Nous présenterons les résultats de caractérisation obtenus pour le profil 2. Pour ce diamètre de mode de 55 µm, les tolérances de positionnement théoriques latérales Δx et axiales Δz à -1dB du maximum de couplage sont très relâchées, $\Delta x = 8,7$ µm et $\Delta z = 1000$ µm, contre 1,6 et 36 µm pour la fibre monomode. Les tolérances angulaires $\Delta\theta$ sont plus critiques 0,33° contre 1,7° mais restent compatibles avec ce qui est maîtrisable en fêrule standard (<0,1°).

3. RÉSULTATS DE CARACTÉRISATIONS

Nous avons fabriqué et mis en connecteurs LC plusieurs microlentilles SMF GIF de 55 µm de diamètre de mode afin de les caractériser. Comme le montre la Figure 2, les pertes de couplage sont faibles (< à 0,5 dB) et constantes sur les bandes O et C ce qui démontre un comportement achromatique. Nous avons donc fait des mesures statistiques de pertes de couplage sur 6 échantillons à une seule longueur d'onde (1550 nm). Les pertes moyennes sont de 0,51 dB avec un écart type de 0,06 dB.

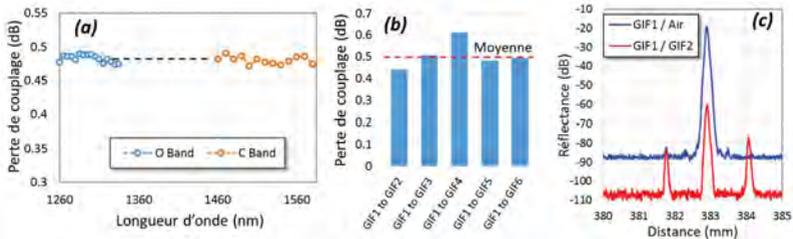


Fig. 2 : (a) Pertes de couplage bande O et bande C et (b) pour plusieurs connecteurs SMF GIF LC. (c) Exemple de mesure de réflectance de connecteur SMF GIF.

La réflectance des connecteurs SMF GIF a été mesurée par réflectométrie OLCR (Optical Low Coherence Reflectometry) en connecteur ouvert et en connexion sur cet échantillon de 6 connecteurs, dont un exemple est montré sur la Figure 2c, et comparée avec des connecteurs SMF LC/UPC. Les pertes en réflexion résumées sur la figure 3a sont de l'ordre de 25 dB pour des connecteurs SMF GIF ouverts contre 18 dB pour des SMF. De même, en connexion, les SMF GIF sont meilleures (62 dB) que des connecteurs SMF standards (56 dB).

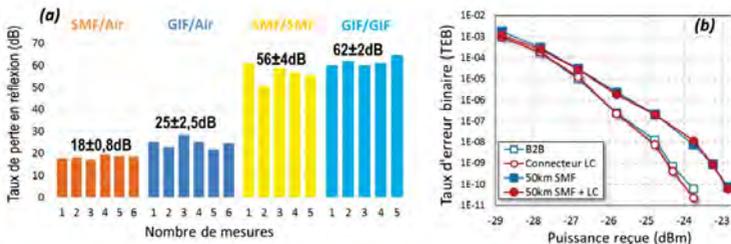


Fig. 3 : (a) Taux de pertes en réflexion mesurées sur les connecteurs (b) Mesures de BER à 10 Gbits/s.

Une piste d'analyse pour expliquer ces bonnes performances peut concerner l'influence de la force de contact ainsi que de la variation d'indice sur la couche superficielle des fibres en contact induite par cette force dans le cas d'un connecteur à faisceau expansé par rapport à un connecteur SMF [7]. Les performances des connecteurs LC SMF GIF ont de plus été mesurées en transmission avec un laser émettant à la longueur d'onde de 1550 nm modulé au format NRZ (Non return to Zero) à 10 Gbits/s et une séquence binaire pseudo aléatoire (PRBS) de longueur $2^{31}-1$ bits. La mesure de Taux d'Erreur Binaire (TEB) en fonction de la puissance au récepteur ne montre aucune pénalité aussi bien par rapport à la référence back to back (B2B) que par rapport à une transmission de 50 km de fibre monomode (Fig. 3b), y compris si 3 connecteurs sont cascades.

CONCLUSION

Nous avons présenté une connectique à base de microlentille dont les performances en terme de robustesse aux polluants, de pertes, de réflectance et de mesures en transmission à 10 Gbit/s montrent qu'elle aurait toute sa place aussi bien dans le cadre du déploiement des réseaux FTTx que dans les centre de traitements de données qui nécessitent la manipulation d'un très grand nombre de connexions dans des conditions souvent difficiles.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet CODEF financé par le gouvernement français.

RÉFÉRENCES

- [1] K. Shiraishi, Y. Aizawa, S. Kawakami, "Beam expanding Fiber Using Thermal Diffusion of the Dopant", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, n°8, pp. 1151-1161, August 1990.
- [2] A. Nicia, "Lens coupling in fiber-optics devices: efficient limits", *Applied Optics*, vol. 20, n°18, pp. 3136-3145, sept. 15, 1981.
- [3] D. Childers, M. Hughes, S. Lutz, T. Satake, "Design and performance of expanded beam, multi-fiber connectors", ThC1, Invited paper, Los Angeles, Optical Fiber Conference, 2015.
- [4] S. D. Le, M. Gadonna, M. Thual, L. Quétel, J.-F. Riboulet, V. Metzger, D. Parker, A. Philippe, and S. Claudot, "Reliable Expanded Beam Connector Compliant with Single-mode Fiber Transmission at 10 Gbit/s", oral session, W4B.5, Los Angeles, Optical Fiber Communications 2015.
- [5] H. Kogelnik, "Coupling and conversion coefficients for optical modes," in *Proceeding Symposium Quasi-Optics*, vol.14, pp. 333-347 (1964).
- [6] M. D. Feit and J. A. Fleck, Jr., "Light propagation in graded-index optical fibers," *Appl. Opt.*, vol. 17, no. 24, pp. 3990-3998 (1978).
- [7] R. Nagase, T. Shintaku, E. Sugita, "Effect of axial compressive force for connection stability in PC optical fibre connectors", *Electronics Letters*, Vol. 23, N°3, pp.103-104, 29th January 1987.

UNE ALTERNATIVE AUX MÉTHODES DE SPLIT-STEP BASÉE SUR LA REPRÉSENTATION D'INTERACTION POUR RÉSOUDRE L'ÉQUATION DE SCHRÖDINGER GÉNÉRALISÉE EN OPTIQUE

Stéphane Balac^{1,3}, Arnaud Fernandez², Fabrice Mahé^{3*}

¹ UMR FOTON, CNRS, Université de Rennes 1, Enssat, 22305, Lannion, France

² LAAS, CNRS, Université de Toulouse, BP 54200, 31031 Toulouse, France

³ IRMAR, CNRS, Université de Rennes 1, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes, France

stephane.balac@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

L'équation non linéaire de Schrödinger généralisée (GNLSE) est largement utilisée pour modéliser la propagation d'une impulsion optique de largeur à mi-hauteur potentiellement inférieure à la picoseconde dans une fibre monomode. Celle-ci est le plus souvent résolue par un schéma de Split-Step symétrique. Nous présentons une méthode numérique alternative, aussi simple de mise en œuvre informatique, mais beaucoup plus précise. Cette méthode dénommée en anglais « Interaction Picture Method » transforme par un changement d'inconnue adéquat la GNLSE en une équation aux dérivées partielles dont la résolution numérique est plus aisée. Nous présentons ici les caractéristiques de cette méthode et la comparons à la méthode de Split-Step symétrique.

MOTS-CLEFS : Équation de Schrödinger généralisée ; Simulation numérique ; Split-Step.

1. INTRODUCTION

Nous nous intéressons à la résolution numérique de l'équation non linéaire de Schrödinger généralisée (GNLSE) pouvant décrire sous certaines hypothèses la propagation d'impulsions optiques de largeur proche ou inférieure à 1 ps dans une fibre optique et qui s'écrit [1]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} A(z,t) = & -\frac{\alpha(z)}{2} A(z,t) + \left(\sum_{n=2}^N i^{n+1} \frac{\beta_n}{n!} \frac{\partial^n}{\partial t^n} A(z,t) \right) \\ & + i\gamma \left[1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right] \cdot \left(A(z,t) \left((1-f_R) |A(z,t)|^2 + f_R \int_{\mathbb{R}} h_R(s) |A(z,t-s)|^2 ds \right) \right), \end{aligned} \quad (1)$$

où la fonction à valeurs complexes A représente l'enveloppe lentement variable de l'onde optique, supposée quasi-monochromatique de pulsation ω_0 , considérée dans un repère mobile se déplaçant avec l'enveloppe de l'impulsion à la vitesse de groupe. La variable $z \in [0, L]$ où L désigne la longueur de la fibre représente la position le long de la fibre et $t \in \mathbb{R}$ le temps dans le repère mobile. Les paramètres physiques intervenant dans l'équation (1) sont : le coefficient de pertes linéiques α , les coefficients de dispersion linéaire $\beta_n, 2 \leq n \leq N$, le paramètre non linéaire γ représentant l'effet Kerr optique, le terme de choc optique simplifié $1/\omega_0$, la fonction réponse Raman h_R et la contribution f_R de cette réponse à la polarisation non linéaire. À l'équation aux dérivées partielles (1) est associée une donnée initiale a_0 correspondant à la forme prise au cours du temps par la fonction A à l'entrée de la fibre.

La méthode la plus couramment utilisée pour résoudre l'équation (1) est la méthode de Split-Step symétrique (« Symmetric Split-Step Fourier (SSF) method » en anglais) en raison notamment de sa simplicité de mise en œuvre numérique et de son efficacité. En 2007, J. Hult [2] utilisa une nouvelle approche pour résoudre la GNLSE exploitant une méthode développée dans les années 90 au Jack Dodd Center

*Ordre alphabétique des auteurs.

de l'université d'Otago (N.Z.) pour résoudre l'équation de Gross-Pitaevskii dans le cadre de l'étude des condensats de Bose-Einstein [3]. Cette méthode a été baptisée « Interaction Picture method » (IP) car elle exploite un changement d'inconnue inspiré de la *représentation d'interaction* (dite aussi de Dirac) en mécanique quantique. D'un point de vue pratique, tout comme la méthode de Split-Step symétrique, la méthode IP appliquée à la GNLSE conduit elle aussi à considérer sur chaque sous-intervalle d'une subdivision donnée de l'intervalle $[0, L]$ une succession de 3 problèmes couplés entre eux. Toutefois, l'énorme avantage de la méthode IP sur la méthode SSF est qu'elle n'introduit aucune erreur de type erreur de splitting : la décomposition est exacte. Pour la méthode IP, résoudre cette succession de 3 problèmes sur chaque sous-intervalle est équivalent à résoudre la GNLSE (1) sur ce même sous-intervalle. Il en résulte un gain au niveau de la précision des résultats obtenus, ou dit autrement, à précision égale la méthode IP fournit en général une approximation en un temps de calcul bien inférieur à la méthode SSF.

2. PRÉSENTATION DE LA MÉTHODE IP

Soit \mathcal{D} l'opérateur linéaire non borné sur $\mathbb{L}^2(\mathbb{R}, \mathbb{C})$ défini par $\mathcal{D} : A \mapsto -\frac{\alpha}{2}u + \sum_{n=2}^N i^{n+1} \frac{\beta_n}{n!} \frac{\partial^n}{\partial t^n} A$ et \mathcal{N} l'opérateur non linéaire non borné sur $\mathbb{L}^2(\mathbb{R}, \mathbb{C})$ défini par

$$\mathcal{N} : A \mapsto i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left[(1 - f_R)A|A|^2 + f_R A \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(s)|A(\cdot - s)|^2 ds \right].$$

Avec ce formalisme, la GNLSE s'écrit $\frac{\partial}{\partial z} A(z) = \mathcal{D}A(z) + \mathcal{N}(A)(z)$, $\forall z \in [0, L]$. On considère une subdivision $(z_k)_{k=0, \dots, K}$ de l'intervalle $[0, L]$ et on note $z_{k+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}(z_k + z_{k+1})$. Résoudre (1) sous la condition initiale $A(z=0) = a_0$ revient à résoudre pour tout $k \in \{0, \dots, K-1\}$ la suite de problèmes auxiliaires

$$\frac{\partial}{\partial z} A_k(z) = \mathcal{D}A_k(z) + \mathcal{N}(A_k)(z) \quad \forall z \in [z_k, z_{k+1}], \quad A_k(z_k) = a_k, \quad (2)$$

où a_k est une fonction de la variable t donnée. On introduit pour nouvelle inconnue la fonction A_k^{ip} définie pour $(z, t) \in [z_k, z_{k+1}] \times \mathbb{R}$ par

$$A_k^{\text{ip}}(z, t) = \exp(-(z - z_{k+\frac{1}{2}})\mathcal{D})A_k(z, t) \quad (3)$$

où la notation $\exp(z\mathcal{D})$ fait référence au groupe unitaire engendré par l'opérateur \mathcal{D} . On montre que A_k^{ip} est solution du problème

$$\frac{\partial}{\partial z} A_k^{\text{ip}}(z) = \mathcal{G}_k(z, A_k^{\text{ip}}(z)) \quad \forall z \in [z_k, z_{k+1}], \quad A_k^{\text{ip}}(z_k) = \exp(-(z_k - z_{k+\frac{1}{2}})\mathcal{D})a_k, \quad (4)$$

où \mathcal{G}_k est défini par $\mathcal{G}_k(z, A_k^{\text{ip}}(z)) = \exp(-(z - z_{k+\frac{1}{2}})\mathcal{D})[\mathcal{N}(\exp((z - z_{k+\frac{1}{2}})\mathcal{D})A_k^{\text{ip}}(z))]$. Par inversion de la relation (3), on obtient $A_k(z_{k+1}, t) = \exp(-(z - z_{k+\frac{1}{2}})\mathcal{D})A_k^{\text{ip}}(z_{k+1}, t)$. L'intérêt de ce changement d'inconnue est que contrairement au problème initial (1), le nouveau problème (4) pour l'inconnue A_k^{ip} ne fait plus intervenir explicitement de dérivées partielles relativement au temps t . On est ramené à résoudre une simple équation différentielle non linéaire où t joue le rôle d'un paramètre. La dérivation par rapport à t est prise en compte à travers les opérateurs $\exp(\pm(z - z_{k+\frac{1}{2}})\mathcal{D})$. Le problème (4) peut être résolu numériquement en utilisant par exemple un schéma de Runge-Kutta. Procéder ainsi revient à résoudre sur chacun des intervalles $[z_k, z_{k+1}]$ les 3 problèmes couplés suivants :

$$\frac{\partial}{\partial z} A_k^+(z) = \mathcal{D}A_k^+(z) \quad \forall z \in [z_k, z_{k+\frac{1}{2}}], \quad A_k^+(z_k) = A_{k-1}(z_k), \quad (5)$$

où $A_{k-1}(z_k)$ représente la solution de (2) au nœud z_k calculé au pas $k-1$;

$$\frac{\partial}{\partial z} A_k^{\text{ip}}(z) = \mathcal{G}_k(z, A_k^{\text{ip}}(z)) \quad \forall z \in [z_k, z_{k+1}], \quad A_k^{\text{ip}}(z_k, t) = A_k^+(z_{k+\frac{1}{2}}), \quad (6)$$

où $A_k^+(z_{k+\frac{1}{2}}) = \exp(\frac{h}{2}\mathcal{D})A_{k-1}(z_k)$ est la solution de (5) au nœud $z_{k+\frac{1}{2}}$;

$$\frac{\partial}{\partial z} A_k^-(z) = \mathcal{D}A_k^-(z) \quad \forall z \in [z_{k+\frac{1}{2}}, z_{k+1}], \quad A_k^-(z_{k+\frac{1}{2}}) = A_k^{\text{ip}}(z_{k+1}), \quad (7)$$

où $A_k^{\text{ip}}(z_{k+1})$ est la solution de (6) au nœud z_{k+1} . Et finalement la solution de (1) au nœud z_{k+1} est donnée par $A_k(z_{k+1}) = A_k^-(z_{k+1})$. Notons que l'utilisation de la méthode de Split-Step symétrique conduit à une formulation très similaire : on retrouve les mêmes problèmes linéaires (5) et (7) (qui sont résolus par transformée de Fourier) et pour le problème non linéaire (6), l'opérateur \mathcal{G}_k est remplacé par l'opérateur \mathcal{N} . Dans les 2 cas, on résout ce problème non linéaire par la méthode usuelle de Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4). Un code mettant en œuvre la méthode SSF peut donc être facilement modifié pour utiliser la méthode IP. La différence essentielle entre les 2 méthodes est que la méthode SSF induit une *erreur de splitting* (d'ordre 2) alors que la décomposition obtenue par la méthode IP est exacte ; on gagne donc en précision pour un coût inchangé.

3. COMPARAISON DES MÉTHODES IP ET SSF

Les méthodes IP et SSF avec schéma RK4 ont été comparées entre-elles sur des cas tests en optique dans [2]. L'analyse mathématique de la méthode IP et sa comparaison théorique à la méthode SSF est proposée dans [4]. Nous reprenons ici un exemple correspondant à la propagation d'une impulsion gaussienne de 5mW dans une fibre de 20km pour les paramètres suivants : $\alpha = 0.046 \text{ km}^{-1}$, $\gamma = 4.3 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$, $f_R = 0.245$, $\beta_2 = -19.83 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$, $\beta_3 = 0.031 \text{ ps}^3 \text{ km}^{-1}$ et $\beta_n = 0$ pour $n \geq 4$. Nous donnons dans le tableau suivant les temps de calcul et l'erreur quadratique relative $\|A(L) - A_{K-1}(L)\|_{\mathbb{L}^2} / \|A(L)\|_{\mathbb{L}^2}$ en sortie de fibre pour les 2 méthodes. Le gain en précision apporté par la méthode RK4-IP par rapport à la méthode SSF-RK4 est appréciable. Dit autrement, à précision identique ($\sim 1.5 \cdot 10^{-9}$ ici) en utilisant la méthode RK4-IP, on gagne en temps de calcul (d'un facteur 50 ici).

Method	pas (m)	temps CPU (s)	erreur quadratique relative
RK4-IP	100	1.42	$1.4957 \cdot 10^{-9}$
SSF-RK4	100	1.48	$2.5582 \cdot 10^{-6}$
RK4-IP	10	13.85	$4.6192 \cdot 10^{-13}$
SSF-RK4	10	14.49	$2.555 \cdot 10^{-8}$
SSF-RK4	2.5	70.17	$1.5968 \cdot 10^{-9}$

Mentionnons pour conclure qu'une version de la méthode IP incluant une stratégie de pas adaptatif est proposée dans [5]. Elle permet sans aucun surcoût d'adapter le pas de la subdivision à une tolérance fixée par l'utilisateur pour gagner encore en performance. Un programme mettant en œuvre cette méthode est disponible au téléchargement (sous licence CNRS Cecill) : <http://perso.univ-rennes1.fr/stephane.balac/spip>. La méthode IP peut par ailleurs être utilisée pour résoudre d'autres équations aux dérivées partielles en optique comme l'équation HME (« Haus mode-locking equation »).

RÉFÉRENCES

- [1] G. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 4th ed. Academic Press, 2006.
- [2] J. Hult, "A fourth-order Runge-Kutta in the Interaction Picture method for simulating supercontinuum generation in optical fibers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 25, no. 12, pp. 3770-3775, 2007.
- [3] B. M. Caradoc-Davies, R. J. Ballagh, and P. B. Blakie, "Three-dimensional vortex dynamics in Bose-Einstein condensates," *Phys. Rev. A*, vol. 62, p. 011602, 2000.
- [4] S. Balac, A. Fernandez, F. Mahé, F. Méhats, and R. Texier-Picard, "The Interaction Picture method for solving the nonlinear Schrödinger equation in optics," *soumis pour publication* [hal.archives-ouvertes.fr/hal-00850518], 2015.
- [5] S. Balac and F. Mahé, "Embedded Runge-Kutta scheme for step-size control in the Interaction Picture method," *Comput. Phys. Commun.* [hal.archives-ouvertes.fr/hal-00797190], vol. 184, pp. 1211-1219, 2013.

ASSOCIATION D'UN GUIDE D'ONDE A CRISTAL PHOTONIQUE (1D) ET D'UN RESONATEUR EN ANNEAU INTEGRE

Yann G. Boucher^{1,2}

¹ Laboratoire FOTON, UMR CNRS 6082, ENSSAT, CS 80518, 22305 Lannion, France

² ENIB, CS 73862, 29238 Brest Cedex 3, France

yann.boucher@enib.fr

RÉSUMÉ

L'association d'un anneau résonnant et d'un guide d'onde périodique (cristal photonique unidimensionnel) se traduit par l'apparition, dans la bande interdite, de modes de défaut disposés symétriquement de part et d'autre de chaque résonance de l'anneau. L'écart spectral est contrôlé par le taux de couplage entre le guide et l'anneau, tandis que l'acuité des résonances dépend aussi du cristal photonique. Nous présentons ici un modèle analytique de ce dispositif simple, dont les applications potentielles se déclinent depuis le filtrage spectral hautement sélectif jusqu'à l'émission laser bi-fréquence, en passant par les composants non-linéaires tristables.

MOTS-CLEFS : *Fonction de transfert ; formalisme matriciel étendu ; couplage de modes ; cavité active.*

1. STRUCTURE, MODELE, HYPOTHESES ET PARAMETRES

La structure, supposée monomode scalaire, est schématisée sur la Figure 1.a. La dépendance temporelle est en $\exp(+i\omega t)$. Orienté selon Oz , le guide d'onde périodique est caractérisé en termes de couplage d'ondes [1] par sa période Λ , l'indice effectif n_{eff} , le taux α d'amplification/atténuation linéique, la longueur totale L , la constante de couplage κ , le désaccord de phase $\delta = \beta - \beta_B$ entre constante de propagation $\beta = n_{eff}(\omega/c)$ et vecteur d'onde de Bragg $\beta_B = \pi/\Lambda$. Le coupleur (idéal, localisé en $L/2$, symétrique et sans perte) est décrit par une constante $\rho \in [0,1]$ telle que la fonction de transfert [Fig. 1.b] de l'anneau s'écrit :

$$t_{\Omega}(\varphi) = \frac{\rho - a e^{-i\varphi}}{1 - a\rho e^{-i\varphi}} = e^{G_{\Omega} - i\phi_{\Omega}}, \quad (1)$$

où φ est la phase et a un facteur d'amplitude (réel positif) sur un tour complet : en présence d'atténuation, $a < 1$; à la transparence, $a = 1$; en régime d'amplification, $a > 1$.

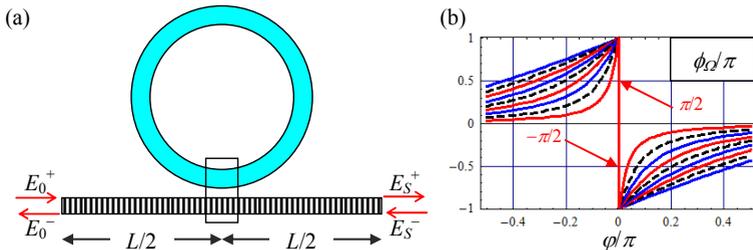


Fig. 1 : (a) Association d'un guide d'onde périodique et d'un anneau résonnant. (b) Dispersion en phase de l'anneau transparent ($a = 1$) pour diverses valeurs du taux ρ (variant de 0,1 à 0,9 par pas de 0,1) : à chaque fois que la phase ϕ_{Ω} passe par $\pm\pi/2$, un « mode de défaut » s'ouvre dans la bande interdite.

2. FONCTION DE TRANSFERT DE LA STRUCTURE TOTALE

Entre l'abscisse d'entrée z_0 et l'abscisse de sortie z_s , les champs sont reliés par une matrice de transfert $[M] = [A] [\Omega] [B]$, produit des matrices associées respectivement à la première moitié du cristal, à l'anneau puis à la seconde moitié. La fonction de transfert de la structure totale [1] s'écrit :

$$t = \frac{1}{M_{11}} = \frac{t_A t_\Omega t_B}{1 - r'_A r_B t_\Omega^2}, \quad (2)$$

où r'_A et r_B sont les réflectivités en amplitude des miroirs [A] et [B], respectivement de gauche à droite et de droite à gauche. On pourra poser $R_{eff} \exp(-i \Phi_{tot}) = r'_A r_B t_\Omega^2$ pour identifier plus aisément l'équation (2) à la fonction de transfert d'une cavité Fabry-Perot effective.

Considérons tout d'abord le cas passif et transparent ($|t_\Omega|^2 = 1$). Rappelons que l'insertion, dans une structure à rétroaction distribuée standard, d'un saut de phase central $\Delta\psi = \pi/2$ (équivalent à un quart de longueur d'onde) se traduit par l'apparition d'un *mode de défaut* au cœur de la bande interdite. En raison du caractère hautement dispersif de l'anneau, ce sont ici deux pics de transmission qui s'ouvrent, de part et d'autre de chacune de ses résonances [Fig. 2].

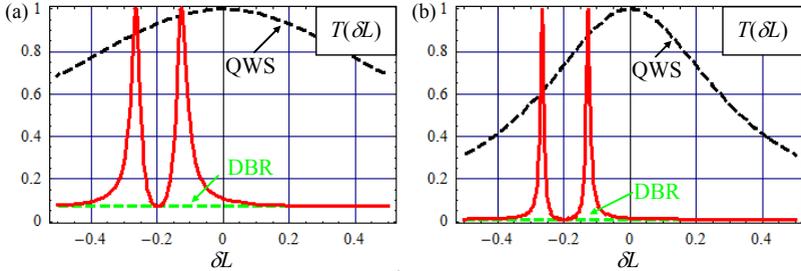


Fig. 2 : Fonction de transfert en intensité $T = 1/|M_{11}|^2$ de la structure totale, passive, en fonction du désaccord de phase normalisé δL_s , pour (a) $\kappa L = 2$ ou (b) $\kappa L = 3$. Les autres paramètres sont $aL = 0$; $\rho = 0,8$; $a = 1$; longueur de l'anneau $L_\Omega = 3,14 L$. La résonance de l'anneau la plus proche de la fréquence de Bragg est ici ajustée à $\delta L = -0,2$. Les fonctions de transfert d'un DBR sans saut de phase et d'un QWS-DBR (à saut de phase central d'un quart de longueur d'onde) sont également représentées à des fins de comparaison.

L'écart spectral $\Delta\omega$ entre les pics et leur largeur $\delta\omega$ sont donnés respectivement par :

$$\Delta\omega = \frac{c}{2n_g L_\Omega} \text{Arcsin} \left(\frac{1 - \rho^2}{1 + \rho^2} \right), \quad \delta\omega = \frac{2}{\tau_{tot}} \left(\frac{1 - R_{eff}}{\sqrt{R_{eff}}} \right) \quad (3)$$

où n_g est l'indice de groupe, L_Ω la longueur de l'anneau et $\tau_{tot} = (\partial\Phi_{tot}/\partial\omega)$. L'écart $\Delta\omega$ est donc intégralement déterminé par le résonateur, tandis que $\delta\omega$ dépend à la fois de la dispersion de l'anneau et de l'acuité de la bande interdite. En ajustant les paramètres structurels, il est ainsi possible de concevoir une transmission bi-fréquence très sélective, à forts facteurs de *qualité* et de *finesse*.

3. STRUCTURE ACTIVE : INSERTION DES SOURCES ET MATRICE DE TRANSFERT ETENDUE

Si l'un au moins des éléments (guide périodique ou anneau résonnant) est *actif*, l'inclusion des sources est immédiate dans le cadre d'un formalisme matriciel étendu, où la troisième colonne contient tous les termes-sources [2]. Entre les deux extrémités, les champs sont reliés par :

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_S^+ \\ E_S^- \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\text{avec } [M] = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Omega_{11} & 0 & \Omega_{13} \\ 0 & \Omega_{22} & \Omega_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{13} \\ B_{21} & B_{22} & B_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Considérons par exemple un anneau actif inséré dans un réflecteur DBR passif. On a $A_{13} = A_{23} = 0$, $B_{13} = B_{23} = 0$, $\Omega_{13} = -(u_{\Omega}^+)/t_{\Omega}$, et $\Omega_{23} = +(u_{\Omega}^-)$, où les (u_{Ω}^{\pm}) représentent les *champs équivalents d'émission spontanée amplifiée* rapportés aux ports de sortie du résonateur, supposés parfaitement adaptés. Ces termes s'expriment eux-mêmes simplement en fonction des paramètres de l'anneau [3]. Tout calcul fait, en l'absence de champ entrant ($E_0^+ = E_S^- = 0$), le champ sortant B_S^+ émis en sortie à l'abscisse z_S a ici pour expression :

$$B_S^+ = t_B \left\{ \frac{(u_{\Omega}^+) + (u_{\Omega}^-) r_A' t_{\Omega}}{1 - r_A' r_B t_{\Omega}^2} \right\}. \quad (6)$$

On reconnaît au numérateur le *gain simple passage* entre les contributions-clefs et le port de sortie considéré, tandis que le dénominateur $D = 1 - R_{\text{eff}} \exp(-i \Phi_{\text{tot}})$ porte la signature de la boucle de contre-réaction typique de la structure composite. Comme dans tout résonateur, l'annulation de D correspond au *seuil d'oscillation* : on comparera avec profit la *valeur seuil* a_{th} du terme d'amplification sur l'anneau avec sa valeur de référence ($1/\rho$) en l'absence de guide périodique :

$$a_{\text{th}} = \sqrt{\frac{1 + \rho^2 \rho_A \rho_B}{\rho^2 + \rho_A \rho_B}} < \frac{1}{\rho}, \quad (7)$$

où $\rho_A = |r_A'|$ et $\rho_B = |r_B|$. Sans surprise, on constate un abaissement significatif du seuil d'oscillation par rapport à l'anneau seul. D'autre part, la présence d'un doublet spectral dans la bande de gain disponible laisse entrevoir la possibilité d'une émission bi-fréquence.

A contrario, l'insertion d'un anneau *passif* dans une structure *active* à rétroaction distribuée, si elle conduit aussi à un doublet spectral, ne change pas le seuil d'oscillation (ni donc le taux de pompage nécessaire) par rapport à la structure classique à saut de phase central (laser QWS-DFB).

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'insertion d'un résonateur en anneau intégré dans un guide d'onde périodique présente un certain nombre de spécificités intéressantes en termes d'applications potentielles :

- l'apparition d'un doublet spectral dont la position et la largeur sont ajustables ;
- un abaissement significatif du seuil d'oscillation de l'anneau actif ainsi complété ;
- des coefficients effectifs de *qualité* et de *finesse* très élevés ;
- une exacerbation naturelle des éventuelles *non-linéarités* de l'anneau, dispersives ou autres ;
- ces dernières ouvrant naturellement la voie à l'étude de la *multistabilité optique*.

REMERCIEMENTS

Ce travail s'inscrit dans le cadre du projet « 3D Optical Many-Core », porté et soutenu par le LabEx CominLabs : <http://www.3d-opt-many-cores.cominlabs.uebv.fr/>. L'auteur est reconnaissant à Pascal Besnard, Yannick Dumeige, Patrice Féron et Alberto Parini pour leurs commentaires avisés.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Yariv & P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*. Wiley, 1984.
- [2] Y.G. Boucher, "Theoretical investigation of amplified spontaneous emission in an active structure by extended (3x3) transfer matrix formalism...", *Journal of the European Optical Society - Rapid Publications*, vol. 1, 06027, 2006 [doi: 10.2971/jeos.2006.06027]
- [3] Y.G. Boucher, P. Féron, "Generalized transfer function: A simple model applied to active single-mode microring resonators", *Optics Com.*, vol. 282, pp. 3940–3947, 2009 [doi: 10.1016/j.optcom.2009.06.048]

OPTIMISATION DE COUPLEURS A POINTES EFFILEES POUR LES INTERCONNEXIONS OPTIQUES VERTICALES

Alberto Parini¹, Romain Schuster², Gaetano Bellanca³

¹ Laboratoire FOTON, UMR CNRS 6082, ENSSAT, CS 80518, 22305 Lannion, France

² Telecom Bretagne, Campus Brest, 29280 Plouzané, France

³ Département d'Ingénierie, Université de Ferrara, 44122 Ferrara, Italie

alberto.parini@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Dans cette contribution, nous présentons une optimisation des coupleurs à pointes effilées pour les interconnexions optiques verticales. Les coupleurs sont modélisés pour trois différentes plates-formes technologiques permettant l'empilement tridimensionnel des circuits optiques : la plate-forme silicium cristallin sur silicium cristallin, la plate-forme silicium amorphe sur silicium cristallin et la plate-forme nitrure de silicium sur silicium cristallin. Les performances des coupleurs sont évaluées au moyen de simulations aux différences finies dans le domaine temporel (FDTD), et ensuite discutées.

MOTS-CLEFS : *Interconnexions optiques sur puce ; empilement vertical ; coupleurs ; modélisation numérique.*

1. INTRODUCTION

La convergence électronique-photonique est aujourd'hui envisagée comme une possible route pour surmonter les limites de débit et de consommation énergétique qui constituent un obstacle majeur pour une intégration encore plus massive des réseaux électroniques sur puces. Les liaisons optiques intégrées, en effet, peuvent fournir une bande passante très élevée et un budget de puissance plus favorable par rapport à une contrepartie tout-électrique [1]. Jusqu'à présent, l'approche classique de l'intégration photonique a recouru à une conception coplanaire des différents composants sur un substrat de type silicium-sur-isolant (silicon-on-insulator SOI). Cependant, l'augmentation du nombre de dispositifs sur le même substrat, avec le conséquent accroissement de la complexité topologique des réseaux d'interconnexion, appelle à une solution capable d'exploiter aussi la dimension verticale, dans l'objectif de limiter le recours aux croisements entre guides. Les croisements, en effet, réduisent les performances du système, car ils introduisent des atténuations supplémentaires et des couplages indésirables. Dans cette contribution, nous présentons une investigation numérique de type FDTD sur les performances des coupleurs à pointes effilées. Ces structures, une fois correctement dimensionnées, peuvent permettre de transférer efficacement le signal optique entre guides situés sur différents niveaux.

2. PLATES-FORMES TECHNOLOGIQUES ET STRUCTURE DU COUPLEUR

Les trois plates-formes technologiques considérées pour la réalisation des coupleurs sont schématisées sur la figure 1. a.

Plate-forme A : Nano-membranes de silicium cristallin liées par collage. Dans cette configuration, qui a été récemment proposé dans la référence [2], deux membranes de silicium cristallin (c-Si), obtenues à partir de deux puces SOI standard, sont collées l'une sur l'autre au moyen d'une couche de polymère SU8.

Plate-forme B : Silicium amorphe sur silicium cristallin. Ici, une deuxième couche de guidage en silicium amorphe (a-Si) est déposée chimiquement sur un substrat SOI standard. Comme

pour la plate-forme précédente, la couche de guidage inférieure est constituée par du silicium cristallin (c-Si) [3].

Plate-forme C : Nitrure de silicium sur silicium cristallin. Dans cette troisième configuration, la couche de guidage supérieure est fabriquée par dépôt de nitrure de silicium sur un substrat inférieur de type SOI standard [4], cependant cette plate-forme est de type hybride.

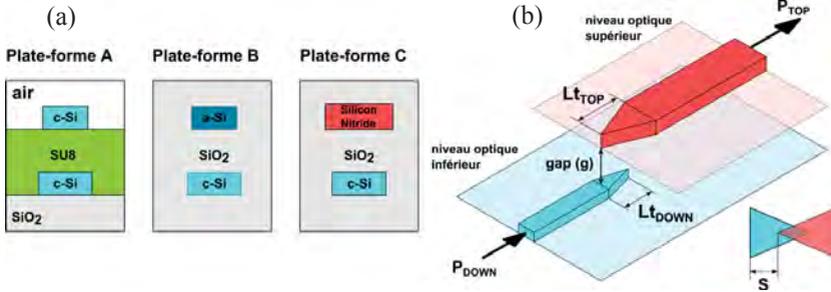


Figure 1 : (a) Sections droites des structures des trois plates-formes technologiques considérées pour la réalisation des coupleurs. (b) Schéma du coupleur vertical, incluant les définitions du paramètre de décalage longitudinal S , de la séparation entre les deux niveaux g , et des longueurs des points L_{tTOP} et L_{tDOWN} .

Une représentation schématique du coupleur vertical est illustrée sur la figure 1.b. L'efficacité du couplage (pertes d'insertion IL) entre la couche guidante inférieure et la couche guidante supérieure peut être évaluée au moyen d'un bilan de puissance, qui s'écrit comme :

$$IL = -10 \cdot \log_{10} \left(P_{TOP} / P_{DOWN} \right). \quad (1)$$

Les paramètres de conception du coupleur sont les longueurs des parties effilées (L_{tTOP} , L_{tDOWN}) et leur décalage longitudinal S par rapport à la direction de propagation ; un décalage longitudinal $S = 0$ correspond à la complète superposition des deux points. Les deux niveaux d'intégration optique sont séparés par une distance verticale g .

3. EVALUATION DES PERFORMANCES

Sur la figure 2.a. nous présentons les pertes d'insertion en fonction de la longueur des parties effilées, pour une distance verticale entre les deux couches guidantes $g = 400$ nm. A noter que dans ce cas les longueurs des parties effilées inférieure et supérieure sont prises égales ($L_{tTOP} = L_{tDOWN} = L_t$). Une augmentation des performances du coupleur peut être obtenue avec une translation relative des deux points l'une par rapport à l'autre. La courbe de la figure 2.b. montre les pertes d'insertion, pour un coupleur réalisé sur la plate-forme C, en fonction du décalage longitudinal S . Ici les points ont une longueur de $100 \mu\text{m}$ et la distance entre les couches optiques est $g = 1 \mu\text{m}$. Comme on peut le constater, la performance augmente considérablement lorsque les points sont convenablement positionnés. En particulier, avec une translation relative entre les points d'environ $S = 40 \mu\text{m}$, les pertes d'insertion simulées baissent jusqu'à 2.3 dB.

La configuration optimale d'un coupleur vertical peut être exploitée pour réaliser une structure de type "pont" sur deux niveaux optiques, afin d'éviter des croisements multiples entre guides (voir panneau (c) sur la figure 2) [5]. Evidemment, le recours à cette solution technologique, qui fait appel à un niveau d'intégration supplémentaire, doit être pondéré par rapport aux performances de la topologie équivalente de type planaire. En supposant comme référence un croisement planaire avec 0.2 dB de pertes d'insertion, et un coupleur vertical avec pertes d'insertion de 2.3 dB (comme celui

décrit précédemment), la solution sur deux niveaux devient avantageuse lorsque plus de 24 croisements consécutifs doivent être éliminés. Si l'on considère des croisements planaires moins performants (par exemple avec pertes d'insertion de 0.7 dB), la solution "pont" sur deux niveaux devient plus efficace à partir de 7 croisements.

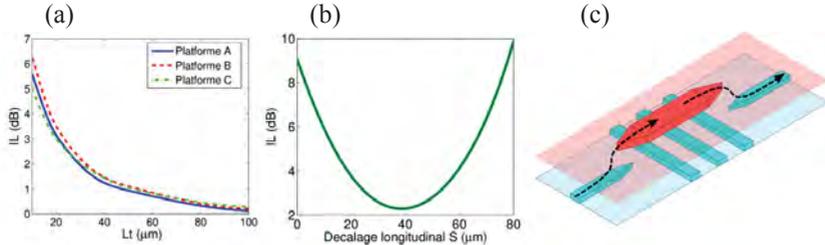


Figure 2 : (a) Pertes d'insertion IL en fonction de la longueur d'effilement des points Lt dans les trois plateformes considérées ; ici la distance verticale entre les deux niveaux optiques est $g = 400$ nm et la longueur d'onde de travail est 1550 nm. (b) Pertes d'insertion en fonction du décalage longitudinal S pour un coupleur réalisé sur la plate-forme C, avec longueur d'effilement des points Lt = 100 μm, distance verticale entre les deux niveaux $g = 1$ μm, à une longueur d'onde de travail de 1550 nm ; dans ce cas le décalage longitudinal optimal est d'environ 40 μm avec des pertes d'insertion correspondantes IL = 2.3 dB. (c) Solution de type "pont" qui exploite deux coupleurs afin d'éviter une série multiple de croisements planaires.

CONCLUSION

Dans ce travail nous avons étudié, au moyen de simulations numériques aux différences finies dans le domaine temporel, les performances de coupleurs à pointes effilées pour l'interconnexion entre niveaux de circuiterie optique superposés. Ces structures, une fois leur géométrie optimisée, peuvent être exploitées pour :

- Éviter les croisements planaires multiples entre guides ;
- Rendre accessible un deuxième niveau pour l'intégration optique ;
- Coupler de façon efficace des couches optiques hétérogènes.

REMERCIEMENTS

Ce travail s'inscrit dans le cadre du projet «3D-Optical-ManyCores », soutenu par le LabEx CominLabs : <http://www.3d-opt-many-cores.cominlabs.uebv.fr/>. L'auteur est reconnaissant envers Christophe Peucheret et Yann G. Boucher pour leurs commentaires avisés.

REFERENCES

- [1] E. Timurdogan, et al., "An Ultra Low Power 3D Integrated Intra-Chip Silicon Electronic-Photonic Link" in Optical Fiber Communication Conference Post Deadline Papers, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America (2015), paper Th5B.8.
- [2] Y. Zhang et al., "0.88 THz Skew-free 1-to-32 Optical Clock Distribution on Adhesively Bonded Silicon Nanomembrane", IEEE Photonic Technology Letters, Vol. 26, No. 23 (2014).
- [3] R. Sung et al., "Impedance Matching Vertical Optical Waveguide Couplers for Dense High Index Contrast Circuits", Optics Express 11684, Vol. 16, No. 16 (2008).
- [4] A.M. Jones et al., "Ultra-low Crosstalk, CMOS Compatible Waveguide Crossings for Densely Integrated Photonic Interconnection Networks", Optics Express 12002, Vol. 21, No. 10 (2013).
- [5] A.M. Jones et al., "Layer Separation Optimization in CMOS Compatible Multilayer Optical Networks", Optical Interconnects Conference, 2013 IEEE, pp. 62, 63 (2013).

SOLITONS BRILLOUIN EN PRÉSENCE DE DISPERSION ACOUSTIQUE DANS UN OSCILLATEUR À FIBRE OPTIQUE MICRO-STRUCTURÉE

Robert I. Woodward¹, Éric Picholle², Carlos Montes²

¹ *Femtosecond Optics Group, Department of Physics, Imperial College London,
Prince Consort Road, Londres SW7 2BW, Royaume-Uni*

² *Université Nice Sophia Antipolis, CNRS, Laboratoire de Physique de la Matière Condensée,
UMR 7336, Parc Valrose, 06100 Nice cedex, France*

carlos.montes@unice.fr

RÉSUMÉ

L'excitation de la diffusion Brillouin stimulée (DBS), dans le visible, dans un oscillateur à fibre optique micro-structurée faiblement surtendu entraîne l'observation expérimentale de trains d'impulsions subluminiques et supraluminiques présentant toutes les caractéristiques de solitons Brillouin dissipatifs. La prise en compte de la dispersion acoustique, qui peut être significative dans les fibres micro-structurées, dans un modèle cohérent à trois ondes de la DBS montre qu'elle contribue à comprimer ces structures dynamiques dissipatives.

MOTS-CLEFS : *Diffusion Brillouin stimulée, fibres optiques micro-structurées, dispersion acoustique*

Le faible seuil de la diffusion Brillouin stimulée (DBS) dans les fibres micro-structurées (PCF) à faible diamètre de mode [1] permet d'envisager de nombreuses applications en termes d'amplification, de capteurs et même de lasers Brillouin. Bien connue dans les fibres optiques standard [2-7], la dynamique des lasers Brillouin à fibre micro-structurée est toutefois encore peu étudiée. Une différence importante entre ces différents types de fibres est la variété des modes acoustiques susceptibles d'in-teragir avec la lumière dans les fibres micro-structurées [8]. Ceux-ci sont désormais assez bien connus théoriquement et expérimentalement [9,10] et l'on sait qu'ils sont susceptibles d'induire une instabilité modulationnelle dans les lasers Brillouin PCF [11,12]. Une autre caractéristique de ces modes acous-tiques, leur dispersion de vitesse de groupe acoustique, plus significative dans les PCF que dans les fibres optiques traditionnelles, n'a en revanche fait l'objet que de très peu d'études. Les modes acoustiques peuvent contenir des composantes purement longitudinales, transverses et aussi de torsion, mais ce sont les composantes longitudinales qui dominent l'effet Brillouin stimulé.

L'objet de cette communication est, d'une part, de montrer expérimentalement que, dans une configuration où un seul mode acoustique est impliqué, la dynamique des lasers Brillouin à fibre micro-structurée est très proche de celles des lasers Brillouin à fibre standard ; et d'autre part d'établir numériquement que l'intégration d'une dispersion acoustique perturbative dans un modèle cohérent à trois ondes de la DBS [5, 13] suffit à modifier les caractéristiques de tels composants.

1. SOLITONS DISSIPATIFS DANS UN LASER BRILLOUIN À FIBRE MICROSTRUCTURÉE

Dans l'infrarouge, des seuils de cinq fois supérieurs à ceux établis par la théorie ont été observés dans les PCF [9,10]. On a récemment montré que le seuil Brillouin revenait dans le visible à un niveau comparable à celui observé dans les fibres optiques standard [1], ce qui relance la possibilité de lasers Brillouin à fibre micro-structurée.

La fibre considérée a un cœur d'un diamètre de 3 μm et une aire effective de 4,73 μm^2 à 532 nm. Le diamètre des trous est de 0,7 μm , avec un espacement de 1,9 μm . Le gain Brillouin est

voisin de celui attendu dans une fibre standard d'aire effective comparable, avec une raie symétrique de largeur inférieure à 50 MHz (résolution de l'interféromètre) à 532 nm, mais une raie dissymétrique et un seuil plus élevé d'un ordre de grandeur à 1550 nm [1].

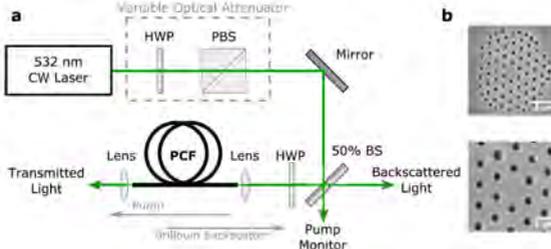


Fig. 1 : (a) Schéma de montage ; (b) Images de la fibre en microscopie électronique à balayage.

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 1. La pompe continue provient d'un laser Ytterbium doublé en fréquence de polarisation rectiligne et d'une largeur de raie de 15 MHz à 532 nm. La fibre est clivée de manière à produire une réflexion de 4% à chaque extrémité, ce qui abaisse le seuil Brillouin à environ 130 mW pour une longueur de 9 m. Les caractéristiques spectrales de cet oscillateur sont analysées dans [1] ; nous nous intéressons ici à la dynamique temporelle de sa réponse, dont deux régimes typiques sont présentés dans la Figure 2.

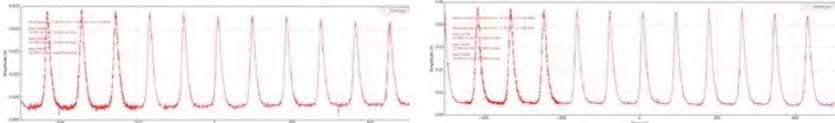


Fig. 2 : Sous pompage continu à 532 nm, la réponse temporelle de l'oscillateur Brillouin est composée de trains de solitons Brillouin **subluminiques** (à gauche, pour une puissance de pompe $P_p = 152$ mW : fréquence de répétition $f_r = 11,35$ MHz, espacement temporel $\Delta t_r = 88,1$ ns, où la puissance de pompe est $P_p = 152$ mW) ou **supraluminiques** (à droite : $P_p = 212$ mW, $f_r = 11,82$ MHz, $\Delta t_r = 84,6$ ns). La périodicité correspond à un temps de vol aller et retour dans la fibre aux vitesses considérées. La largeur des impulsions à mi-hauteur (FWHM) est de $14,5 \pm 1,4$ ns.

Les trains d'impulsions subluminiques et supraluminiques observés expérimentalement présentent toutes les caractéristiques des solitons Brillouin dissipatifs. Leur étude détaillée a été réalisée dans une cavité à fibre optique classique en anneau : génération des solitons Brillouin dissipatifs [2], morphogénèse, stabilité et diagramme de bifurcation [3], autostructuration et interprétation physique asymptotique [4,6] bistabilité et classification générale en fonction du gain G et de la rétroaction R [5] et dans une cavité à fibre optique à maintien de polarisation [7].

2. EFFET DE LA DISPERSION ACOUSTIQUE

Nous nous proposons de décrire ce scénario pour la cavité PCF en utilisant les mêmes équations Brillouin cohérentes à trois ondes avec effet Kerr optique qui gouvernent l'évolution spatio-temporelle des amplitudes (pompe, Brillouin et acoustique) complexes E_j ($j = p, s, a$) [5,7,13] avec un gain et un amortissement acoustique effectifs prenant en compte le recouvrement des modes optiques et acoustique.

$$\begin{aligned} (\partial_t + v_p \partial_x + \gamma_p) E_p &= -K_{SBS} E_s E_a + iK_K [|E_p|^2 + 2|E_s|^2] E_p \\ (\partial_t - v_s \partial_x + \gamma_s) E_s &= K_{SBS} E_p E_a^* + iK_K [2|E_p|^2 + |E_s|^2] E_p \\ (\partial_t + v_a \partial_x + i\beta_a \partial_n + \gamma_a) E_a &= K_{SBS} E_p E_s^* \end{aligned}$$

où γ_j ($j = p, s, a$) sont les coefficients d'amortissement respectifs, $K_{SBS} = \sigma[\epsilon_0 c n^7 / (8\rho_0 c_a)]^{1/2} \omega_p p_{12}$ le coefficient de couplage Brillouin, $p_{12} = (\rho_0 / n^4) (\partial \epsilon / \partial \rho) = 0,286$ le coefficient élasto-optique,

$K_K = n_2 \omega_p \Delta n$ le coefficient de non linéarité Kerr et $\tilde{\beta}_a = v_a (d^2 k_a / d \omega_a^2)$ le coefficient de dispersion de vitesse de groupe acoustique. Faute d'une détermination précise des caractéristiques du mode acoustique dans cette étude préliminaire, nous avons arbitrairement posé le paramètre sans dimension $\beta_a = \tilde{\beta}_a K_{SBS} E_{cw} / 2 = 0,01$. On constate que cette valeur perturbative suffit à induire une variation de la vitesse des impulsions de l'ordre de 2%, une amplification de 5% mais surtout, de façon plus spectaculaire, une compression de l'impulsion de 15% (Fig.3 à droite).

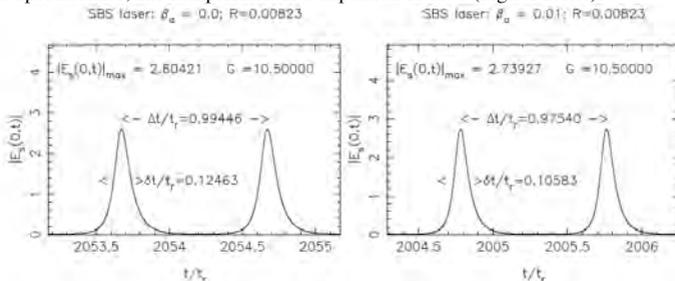


Fig. 3 : Paires de solitons Brillouin supraluminiques consécutifs avec (à droite, $\beta = 0,01$) et sans dispersion acoustique (à gauche, $\beta = 0$). On constate une compression d'environ 15 %. Le temps de vol dans la cavité linéaire est $t_s = 2nL/c = 87,3$ ns, le gain Brillouin $G = g_a L = 10,5$ et la réflectivité aux bords de la cavité $R = 0,00823$. Les amplitudes sont normalisées à l'amplitude de la pompe à l'entrée de la fibre.

Les lasers Brillouin à fibre micro-structurée apparaissent donc susceptibles de présenter toute la richesse de la dynamique Brillouin à trois ondes. Un complément d'étude sera nécessaire pour préciser les paramètres acoustiques de la PCF employée et affiner l'accord quantitatif entre modèle et expérience. Il apparaît également possible d'envisager des régimes nouveaux, comparables à ceux observés dans les plasmas chauds [14], dans les régions où les PCF présentent une forte dispersion acoustique.

RÉFÉRENCES

- [1] R.I. Woodward, E.J.R. Kelleher, S.V. Popov, J.R. Taylor, *Opt. Lett.* **39**, 2330 (2014).
- [2] É. Picholle, C. Montes, C. Leycuras, O. Legrand, J. Botineau, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1454-1457 (1991).
- [3] C. Montes, A. Mamhoud, É. Picholle, *Phys. Rev. A* **49**, 1344-1349 (1994).
- [4] C. Montes, A. Picozzi, D. Bahloul, *Phys. Rev. E* **55**, 1092-1105 (1997).
- [5] C. Montes, D. Bahloul, I. Bongrand, J. Botineau, G. Cheval, A. Mahmoud, É. Picholle, A. Picozzi, *J. Opt. Soc. Am.* **16**, 932-951 (1999). Attention : la formule (1b) doit être remplacée par la formule (4) de la Ref.[13].
- [6] C. Montes, *Lect. Notes Phys.* **751**, 221-260, Springer (2008).
- [7] J. Botineau, G. Cheval, C. Montes, *Opt. Commun.* **257**, 318-333 et 311-318 (2006).
- [8] P. Dainese, St.J. Russell, N. Joly, J.C. Knight, G.S. Wiederhecker, H.L. Fragnito, V. Laude, A. Khelif, *Nat. Phys.* **2** 388-392 (2006).
- [9] J.-C. Beugnot, T. Sylvestre, D. Alasia, H. Maillote, V. Laude, A. Monteville, L. Provino, N. Traynor, S.F. Mafang, L. Thévenaz, *Opt. Express* **15**, 15517 (2007).
- [10] J.E. McElhenny, R.K. Pattnaik, J. Toulouse, M. Saitoh, M. Koshiba, *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 582 (2008).
- [11] S.A. Nikitov, R.S. Popov, I.V. Lisenkov, *IEEE Trans. Ultrasonics Ferro. Freq. Control* **55**, 1831-1839 (2008).
- [12] B. Stiller T. Sylvestre, *Opt. Lett.* **38**, 1570-1572 (2013)
- [13] J. Botineau, C. Leycuras, C. Montes, É. Picholle, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 300-312 (1989).
- [14] C. Montes R. Pellat, *Phys. Rev. A* **36**, 2976-2979 (1987).

CAPTEUR DE TEMPERATURE A RESEAUX DE BRAGG PHOTOINSCRIT EN VOLUME PAR LASER ULTRA-BREF

Maxime Royon¹, David Pietroy¹, Emmanuel Marin¹, Aurélien Saulot², et Razvan Stoian¹

¹ *Laboratoire Hubert Curien, Université de Lyon, CNRS UMR 5516, bâtiment F, 18 rue du Pr. B. Lauras, 42000 Saint-Etienne, France*

² *Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures, Institut National des Sciences Appliquées, 69621 Villeurbanne, France*

maxime.royon@univ-st-etienne.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons que la mesure de température à l'intérieur d'un matériau transparent peut être effectuée en réalisant des capteurs photoniques dans son volume. A cet effet, des capteurs de température combinant un guide d'onde et un réseau de Bragg photo-inscrits dans un échantillon de silice pure (SiO₂) ont été réalisés en utilisant un laser impulsif à 800nm. Trois capteurs ont été réalisés avec des périodes de 1.07µm, 1.60µm et 2.14µm. Les résultats montrent également que nos capteurs à réseaux de Bragg permettent de différencier la température et la déformation.

MOTS-CLEFS : *réseaux de Bragg en volume ; laser femtoseconde ; capteur de température et de déformation*

1. INTRODUCTION

Les fibres optiques à réseaux de Bragg sont largement utilisées dans de nombreux domaines tels que l'astrophysique, la biologie ou la chimie en tant que capteur [1]. Les réseaux de Bragg consistent en une structure périodique formée par une modulation de l'indice de réfraction du cœur de la fibre optique se comportant comme un miroir pour une bande spectrale étroite et centrée autour de la longueur d'onde de Bragg:

$$\lambda_B = 2n_{eff} \frac{\Lambda}{m}$$

Où n_{eff} est l'indice effectif du mode fondamental, Λ la période du réseau et m l'ordre de diffraction. Cette propriété permet d'utiliser ces réseaux en tant que filtres sélectifs ou miroirs dans les cavités laser. De plus, une autre spécificité des réseaux est la variation de la résonance en fonction de la température ou de la déformation appliquée. En effet, la variation d'un de ces paramètres va entraîner un déplacement de la résonance de Bragg. Ainsi, en quantifiant ce décalage, il est possible d'utiliser les réseaux de Bragg en tant que capteur de température et/ou de déformation. Le principal avantage de ces capteurs basés sur une mesure de longueur d'onde est qu'ils sont peu sensibles au changement de phase et/ou d'amplitude dans le signal mesuré le rendant ainsi approprié dans les environnements extrêmes [2]. Plusieurs techniques ont été employées pour fabriquer de tels réseaux. La première était basée sur l'utilisation d'un laser continu UV et d'un masque de phase induisant une modulation de l'indice de réfraction de l'ordre de 10⁻⁴. Cependant, cette technique a montré ses limites puisque les structures s'effacent à des températures de l'ordre de la centaine de degrés. L'utilisation de laser impulsif permet de pallier ce problème. En effet, l'interaction non linéaire induit une plus grande stabilité dans les structures photo-inscrites avec des effets thermiques moins importants permettant ainsi un meilleur contrôle de l'indice de réfraction. Même si les masques de phase peuvent être utilisés avec des lasers pulsés, d'autres techniques existent comme l'écriture point par point ou la technique de scan. Plus récemment encore, le concept de la photo-

inscription 3D dans le volume permet la fabrication de structures plus complexes que dans les fibres.

Dans cet article, nous démontrons la possibilité de fabriquer des capteurs de température et/ou de déformation au sein même du matériau par voie laser femtoseconde. Une caractérisation en température est alors menée pour déterminer la sensibilité des différents capteurs réalisés.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Un laser femtoseconde de durée d'impulsion 120fs, centré sur 800nm avec un taux de répétition de 1kHz a été utilisé pour la photo-inscription. La puissance est ajustable via les densités optiques et le faisceau est focalisé sur l'échantillon via un objectif de microscope. L'échantillon de silice est translaté à une vitesse constante grâce à une platine 3 axes. Dans la silice, l'interaction laser-matière peut induire plusieurs types de variation d'indice de réfraction. Pour de faibles énergies, une variation positive et isotrope de l'indice de réfraction (type I) est observée. Cependant, pour des énergies intermédiaires, une variation négative et anisotrope de l'indice de réfraction (type II) est observée. La fabrication du capteur comprend deux étapes. La première consiste à photo-inscrire un guide d'onde (type I) à 150 μm sous la surface et à une vitesse de translation de 200 $\mu\text{m}/\text{s}$. La seconde concerne la fabrication du réseau (type II). Pour ce faire, le réseau de Bragg est fabriqué en utilisant la technique du scan montrée en Fig.1.

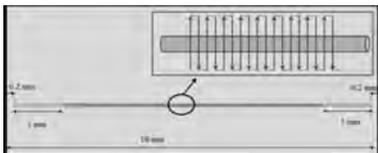


Fig. 1 : Schéma du capteur fabriqué dans un échantillon de verre via la technique de scan

L'inscription du réseau se fait perpendiculairement à la direction du guide d'onde. Il est à noter que la densité optique doit être ajustée pour que l'énergie se trouve au seuil type I/type II afin d'avoir des lignes de réseaux les plus fines. Trois réseaux de Bragg ont été fabriqués avec des périodes de 1.07 μm ($m=2$), 1.60 μm ($m=3$) et 2.14 μm ($m=4$). La Fig.2 montre les images obtenues avec un microscope optique en contraste de phase.

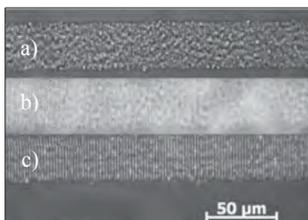


Fig. 2 : Images des réseaux de Bragg obtenues au contraste de phase : pas de 1.07 μm (a), pas de 1.60 μm (b), 2.14 μm (c)

3. CARACTERISATION THERMIQUE DES CAPTEURS A RESEAUX DE BRAGG

La sensibilité en température des capteurs a été quantifiée en mesurant le décalage de la résonance de Bragg $\Delta\lambda_B$ par caractérisation spectrale pour différentes températures variant de 20°C à 120°C. L'ordre $m=2$ du réseau à 1.07 μm , l'ordre $m=3$ du réseau à 1.6 μm et l'ordre $m=4$ de celui à 2.14 μm montrent tous une résonance de Bragg proche de 1550nm. L'ordre $m=5$ du réseau à 2.14 μm

a également été étudié (résonance de Bragg centrée à 1240nm). La Fig.3 montre l'évolution du décalage de la résonance de Bragg en fonction de la température. Pour les différents capteurs et pour tous les ordres, le décalage de la résonance de Bragg est linéairement dépendant de la température comme le montre le résultat des régressions linéaires de la figure 3.

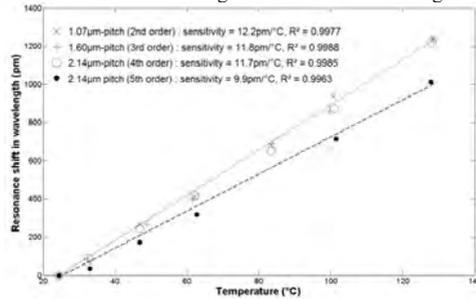


Fig. 3 : Décalage de la résonance de Bragg en fonction de la température pour les trois différents capteurs

Les sensibilités pour les trois résonances de Bragg centrées à 1550nm sont égales (11.7, 11.8 et 12.2pm/°C). Ces valeurs sont proches de la sensibilité théorique pour les fibres optiques en silice [3]. De plus, la sensibilité du capteur pour la résonance de Bragg centrée à 1240nm (pas de 2.14µm) est de 9.9pm/°C. Cette différence entre les sensibilités thermiques pour deux ordres de diffraction d'un même réseau de Bragg peut être mise à profit pour discriminer l'effet de la température de celui de la déformation comme l'ont montré Triollet et al [4]. Ce concept, démontré dans les fibres optiques, est donc transposable dans le cas des réseaux de Bragg photo-inscrits en volume.

CONCLUSION

En conclusion, nous avons montré que les capteurs à réseaux de Bragg peuvent être directement photo-inscrits dans le volume d'un matériau transparent en utilisant des lasers femtosecondes. Trois différents capteurs ont été fabriqués et leurs réponses spectrales mesurées pour des températures allant de 20°C à 120°C. Nous avons également montré qu'avec un seul capteur, nous pouvions avoir deux sensibilités différentes pour deux différents ordres de Bragg. Ces tests offrent donc la possibilité d'utiliser de tels capteurs pour des mesures de température et/ou de déformation en même temps. De prochains essais mécaniques doivent être réalisés sur ces capteurs afin de déterminer la sensibilité à la déformation.

Ce travail a été réalisé grâce au LABEX MANUTECH-SISE (ANR-10-LABX-0075) de l'Université de Lyon, dans le cadre du programme « investissement d'avenir » (ANR-11-IDEX-007). Les auteurs remercient aussi Juliette Cayer-Barrioz du Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes pour ses discussions fructueuses.

RÉFÉRENCES

- [1] A.Cusano, A.Cutolo, J.Albert, "Fiber Bragg gratings: reseach advancements, industrial applications and market exploitation," ed.Bentham Science Publishers, pp.116-291 (2011)
- [2] A.F Fernandez, B. Bricard, F. Berghmans and M. Decréton, "Dose rate dependencies in gamma irradiated fiber bragg grating filter," IEEE Trans. Nuclear Sci. 49,pp.2874-5386 (2005)
- [3] P. Ferdinand, "Capteurs à fibres optiques à réseaux de Bragg," Techniques de l'Ingénieur, Traités Mesures et contrôle, R 6 735
- [4] S. Triollet, L. Robert, E. Marin and Y. Ouedane, "Discriminated measures of strain and temperature in metallic specimen with embedded superimposed long and short fibre Bragg gratings," Meas. Sci Technol.22(2011)015202(8pp)

MICRO-RÉSONATEURS INTEGRES POUR DES APPLICATIONS CAPTEURS

Pauline Girault¹, Nathalie Lorrain¹, Luiz Poffo¹, Mohammed Guendouz¹, Jonathan Lemaître¹, Christiane Carré¹, Michel Gadonna¹, Dominique Bosc¹, Guillaume Vignaud²

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

² Université Bretagne-Sud, EA 4250, LIMATB, F56100, Lorient, France

pgirault@enssat.fr

RÉSUMÉ

Les micro-résonateurs sont devenus des éléments clés de la conception de capteurs optiques intégrés grâce à leur grande capacité d'intégration. Ils sont aussi facilement réalisables par un procédé à bas coût avec des matériaux polymères. Dans ce contexte, des micros-résonateurs intégrés sur substrat de silicium ont été fabriqués et étudiés pour des applications capteurs. Ces capteurs ont été mis en œuvre avec des matériaux polymères, la SU8 pour le cœur et le PMATRIFE pour la gaine inférieure. Différents superstrats comme l'eau et l'eau glucosée avec différentes concentrations de glucose ont été étudiés. Une sensibilité de 115 nm/UIR à 1.55 μm a été obtenue lors des premières expériences de détection réalisées.

MOTS-CLEFS : *micro-résonateur, capteur optique, polymères*

1. INTRODUCTION

Les capteurs optiques biologiques et chimiques sont l'objet de sujets de recherche très actifs en raison de l'intérêt croissant qu'on leur porte dans de nombreux domaines comme la santé, l'agroalimentaire ou encore la défense [1]. Parmi les capteurs optiques, les micro-résonateurs permettent de réaliser des structures très sensibles, miniaturisées, s'intégrant dans des systèmes « lab-on-chip » [2], ce qui permet aussi de réduire le volume des molécules à détecter. La majorité des micro-résonateurs utilisent la propagation lumineuse dans la structure guidante et résonante, composée d'une cavité résonante en anneau couplée à un guide d'onde rectiligne servant d'entrée et de sortie à la lumière d'excitation et d'extraction des modes guidés. Cette propagation est modifiée lorsque le superstrat est modifié par la présence de molécules. Les capteurs optiques utilisent l'onde évanescente pour la détection de molécules, soit greffées à la surface du micro-résonateur (détection surfacique), soit réparties de manière homogène dans le milieu de détection en contact avec le micro-résonateur (détection homogène). L'interaction entre les molécules introduites et l'onde évanescente induit un décalage spécifique de la longueur d'onde de résonance, noté $\Delta\lambda$, dû à la variation de l'indice de réfraction du superstrat n_{sp} . La sensibilité du capteur est définie par $S = \Delta\lambda/\Delta n_{sp}$ et est exprimée en nm/UIR.

Le contexte de ce travail est de réaliser des capteurs optiques à base de micro-résonateurs très sensibles et facilement intégrables. Nous présentons une étude préliminaire sur des micro-résonateurs polymères fabriqués à partir de SU8 pour le cœur et de PMATRIFE pour la gaine inférieure. Aucun superstrat de polymère n'a été déposé sur le micro-résonateur pour permettre le dépôt de différents superstrats comme l'eau ou l'eau avec différentes concentrations de glucose afin de réaliser une étude de détection. Les spectres de transmission ont été expérimentalement obtenus pour des micro-résonateurs avec différents superstrats. Ils sont présentés et ajustés avec les transmissions théoriques afin de déterminer l'indice de groupe, le taux de couplage et les pertes de propagation dans l'anneau. Le design utilisé pour ces micro-résonateurs est décrit et les premiers résultats de détection homogène avec des solutions aqueuses de différentes concentrations de glucose sont présentés.

2. DESIGN

La vue de dessus et la vue en coupe des guides d'onde avec les dimensions choisies sont présentées sur la Figure 1. Une propagation monomodale du mode guidé est nécessaire dans le micro-résonateur. Pour cela, en tenant compte des indices des matériaux de cœur et de gaine inférieure, un guide de largeur $1.5 \mu\text{m}$ et de hauteur $1.5 \mu\text{m}$ a été choisi.

Afin de pouvoir négliger les pertes par courbure, nous avons choisi un rayon de $120 \mu\text{m}$. La cavité résonante et le guide rectiligne sont séparés par une distance appelée gap. Des gaps submicroniques de $0.5 \mu\text{m}$ à $1 \mu\text{m}$ dans la limite de résolution de $0.4 \mu\text{m}$ ont été étudiés. Des observations par microscopie électronique à balayage du micro-résonateur ont été effectuées afin de vérifier que les dimensions obtenues lors de la conception par photolithographie du micro-résonateur ont été celles souhaitées. Le gap de $0.5 \mu\text{m}$ est bien défini. De plus, les flancs de gravures sont satisfaisants.

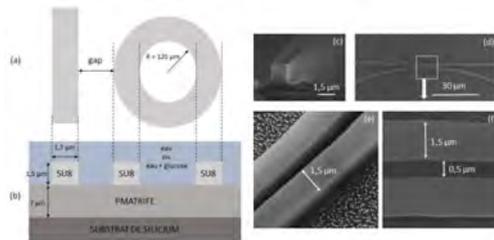


Fig. 1 : Schéma vue du dessus (a) et vue en coupe (b) d'un micro-résonateur en anneau simple. Images MEB des vues de la zone de couplage : en coupe du guide d'onde (c), de dessus (d), tiltée (e) et à plus fort grossissement (f).

3. CARACTERISATION OPTIQUE

Pour caractériser optiquement les micro-résonateurs, une source accordable autour de $1.55 \mu\text{m}$ est injectée à l'entrée du guide. Les réponses spectrales ont été mesurées sur un analyseur de spectre après couplage dans l'anneau.

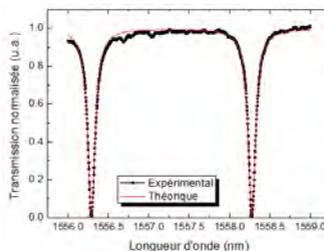


Fig. 2 : Spectres de transmission expérimental et théorique, obtenus pour un gap de $0.5 \mu\text{m}$ pour un micro-résonateur avec de l'eau en superstrat.

L'ajustement du spectre théorique de transmission avec les spectres expérimentaux (Figure 2) a permis de déterminer les valeurs de différents paramètres [3]. Pour ce micro-résonateur, avec de l'eau en superstrat, un taux de couplage, du guide rectiligne vers l'anneau et inversement, de 14.7% , des pertes de propagation dans l'anneau de 5.55 dB/cm , un indice de groupe de 1.61

UIR, un bon contraste de transmission C , défini par $T_{\max} - T_{\min}$, de 0,98, un facteur de qualité Q de 15000 et un ISL de 2 nm ont été obtenus.

4. APPLICATION CAPTEUR

Notre objectif est d'utiliser le micro-résonateur comme capteur optique. Pour cela et afin de déterminer la sensibilité du système pour une détection homogène, nous avons utilisé des solutions avec différentes concentrations de glucose introduites sur le micro-résonateur à l'aide d'une micro-seringue. La gamme de concentration de 0 g/L à 100 g/L permet d'avoir un décalage qui ne dépasse pas l'ISL. Les spectres de transmission expérimentaux obtenus avec de l'eau puis de l'eau avec 100 g/L de glucose en superstrat sont reportés sur la Figure 3. Un décalage $\Delta\lambda$ vers le rouge de 1.39 nm a été mesuré. Cette expérience a été répétée pour différentes concentrations et la sensibilité S obtenue pour notre système est de 115 nm/UIR.

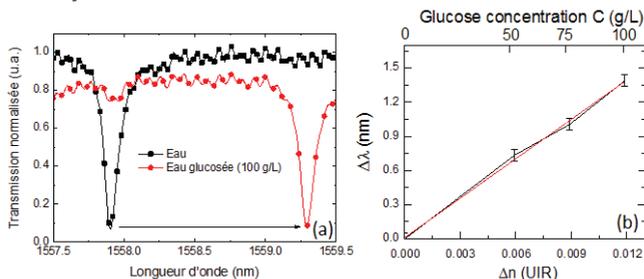


Fig. 3 : (a) Spectres de transmission expérimentaux pour les micro-résonateurs de gap $0.5 \mu\text{m}$ avec de l'eau et de l'eau avec 100 g/L de glucose comme superstrats. (b) Décalage $\Delta\lambda$ de la longueur d'onde en fonction de la variation de l'indice de réfraction du superstrat Δn_{sp} et de la concentration de glucose.

CONCLUSION

Cette étude avait pour but de réaliser et de caractériser un micro-résonateur avec des matériaux polymères (SU8 pour le cœur et PMATRIFE pour la gaine inférieure) comme capteur optique intégré. Des micro-résonateurs avec des gaps de $0.5 \mu\text{m}$ à $1 \mu\text{m}$ ont été réalisés par photolithographie et leurs caractéristiques satisfaisantes ont été démontrées, à savoir un taux de couplage de 14.7 %, des pertes de propagation dans l'anneau de 5.55 dB/cm et un indice de groupe de 1.61 UIR. Pour ce micro-résonateur, un contraste de transmission C de 0,98, un facteur de qualité Q de 15000 et un ISL de 2 nm ont été obtenus. Pour cela, des solutions avec différentes concentrations de glucose ont été étudiées et une sensibilité de 115 nm/UIR est obtenue avec un micro-résonateur dont la fabrication est maîtrisée au sein du labo. De telles valeurs de sensibilités sont de l'ordre de grandeur de celles reportées dans la littérature pour des MRs en polymères avec une technologie différente [4] et pour des MRs à base de silicium sur isolant [2].

RÉFÉRENCES

- [1] X. Fan, I. M. White, S. I. Shopova, H. Zhu, J.D. Suter, and Y. Sun, "Sensitive optical biosensors for unlabeled targets: a review," *Analytica Chimica Acta.*, vol. 620, pp. 8-26, 2008.
- [2] C. Ciminelli, F. Dell'olio, D. Contedua, C. M. Campanella, and M. N. Armenise, "High performance SOI microring resonator for biochemical sensing," *Optics & Laser Technology*, vol 59, pp 60, 2014
- [3] P. Girault, J. Lemaître, M. Guendouz, N. Lorrain, L. Poffo, M. Gadonna, and D. Bosc, "Micro-resonators based on integrated polymer technology for optical sensing," *SPIE Proceedings, Optical Sensing and Detection III*, vol 9141, pp 76, 2014
- [4] G. D. Kim, G. S. Son, H. S. Lee, K. D. Kim, and S. S. Lee, "Integrated photonic glucose biosensor using a vertically coupled microring resonator in polymers," *Optics communications*, vol 281, pp 4644-4647, 2008

ÉTUDE DE LA FIBRE STANDARD CORNING SMF28 PAR REFLECTOMETRIE PPP-BOTDA ET TW-COTDR

Isabelle Planes^{1,2}, Sylvain Girard¹, Aziz Boukenter¹, Emmanuel Marin¹,
Sylvie Delepine-Lesoille² et Youcef Ouerdane¹

¹ Laboratoire Hubert Curien, Université de Lyon, CNRS UMR 5516, Bâtiment F, 18 rue du Pr. Benoit Lauras, 42000 Saint-Etienne, France

² Agence Nationale pour la gestion des Déchets RAdioactifs (Andra), 92298 Chatenay-Malabry, France

isabelle.planes@univ-st-etienne.fr

RÉSUMÉ

Le présent article présente la méthodologie de traitement des données issues du Neubrescope, instrument qui effectue des mesures de type réflectométrie Brillouin et Rayleigh, plus précisément PPP-BOTDA et TW-COTDR. Les coefficients de sensibilité en température et de déformation de la fibre de référence SMF28 donnés par cet outil sont comparés aux valeurs de la littérature.

MOTS-CLEFS : Capteurs à fibre optique ; rétrodiffusion Brillouin ; rétrodiffusion Rayleigh, Neubrex

1. INTRODUCTION

La gestion des déchets radioactifs de Haute Activité en France entre dans le cadre du projet « Cigéo » (Centre Industriel de stockage GEOlogique) de stockage géologique réversible des déchets radioactifs qui sera exploité sur une période séculaire, mené par l'Andra (Agence nationale pour la gestion des déchets radioactifs). Le contrôle des colis, l'observation et la surveillance de l'environnement et des ouvrages doivent répondre aux besoins de connaissances nécessaires à l'étude d'impact, contribuer aux démonstrations de sûreté, à l'exploitation du stockage et à sa gestion réversible.

Pour l'auscultation des ouvrages souterrains, l'Andra a fait le choix stratégique des capteurs à fibre optique fournissant des mesures réparties de température et de déformations. Ils doivent permettre de suivre les comportements globaux des structures en résistant aux conditions environnementales sévères :

- fortes doses de radiations - supérieures au MGy,
- atmosphères contenant potentiellement de l'hydrogène.

L'influence de ces deux paramètres sur les mesures de température et de déformation est donc à étudier. Pour cela, il a été choisi d'utiliser l'instrument Neubrescope 7020-F de marque Neubrex. Ce dernier combine les avantages des technologies basées sur les diffusions Brillouin et Rayleigh. La mesure Brillouin utilise la technologie du Pulse Pre-Pump Brillouin Optical Time Domain Analysis (PPP-BOTDA), pendant que celle du Rayleigh est basée sur celle du Tunable Wavelength Coherent Optical Time Domain Reflectometry (TW-COTDR). Pour ces 2 modes de fonctionnement, des mesures de déformations et de température en chaque point de la fibre (SMF28) sont réalisées. L'appareil identifie et sépare automatiquement les données relatives aux déformations et celles relative à la température, grâce à des mesures en fréquence $\Delta\nu_B$ et $\Delta\nu_R$:

$$\Delta\nu_B = C11\Delta\varepsilon + C12\Delta T \quad (1) \quad \text{et} \quad \Delta\nu_R = C21\Delta\varepsilon + C22\Delta T \quad (2)$$

Avec $C11$, $C12$ les coefficients de sensibilité en déformation et température de la réponse Brillouin. $C21$, $C22$ les coefficients de sensibilité en déformation et température de la réponse Rayleigh.

Dans un premier temps, des essais préliminaires de mesures sur une fibre optique monomode standard SMF28 (à la longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm) ont été réalisés, afin de déterminer les incertitudes de mesure et la méthodologie de traitement de données du Neubrescope.

2. CONDITIONS EXPERIMENTALES

Deux types de montage expérimentaux ont été mis en place :

- *Pour les mesures en température* : la fibre optique a été placée dans un four, couvrant la gamme de température 20 à 80°C pour déterminer le coefficient en température et son incertitude.
- *Pour les mesures mécaniques* : un banc de mesure ad hoc a été utilisé pour faire varier les déformations appliquées de façon homogène sur la fibre et déterminer le coefficient en déformation et son incertitude.

Toutes les mesures ont été réalisées avec les paramètres suivants du Neubrescope : un pas de mesure de 2,5 cm, une résolution spatiale de 10 cm, une moyenne de comptage de 2^{13} et une plage de fréquence de 10,7 à 11 GHz.

3. RESULTATS ET DISCUSSIONS

- Essais en température :

Les figures 1a et 1b représentent respectivement les mesures de l'évolution des fréquences Brillouin (ν_B) et fréquences Rayleigh (ν_R) en fonction de la température dans la fibre SMF28.

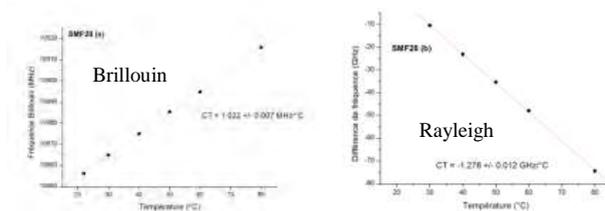


Fig. 1 : (a) Mesures de la fréquence Brillouin en fonction de la température dans la fibre SMF28. (b) Mesures de la différence de fréquences Rayleigh (par rapport à la mesure à 25°C) en fonction de la température de la fibre SMF28.

La littérature donne la valeur suivante pour coefficient de température Brillouin C12 : 1,05 MHz/°C. La valeur retrouvée par le Neubrescope, 1,022 MHz/°C, est très proche de cette dernière. La mesure du coefficient de température Rayleigh C22 donne -1,276 MHz/°C, conformément aux mesures réalisées par le LNE [3].

La séparation des données dues aux déformations et celles dues à la température par le Neubrescope est représentée sur la figure suivante.

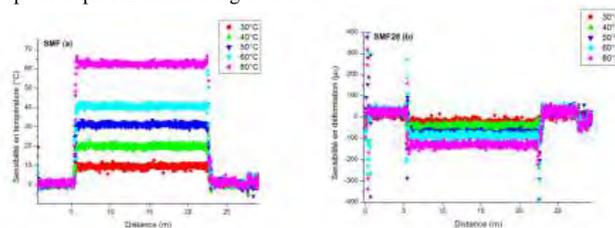


Fig. 2 : (a) Sensibilité en température. (b) Sensibilité en déformation en fonction de la longueur de la fibre SMF28.

- Essais mécaniques :

Les figures 3a et 3b représentent respectivement des mesures typiques de fréquences Brillouin (ν_B) et fréquences Rayleigh (ν_R) en fonction de la déformation, de fibre SMF28.

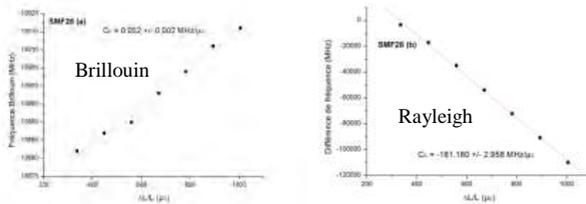


Fig. 3 : (a) Mesures de la fréquence Brillouin en fonction de la déformation appliquée sur la fibre SMF28. (b) Mesures de la différence de fréquences Rayleigh (par rapport à la mesure à 25°C) en fonction de la déformation de la fibre SMF28.

La littérature donne le coefficient de déformation des interrogateurs Brillouin C11 à 0.05 MHz/ $\mu\epsilon$. La valeur du Neubrescope, 0.052 MHz/ $\mu\epsilon$, est très proche de cette dernière. La mesure du coefficient de déformation Rayleigh C21 donne -161.180 MHz/ $\mu\epsilon$, conformément aux mesures réalisées par le LNE [3].

La séparation des données dues aux déformations et celles dues à la température par le Neubrescope est représentée par la figure suivante.

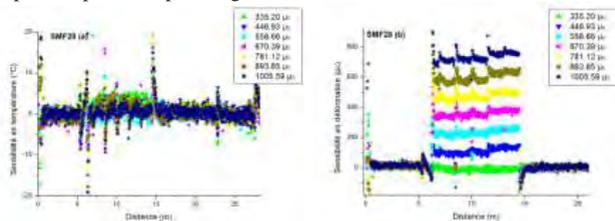


Fig. 4 : (a) Sensibilité en température en fonction de longueur de la fibre SMF28 en essais de contrainte. (b) Sensibilité en déformation en fonction de la longueur de la fibre SMF28 en essais de contrainte.

De cette étude, il ressort deux principales préconisations: Pour chaque application, il est nécessaire de choisir les performances optimales en termes de résolution spatiale et de portée et d'être en condition expérimentale contrôlée, afin de discriminer au mieux la température et la déformation.

CONCLUSION

Cette étude a été réalisée dans l'objectif de déterminer la méthodologie de traitement de donnée du Neubrescope utilisant les technologies PPP-BOTDA ET TW-COTDR, afin de mener à bien les mesures réparties de température et de déformations en milieu géologique profond.

RÉFÉRENCES

- [1] X.Phéron, "Durabilité des capteurs à fibres optiques sous environnement radiatif", PhD Thesis, Université de Saint-Etienne, 2013
- [2] <http://www.neubrex.com/>
- [3] S. Delepine-Lesoille, "Mesures réparties de température et de déformations sur fibre optique par combinaison des analyses des rétrodiffusions Rayleigh et Brillouin", Mesures et Techniques Optiques pour l'industrie – Orléans 2013

DEVELOPPEMENT D'UNE PLATEFORME OPTIQUE INTEGREE A BASE DE VERRES DE CHALCOGENURES POUR DES APPLICATIONS CAPTEURS DANS LE MOYEN INFRAROUGE

Aldo Gutiérrez¹, Emeline Baudet², Loïc Bodiou¹, Jonathan Lemaitre¹, Isabelle Hardy¹, Joël Charrier¹, Virginie Nazabal², Bruno Bureau²

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

² CNRS UMR 6226 ISCR, Université de Rennes 1, 22302 Rennes, France

gutierre@enssat.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente le développement d'une plateforme intégrée en verres de chalcogénure pour réaliser un capteur par onde évanescente dans la gamme spectrale du moyen infrarouge. La structure proposée est celle d'un guide d'onde de type ruban sur un substrat de silicium, dont les couches de cœur et de confinement sont constituées respectivement en $\text{Ge}_{12,5}\text{Sb}_{25}\text{Se}_{62,5}$ et $\text{Ge}_{28,1}\text{Sb}_{6,3}\text{Se}_{65,6}$. Nous détaillerons tout d'abord les résultats de simulation permettant d'optimiser la structure afin d'obtenir d'une part, la transmission monomodale aux longueurs d'onde 6,3 μm et 7,8 μm et d'autre part, un fort taux de recouvrement de l'onde évanescente avec le superstrat dans l'objectif de détecter des molécules absorbant spécifiquement à ces deux longueurs d'onde. Enfin, des mesures de pertes optiques sur ces guides à $\lambda=1,55$ μm ainsi que la propagation de la lumière à $\lambda=7,8$ μm seront présentées.

MOTS-CLEFS : *Capteur optique ; moyen infrarouge; verres de chalcogénures, onde évanescente.*

1. INTRODUCTION

Actuellement il existe un fort intérêt dans l'industrie et la recherche scientifique pour le développement de nouvelles techniques de détection, capables de détecter dans une grande variété de milieux et dans différentes conditions physiques en opérant avec de grandes sensibilités et résolution. Parmi ces différents types de capteurs, les dispositifs développés en optique présentent certains avantages sur les autres types de capteurs, tels que l'intégration des éléments dans un appareil de dimensions très compactes, l'immunité au bruit électromagnétique et la potentialité de détection en milieux liquides ou gazeux.

La pertinence de développer des capteurs optiques dans le moyen infrarouge (MIR) est basée sur le fait que de nombreuses molécules présentent des bandes d'absorption vibrationnelles dans cette gamme de fréquences (s'étendant de 3 à 20 μm) rendant ainsi possible des tests spectroscopiques de grande sensibilité pour l'analyse chimique. Les verres de chalcogénures (ChGs) sont des matériaux semi-conducteurs contenant du Se, du Te et du S. Ces verres sont des matériaux prometteurs pour la photonique notamment grâce à leurs caractéristiques intrinsèques de transparence dans le MIR, leur propriétés non linéaires et leur potentialité d'être dopés par des ions terres rares. Ces propriétés peuvent être optimisées pour la fabrication de capteurs optiques [1, 2]. L'objectif de ces travaux est d'utiliser la transparence des matériaux ChGs pour fabriquer un capteur spectroscopique à onde évanescente dans le MIR à partir d'un guide d'onde ruban réalisé à partir de verres de ChGs déposés sur un substrat de silicium. La conception de ces guides est décrite puis nous présentons les propriétés de propagation de ces matériaux en mesurant leurs pertes optiques.

2. CONCEPTION DU CAPTEUR PAR ONDE OPTIQUE EVANESCENTE

La plateforme guidante intégrée est réalisée sur un substrat de silicium à base de verres de chalcogénures pour le MIR. Elle est composée d'un guide de type ruban constitué de deux couches

de verres de chalcogénures nommés Se6 et Se2 de compositions différentes, correspondantes respectivement, à la couche guidante et à celle de confinement avec le substrat (Fig. 1). La composition de ces couches et leurs indices de réfraction associés sont regroupés dans le tableau 1.

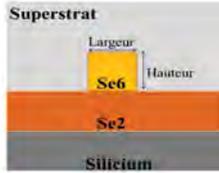


Fig. 1 : Représentation schématique du guide d'onde ruban à base de matériaux chalcogénures.

Indices de réfraction		
λ (μm)	Se2 ($\text{Ge}_{28,1}\text{Sb}_{6,3}\text{Se}_{65,6}$)	Se6 ($\text{Ge}_{12,5}\text{Sb}_{25}\text{Se}_{62,5}$)
1,55	2,54	2,87
6,3	2,50	2,81
7,8	2,50	2,81

Tab. 1 : Indices de réfractons des matériaux chalcogénures en fonction de la longueur d'onde.

Les couches minces de ChGs de composition nominale $\text{Ge}_{12,5}\text{Sb}_{25}\text{Se}_{62,5}$ (Se2) et $\text{Ge}_{28,1}\text{Sb}_{6,3}\text{Se}_{65,6}$ (Se6) ont été déposées par pulvérisation RF magnétron de cibles synthétisées à partir des éléments commerciaux (Ge, Sb, Se) de pureté élevée (5N). Les guides d'onde ont ensuite été fabriqués par photolithographie et gravure sèche (Reactive Ion Etching) avec un plasma de CHF_3 . Les figures 2a et 2b représentent respectivement la section d'un guide ruban et une vue de dessus d'un guide en forme de spirale.



Fig. 2 : (a) Image de microscopie électronique à balayage (MEB) d'une section de guide d'onde en verres de chalcogénures (cœur en Se6 déposé sur une couche de Se2 pour la gaine). (b) Vue de dessus d'un guide ruban en forme de spirale obtenu au microscope optique.

Pour la conception du capteur à onde évanescente, les dimensions géométriques du guide (largeur w , hauteur h) sont à déterminer pour, à la fois, obtenir un comportement monomodal, éviter les pertes radiatives vers le substrat et optimiser le taux de recouvrement de l'onde évanescente avec le superstrat. Le facteur η représente la proportion de l'intensité lumineuse qui n'est pas confinée dans le cœur du guide d'onde et qui va interagir avec le superstrat pour la détection de molécules.

Nous proposons d'utiliser la méthode de l'indice effectif pour calculer les dimensions du guide pour une propagation monomodale dans le MIR. Afin d'éviter les fuites vers le substrat de silicium, l'épaisseur de la couche de Se2 a été fixée à une valeur de $5 \mu\text{m}$. Ensuite nous utilisons les dimensions obtenues pour calculer le facteur η approprié pour la détection de molécules dans le superstrat. Les valeurs simulées de η sont représentées (fig. 3) en fonction des dimensions du guide pour les deux longueurs d'onde $6,3 \mu\text{m}$ et $7,8 \mu\text{m}$ avec un superstrat d'indice de réfraction égal à 1 pour la détection de gaz par exemple.

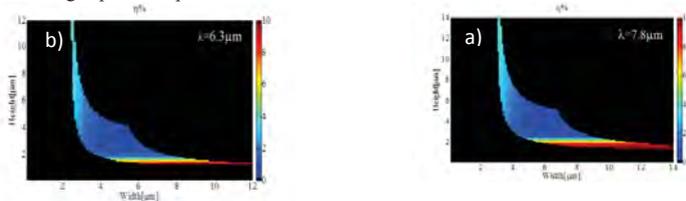


Fig. 3 : Evolution du facteur de puissance η de l'onde évanescente en fonction des dimensions géométriques de la couche guidante pour la propagation monomodale dans le moyen infrarouge à $6,3 \mu\text{m}$ (a) et $7,8 \mu\text{m}$ (b).

La figure 3 représente les valeurs de η en fonction des dimensions w et h du guide ruban. Les valeurs de η augmentent quand les dimensions des guides diminuent et atteignent une valeur maximale de l'ordre de 10% à $\lambda=6,3$ et $\lambda=7,8$ μm pour une hauteur de guide au voisinage de 2 μm . Pour la réalisation technologique de notre capteur à onde évanescente, les dimensions suivantes ont été choisies: $h=2$ μm , $w=10$ μm correspondant à $\eta=8$ % à 7,8 μm .

3. CARACTERISATION OPTIQUE DES GUIDES PLANS DE CHALCOGENURES DANS LE MIR

La qualité optique des couches de chalcogénures a été vérifiée à partir des mesures de pertes optiques d'une structure planaire : nous avons mesuré $0,4\pm 0,1$ dB/cm à $\lambda=1,55$ μm pour la structure Se6 de cœur sur une couche de Se2 comme gaine. Cette valeur de l'ordre de 0,5 dB/cm à 1,55 μm démontre la potentialité des couches à base de ChGs pour la fabrication d'un micro-capteur spectroscopique dans le MIR.

Un banc d'injection opérant dans le MIR a été réalisé (fig. 4a). Il est composé de deux sources laser à cascade quantique émettant à $\lambda=6,3$ μm et 7,8 μm , de fibres optiques en ChGs (composition GeAsSe) pour le couplage avec la plateforme intégrée, d'objectifs en ZnSe transmettant de 2 à 12 μm , d'une caméra dans la gamme spectrale du visible qui permet d'optimiser les réglages mécaniques du couplage optique et d'une caméra thermique permettant d'imager le signal par champ proche à la sortie des guides d'onde. Cette configuration expérimentale, nous a permis de démontrer la propagation guidée dans le MIR ($\lambda=7,8$ μm) à partir de ces structures guidantes constituées de verres de chalcogénures (fig. 4b et 4c). Ce résultat est une première étape prometteuse vers le développement d'un capteur spectroscopique par onde évanescente intégré à partir de cette plateforme fonctionnant dans le MIR.

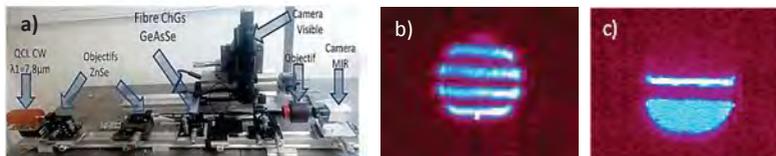


Fig. 4 : (a) Configuration expérimentale du banc d'injection dans le MIR. (b) Image de champ proche dans le MIR prise par une caméra thermique qui affiche les franges d'interférences. (c) Image de champ proche de l'injection de la lumière dans le cœur du guide plan en ChGs à $\lambda=7,8$ μm

CONCLUSION

Nous avons présenté la conception et la fabrication de guides ruban à base de verres de chalcogénures ainsi qu'une configuration expérimentale fonctionnant dans le MIR. Le but est d'utiliser cette plateforme pour le développement d'un capteur spectroscopique intégré par onde évanescente dans le MIR. Nous avons démontré la faisabilité de réalisation des guides, en testant la qualité optique des couches de chalcogénures pour lesquelles nous avons mesuré des pertes autour de 0,5 dB/cm.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Charrier, M. Brandily, H. Lhermite, K. Michel, B. Bureau, F. Verger, V. Nazabal, "Evanescent wave optical micro-sensor based on chalcogenide glass", *Sensors and Actuators B*, vol. 173, p. 468-476, 2012.
- [2] B. J. Eggleton, B. Luther-Davies, K. Richardson, "Chalcogenide photonics", *Nature Photonics*, vol. 5, p. 141-148, 2011.
- [3] V. Singh, P. T. Lin, "Mid-Infrared materials and devices on a Si platform for optical sensing", *Science and Technology of Advanced Materials*, vol. 15, 014603, 2014.

CONCEPTION D'UN COUPLEUR HYBRIDE III-V/SOI ENTRE UN GUIDE RUBAN Si ET UN GUIDE EN ARÊTE InP

Razvan Negru ¹, Christophe Minot ^{1,2}, Jean-Marie Moison ¹, Nadia Belabas¹

¹ Laboratoire de Photonique et de Nanostructures CNRS UPR 20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

² Institut Telecom/ Telecom ParisTech, 46 rue Barrault, 75634 Paris Cedex 13, France

razvan.negru@lpn.cnrs.fr, christophe.minot@lpn.cnrs.fr,

RÉSUMÉ

Une plateforme hybride III-V/SOI est actuellement à l'étude pour réaliser des circuits photoniques intégrés à base de réseaux actifs de guides couplés. Nous proposons la conception d'un coupleur entre un guide ruban Si à fort contraste d'indice et un guide d'onde III-V en arête avec ruban InP. L'analyse modale donne des longueurs de couplage entre 100 μm et 1 cm lorsqu'on ajuste le couplage évanescent entre les guides. Des simulations en propagation montrent que la mise en œuvre d'un transfert adiabatique permet d'améliorer le taux de transfert.

MOTS-CLEFS : *photonique hybride; couplage évanescent; guidonique*

1. INTRODUCTION

Afin de réaliser des circuits photoniques intégrés, il est nécessaire de développer des fonctions optiques actives et passives. Aujourd'hui la plupart des composants actifs sont réalisés avec des matériaux III-V, en tirant parti de leur bande interdite directe. Mais ces composants sont peu performants pour la réalisation des fonctions passives dans des circuits complexes, à cause de leurs pertes de propagation. La photonique Silicium est une meilleure solution pour les fonctions passives, compatible en outre avec l'électronique CMOS. C'est une technologie mature et adaptée à la fabrication en grand volume, mais dans laquelle beaucoup de fonctions optiques actives restent difficiles à obtenir. Aussi la tendance aujourd'hui est-elle de réaliser les fonctions actives dans des structures III-V et de les coupler avec la photonique Silicium [1].

Ce travail s'inscrit dans la perspective de réalisation des fonctions actives à l'aide de réseaux de guides couplés non-linéaires en photonique discrète ou guidonique [2]. En guidonique, la fonctionnalisation du signal repose sur une structuration spatiale de la constante de couplage des réseaux de guides sans variation de constante de propagation. Les guides III-V en arête [3] sont les plus adaptés pour la guidonique : leur faible contraste d'indice les rend robustes aux imperfections de fabrication et propices à la fabrication de motifs où la constante de couplage est bien déterminée et suffit à décrire la propagation [4].

Nous étudions donc ici la conception d'un coupleur entre un guide d'onde SOI typique – à fort contraste d'indice de type ruban – et un guide d'onde guidonique nonlinéaire III-V en arête pour permettre l'intégration et l'adressage judicieux d'un dispositif guidonique, i.e. constitué de guides III-V adaptés, dans une plateforme III-V/SOI (silicon-on-insulator).

2. HYBRIDATION GUIDE À GUIDE

L'hybridation guide SOI à guide III-V de la littérature (fig. 1.a [5]) propose une fusion : il s'agit de créer un objet nouveau mi Si mi III-V. Elle repose sur l'utilisation commune d'un ruban Si pour le passage d'un mode de guide d'onde Si à fort contraste d'indice (deep ridge) vers un mode hybride de guide d'onde III-V en arête (shallow ridge). Dans notre approche (fig. 1.b et c), l'hybridation est souhaitée pour permettre un transfert complet de l'énergie d'une géométrie optimisée (SOI monomode à forte contraste d'indice et pertes réduites) à une autre (III-V shallow

ridge en régime de modes couplés et à faible contraste d'indice pour la guidonique). L'hybridation réalise un compromis entre les deux guides et consiste à passer d'un mode de guide ruban Si à fort contraste d'indice vers un mode de guide III-V en arête avec ruban InP (fig. 1.b). La figure 1.c représente la structure du coupleur que nous avons conçu. Un espaceur en silice et polymère (BCB), d'épaisseur ajustable, sépare les deux guides. La figure 1.c montre le champ électrique des modes TE des guides individuels InP et Si découplés.

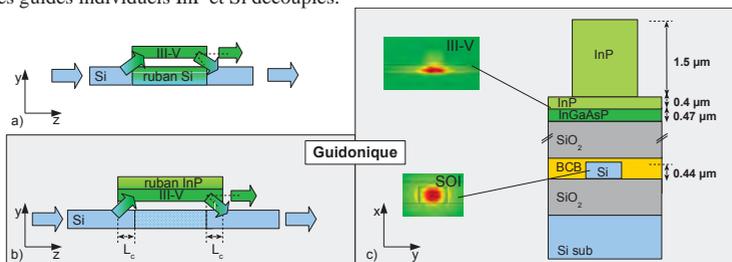


Fig. 1 : a) Transfert vers un mode de guide d'onde en arête hybride [5]. b) et c) Transfert vers un mode de guide d'onde en arête III-V (largeur des rubans des guides : InP 1.92 μm et Si 1.8 μm).

3.ANALYSE MODALE

Afin que le couplage soit efficace, un accord de phase entre les deux guides est nécessaire. L'analyse modale par éléments finis a révélé la nécessité d'une série de changements géométriques et morphologiques par rapport aux guides monomodes standards décrits dans [4,6]. Ces changements ont permis d'augmenter l'indice effectif n_{eff} dans le guide en Silicium et de le diminuer dans le guide en III-V. Les guides Si se trouvent alors multimodes. Il convient donc d'injecter les systèmes hybrides avec des guides Si monomodes suivis de tapers. Les guides III-V en revanche sont peu affectés et restent de bons supports pour la guidonique à base de couplage évanescent dans le cadre de la théorie des modes couplés.

Une fois l'ajustement de phase réalisé par égalité des indices effectifs des guides Si et III-V isolés, le couplage est obtenu en réduisant l'épaisseur de l'espaceur en SiO_2 (voir figure 2.a). A partir de 0.6 μm d'espaceur, les modes symétrique (Sym) et antisymétrique (Asym) caractéristiques du couplage deviennent significatifs. La longueur de couplage (L_c) est une fonction exponentielle de l'épaisseur de l'espaceur comme représenté dans le graphe de la figure 2.b. On constate que le couplage entre les modes peut ainsi a priori se réaliser sur des distances comprises entre 100 μm et 1 cm pour des épaisseurs de l'espaceur comprises entre 0.15 et 0.55 μm , avec un taux de transfert maximal escompté supérieur à 97 % .

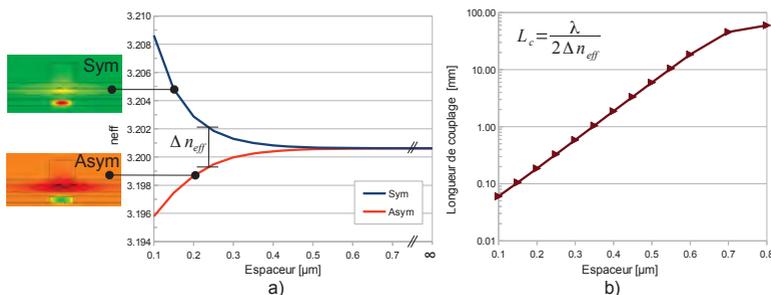


Fig. 2 : a) Interaction entre modes et b) longueur de couplage L_c en fonction de l'épaisseur de l'espaceur.

4. ANALYSE DU TRANSFERT EN PROPAGATION

Une analyse plus fine menée en propagation BPM (Beam Propagation Method) révèle cependant deux limites de l'approche modale. Bien qu'on n'injecte dans le coupleur que les modes couplés symétrique et antisymétrique (injection dans le guide Si seul), le battement de modes est imparfait car la lumière injectée sonde la géométrie par diffraction (notamment le ruban InP, ici d'épaisseur 1.5 μm). Cet effet empêche la pleine efficacité du battement de modes dès le début de la propagation (fig. 3.a). Il permet aussi l'excitation de modes d'ordre supérieur, lesquels produisent de faibles mais rapides oscillations du champ des modes principaux, préjudiciables à un battement pur à 100 % (voir zoom fig. 3.a). En simulation BPM, les taux de transfert de mode dépassent à peine 50 % même avec des guides fortement couplés (figure 3.b).

De plus, le transfert cohérent par couplage évanescent peut aussi souffrir des imperfections de fabrication du guide Si, dont la constante de propagation est très sensible à la largeur du guide, à cause du grand contraste d'indice. Aussi avons-nous évalué le transfert entre les guides par couplage adiabatique (fig. 3.c). Dans cette configuration, les largeurs des guides varient linéairement et l'accord parfait des indices effectifs des guides découplés n'est réalisé qu'à une distance de propagation intermédiaire à l'intérieur du coupleur. Nos premières simulations montrent qu'environ 90 % de l'intensité dans le mode injecté peut être transférée au terme de la propagation, lorsque les guides sont fortement couplés (fig. 3.b).

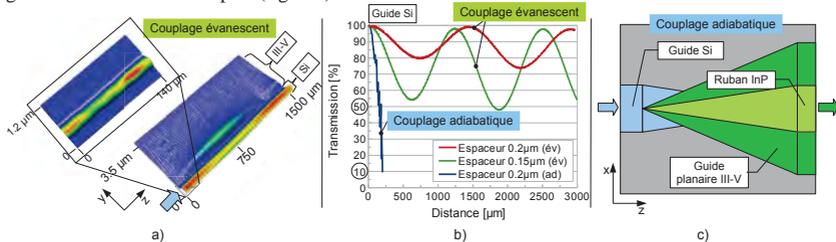


Fig. 3 : a) Simulation BPM du couplage évanescent dans le plan yz de symétrie de la structure ; b) transmission dans le mode injecté et c) modèle de coupleur adiabatique avec rétrécissement progressif du guide Si et élargissement progressif du guide en arête InP.

CONCLUSION

Le coupleur présenté ici est particulier car le couplage se réalise entre un guide ruban Si à fort contraste d'indice et un guide en arête III-V. Les modifications des guides de départ permettent de définir une structure de guide hybride pour le transfert modal par couplage évanescent ayant des longueurs de couplage ajustables dans la gamme 100 μm à 1 cm, adaptées aux circuits photoniques.

Les simulations en propagation et leur sensibilité aux paramètres géométriques montrent que l'objectif de réaliser un coupleur efficace utilisable en guidonique conduit à forcer le transfert progressif du mode, au moyen d'un couplage adiabatique.

Travail réalisé dans le cadre du projet NanoDesign ANR-11-IDEX-0003-02 soutenu par l'Agence Nationale de la Recherche et l'IDEX Paris-Saclay.

RÉFÉRENCES

- [1] P. Bettoti, Advances in Optics, vol. 2014, art. ID 891395, 24 pgs., <http://dx.doi.org/10.1155/2014/891395>
- [2] J.-M. Moison et al., Optics Letters, vol. 34, no. 16, pg. 2462-2464, 15 août 2009
- [3] N. Belabas et al., Optics Express, vol. 17, no. 5, pg. 3148-3156, 2 mars 2009
- [4] C. Minot et al., Optics Express, vol. 18, no. 7, pg. 7157-7172, 29 mars 2010
- [5] G. Kurczveil et al., IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 17, no. 6, nov/dec 2011
- [6] N. Belabas et al., Journal of Lightwave Technology, vol. 29, no. 19, pg. 3009-3014, 1 oct. 2011

BRUIT DE BATTEMENT DES SOURCES SELF-SEEDED A CAVITE KILOMETRIQUE POUR LE MULTIPLEXAGE EN LONGUEUR D'ONDE

**Gaël Simon¹, Fabienne Saliou¹, Philippe Chanclou¹, Romain Brenot²,
Anaëlle Maho², Sophie Barbet², Didier Erasme³**

¹ Orange Labs, 2 Avenue Pierre Marz'in, 22300 Lannion, France

² III-V Lab, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

³ Télécom ParisTech - CNRS LTCI, 46 rue Barrault, F-75634 Paris Cedex 13, France

gael.simon@orange.com

RÉSUMÉ

On s'intéresse ici à une source optique self-seeded pour les réseaux d'accès de télécommunications. La longueur de la cavité, qui atteint 25km, génère des modes spectralement proches. Ceci introduit du bruit de battement entre modes à la réception du signal. Ce bruit est impacté par les caractéristiques du multiplexeur utilisé.

MOTS-CLEFS : *self-seeded ; Dense-WDM ; RSOA ; RIN*

1. INTRODUCTION

L'arrivée de nouvelles technologies pour les réseaux de télécommunication mobile, impose la simplification des infrastructures des sites antennes. Une première étape consiste à déplacer les équipements actuellement au pied d'antenne vers un central de l'opérateur. Ce lien antenne-central, dit « Fronthaul Mobile », pourra être réalisé par la fibre optique. Afin d'en optimiser son usage, une technique de multiplexage en longueur d'onde « Dense » (D-WDM) est recommandée [1]. Une mise en service simple, notamment vis-à-vis de la gestion de multiples longueurs d'onde, est exigée, ainsi qu'un coût de maintenance et d'entretien réduits. Les solutions envisagées, appelées « colorless » ont la particularité de faire appel à des émetteurs optiques achromatiques, permettant de réduire, voir éliminer, les contraintes de gestion active de la longueur d'onde.

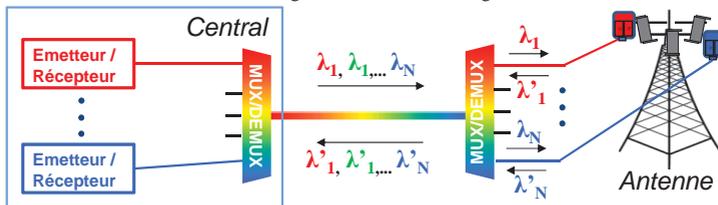


Fig. 1 : Architecture D-WDM pour les entreprises et les réseaux mobiles.

Le Self-Seeded est l'une de ces solutions. Réalisée grâce à un R-SOA (Reflective Semiconductor Optical Amplifier), un miroir et un filtre optique (multiplexeur), cette source permet une stabilisation de la longueur totalement optique et passive. Le R-SOA peut être modulé afin d'engendrer des signaux à des débits allant jusqu'à 10Gb/s [2]. Des études ont d'abord été menées dans la bande C des télécommunications (autour de 1550nm) pour laquelle la disponibilité de RSOA était assurée, bien que des limites liées à la dispersion chromatiques soient apparues [2]. Pour cette raison, les travaux présentés ici se concentrent sur des réalisations en bande O (autour de 1310nm). On propose particulièrement un travail expérimental sur le bruit d'intensité de la source self-seeded.

2. MONTAGE EXPERIMENTAL

La structure d'une source self-seeded est présentée sur la figure 2.a. L'établissement de la longueur d'onde et la stabilisation de la source à cavité externe sont réalisés en 3 étapes :

- À l'allumage du RSOA, des photons d'émissions spontanée amplifiée s'étalant sur un large spectre sont produits (n°1, en bleu sur la Figure 2.b) ;
- Ce signal se propage ensuite dans une fibre optique dite « fibre de cavité » jusqu'à un multiplexeur, qui joue à la fois le rôle de filtre et d'élément de mutualisation des canaux provenant de différents utilisateurs. Le spectre mesuré directement à la sortie du multiplexeur est illustré en violet sur la figure 2.b (n°2). La fibre de cavité permet d'éloigner, pour des raisons pratiques, l'antenne du point de mutualisation (multiplexeur) ;
- À la sortie du multiplexeur, un coupleur sépare le signal en deux parties dont l'une se dirige vers le récepteur tandis que l'autre partie est réfléchiée par le miroir (FRM90° sur la figure), et repart en direction du RSOA. Le RSOA reçoit donc en retour le signal optique qu'il a précédemment émis, et qui a subi en chemin un filtrage à l'aller comme au retour. Le RSOA amplifie le signal avant de le renvoyer de nouveau vers le miroir. Après quelques allers-retours, les photons précédemment émis sur un spectre large se trouvent concentrés sur une plage de longueurs d'onde correspondant à celle du canal du multiplexeur sélectionnée.

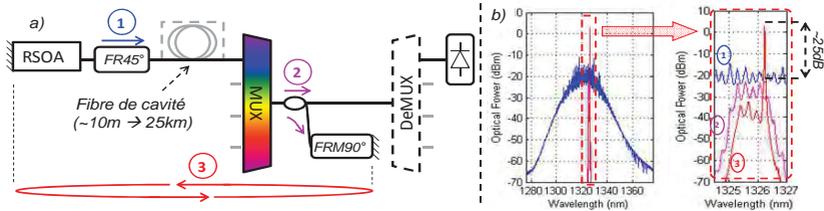


Fig. 2 : Montage expérimental (a), et spectres optiques (b) à différentes étapes de l'établissement de l'effet. (bleu-1 : émission spontanée ; violet-2 : émission spontanée filtrée ; rouge-3 : self-seeded).

Le caractère « colorless » souhaité est ainsi obtenu puisque la longueur d'onde d'émission de cet ensemble est fixée par le canal utilisé du multiplexeur, tandis que l'ajout de fibre de cavité permet de réaliser des sources optiques se comportant comme des lasers, dont la cavité atteint plusieurs kilomètres de long. Les composants Faraday (miroir 90° « FRM90 » et rotateur 45° « FR45 »), représentés sur la figure 2.a, ont la capacité de verrouiller l'état de polarisation pour favoriser la ré-amplification [3].

On utilise un RSOA à puits quantiques émettant en bande O. Il privilégie l'amplification sur un seul axe de polarisation avec un gain petit-signal de 33dB pour un courant d'alimentation de 100mA. Les canaux du multiplexeur sont séparés de 200GHz et présentent une bande passante plate, large de 150GHz. Le coupleur est symétrique

3. RESULTATS

Le signal optique issu de la source en sortie du coupleur est mesuré dans un premier temps par une photodiode linéaire. L'analyse fréquentielle du signal électrique met en évidence, sur la figure 3.a, la présence de pics dont les fréquences sont séparées par un intervalle de 8,4MHz et de 4kHz, respectivement pour des distances de 13m et 25km entre RSOA et miroir. Ces valeurs correspondent exactement à l'intervalle spectral libre d'une cavité du type Fabry-Perot correspondant à ces longueurs. Cela permet de déduire que le spectre électrique observé correspond aux battements des modes d'une source du type laser Fabry-Perot, dont la longueur peut donc atteindre 25km de long.

Le bruit relatif d'intensité (« RIN », Relative Intensity Noise) est ensuite mesuré. Comme le montre la figure 3.b, le bruit de battement précédent, qui se manifeste par des pics régulièrement

espacés, domine le RIN du signal reçu. Il apparaît aussi que le RIN augmente lorsque le signal passe à travers le démultiplexeur (pourtant identique au multiplexeur) [4]. La figure 3.c montre le rapport entre les mesures de bruit relatif d'intensité avant et après le démultiplexeur, pour deux couples de multiplexeur/démultiplexeur. Le premier correspond au multiplexeur à bande passante plate précédé (associé à un démultiplexeur identique), tandis que le second est constitué de multiplexeurs de forme spectrale gaussienne de 40GHz de largeur à mi-hauteur et de 3.5dB de pertes au centre de la bande passante. On constate une modification du RIN entre l'entrée et la sortie du démultiplexeur qui s'avère être plus sensible pour le couple de MUX/DeMUX à bandes plates. Il augmente sur presque toute la bande, avec un pic jusqu'à 9 dB à 0.5GHz alors que le couple gaussien présente une augmentation du RIN sur les fréquences entre 0 et 2.5GHz, mais une amélioration sur les fréquences de 2.5GHz à 16GHz.

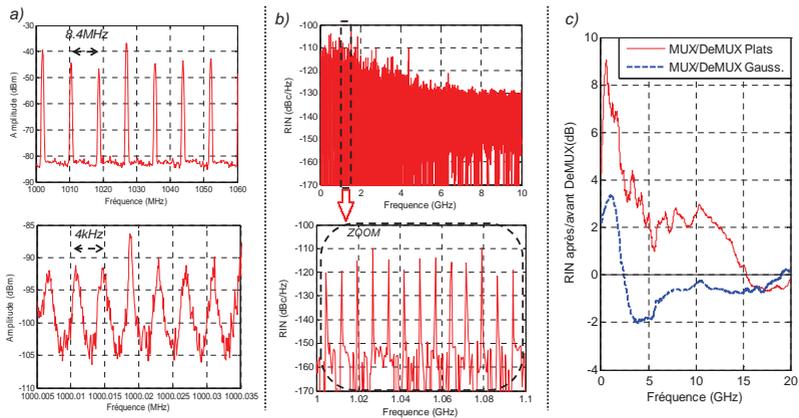


Fig. 3 : a) Spectre électrique pour une cavité de 13m (haut) et 25km (bas).

b) RIN de la source optique (cavité : 13m).

c) Variation du RIN avant/après DeMUX pour deux types de MUX/DeMUX .

Ces observations en corroborent d'autres, s'étant manifestées par une dégradation du taux d'erreur binaire après démultiplexage lors de transmissions au format NRZ à 2.5Gb/s [4].

CONCLUSION

Une source optique self-seeded « colorless » basée sur des RSOA permet de réaliser des cavités externes résonnantes pouvant atteindre 25km de long. Du fait de cette longueur, l'intervalle spectral séparant les modes est très réduit et introduit du bruit de battement inter-modes à la réception du signal. L'impact de ce bruit de battement est mis en évidence sur le RIN qui permet également d'y associer l'impact du démultiplexage de la source self seeded : le choix d'un couple MUX/DeMUX du type Gaussien est préférable à un filtre de forme plate.

RÉFÉRENCES

- [1] Pizzinat, A. et al., "Things you should know about fronthaul," European Conference on Optical Communication (ECOC), Tu.4.2.1, doi: 10.1109/ECOC.2014.6964214
- [2] Parolari, P. et al., "C- and O-band operation of RSOA WDM PON self-seeded transmitters up to 10 Gb/s [Invited]," Journal of Optical Communications and Networking, IEEE/OSA, vol.7, no.2, pp.A249,A255
- [3] Presi, M. et al., "Stable self-seeding of R-SOAs for WDM-PONs", Optical Fiber Communication Conference and Exposition (OFC/NFOEC), 2011, pages 1–3, March 2011
- [4] Simon, G. et al., "Infrastructure impact on transmission performances of self seeded DWDM colorless sources at 2.5Gbps," European Conference on Optical Communication (ECOC), 2014, 21-25 Sept. 2014

ACCORD DE PHASE MODAL POUR LA GÉNÉRATION DE DEUXIÈME HARMONIQUE DANS DES MICRO-DISQUES DOUBLEMENT RÉSONNANTS RÉALISÉS PAR ÉPITAXIE DE GaN SUR SUBSTRATS DE Si

M. Gromovyi¹, I. Roland³, Y. Zeng³, X. Checoury³, F. Semond¹, P. Boucaud³, J. Y. Duboz¹, P. Baldi², M. P. De Micheli²

¹ CRHEA UPR CNRS 10, 06560 VALBONNE, France

² LPMC UMR CNRS 7336, Université de Nice-Sophia Antipolis, 06108 Nice, France

³ IEF, CNRS-Université Paris Sud 11, F-91405 Orsay, France

Maksym.Gromovyi@crhea.cnrs.fr

RÉSUMÉ

L'intérêt pour l'optique non linéaire des cavités de type micro-disques a déjà été discuté en mettant en avant le mécanisme de quasi-accord de phase qui existe dans cette configuration pour les matériaux comme le GaAs qui présentent une inversion périodique du signe du coefficient non linéaire le long de la propagation circulaire. Nous montrons dans cet article, que cette configuration conserve tout son intérêt même si le matériau ne présente pas cette propriété d'inversion. Pour ce faire, nous avons modélisé une structure réaliste, qui peut être fabriquée par gravure plasma (ICP) à partir d'une couche de GaN épitaxié par MBE sur substrat de Si et qui se compose d'un guide d'onde droit pour l'injection, couplé à un microdisque dans lequel a lieu l'interaction non linéaire.

MOTS-CLEFS : SHG, microdisques, modes de galerie, GaN sur Si

1. INTRODUCTION

Grâce aux progrès des techniques de lithographie et de gravure, les cavités de type micro-disques suscitent de plus en plus d'intérêt pour la réalisation de filtres [1], de capteurs [2], de sources lasers [3] ou de convertisseur non linéaire de fréquence. Dans la plupart des cas, elles sont utilisées couplées à des circuits optiques intégrés. Afin d'obtenir des sources de courte longueur d'onde (bleu et proche UV) des structures de ce type ont été fabriquées dans des matériaux de la famille III-N.

2. FABRICATION

Par épitaxie MBE sur substrat Si on peut réaliser des couches de très bonne qualité en déposant 50nm d'AlN puis 300 nm de GaN. Suivant l'objectif visé, la couche de GaN peut ou non contenir des puits ou des boîtes quantiques. Par lithographie électronique on peut ensuite dessiner un masque de gravure en SiO₂ définissant des disques et des guides correspondant à la Fig. 1. Les couches de GaN et

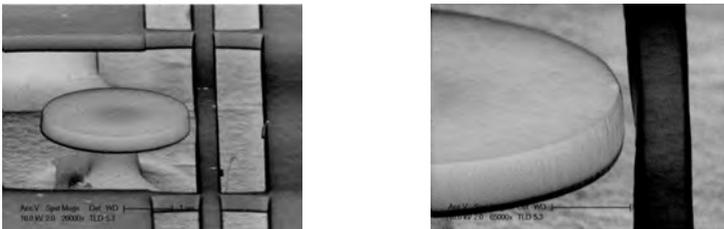


FIGURE 1: Image MEB d'un micro-disque de 4 μ m de diamètre couplé à un micro-guide de 600 nm de largeur, les deux structures en GaN/AlN étant suspendues grâce à une attaque sélective du substrat de Si.

d'AlN sont ensuite gravées par ICP, puis une attaque chimique sélective permet de sous-graver le substrat de silicium pour obtenir des microdisques posés sur un piédestal de Si couplé à des micro-guides suspendus par des ponts latéraux.

3. MODES DE GALERIE

Les modes de galerie d'une cavité du type de celle présentée Fig. 2(a), sont généralement définis par trois indices (q,s,m) . Pour calculer ces modes, nous avons utilisé la méthode de l'indice effectif qui consiste à calculer d'abord les indices effectifs des modes de la structure plane obtenue par épitaxie Fig. 2(b) et qui sont repérés par l'indice q . On considère ensuite la propagation dans un cylindre de rayon R et ayant pour indice l'un des indices effectifs obtenus à la première étape Fig. 2(c). Les différents modes radiaux sont repérés par l'indice s . On tient finalement compte du fait que l'on est dans une

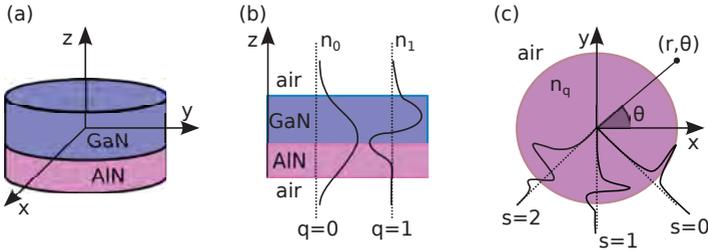


FIGURE 2: Illustration de la méthode de l'indice effectif. (b) et (c) représentent les profils des modes suivant z et r . On peut noter que compte tenu de la distribution radiale de l'énergie, le rayon effectif du mode diminue quand l'indice s augmente.

cavité résonnante et qu'après un tour, le mode doit se retrouver en phase avec lui-même. Les différentes longueurs d'ondes résonnantes sont repérées par l'indice m . Dans cette approximation, la composante verticale du champ électrique des modes de galerie de polarisation TM, E_z est donc décrite par une équation du type :

$$E_z(r, \theta, z, t) = A(\theta) \varphi_q(z) \psi_s(r) e^{i(\omega t - im\theta)}, \quad (1)$$

où $A(\theta)$ est l'amplitude, $\varphi_q(z)$ le profil suivant z du mode q et $\psi_s(r)$ le profil suivant r du mode s et m la constante de propagation angulaire qui peut être définie par :

$$m = \frac{2\pi R_{q,s} n_q}{\lambda}, \quad (2)$$

où $R_{q,s}$ et n_q sont respectivement le rayon et l'indice effectifs du mode TM- q - s à la longueur d'onde λ .

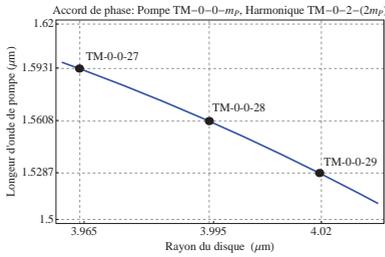
4. ACCORD DE PHASE

Dans un matériau comme le GaN on a la possibilité d'utiliser le χ^2 du matériau pour obtenir des effets non linéaire. Si on se place dans le cas particulier de la génération du deuxième harmonique, l'amplitude de ce dernier est donné par :

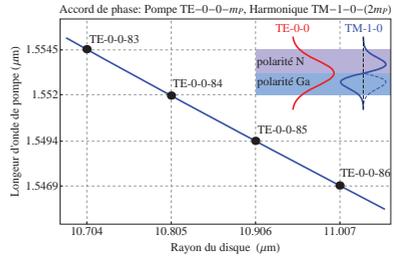
$$\frac{dA_{SH}}{d\theta} \sim K A_P^2 e^{i(m_{SH} - 2m_P)\theta}, \quad (3)$$

où A_P et A_{SH} sont les amplitudes des champs pompe et harmonique et K est le couplage non linéaire résultant de la valeur du coefficient non linéaire et du recouvrement des modes en interaction. La condition d'accord de phase devient donc :

$$\Delta m = m_{SH} - 2m_P = \frac{4\pi}{\lambda_P} \left(R_{\bar{q},\bar{s}}^{(SH)} n_{\bar{q}}^{(SH)} - R_{q,s}^{(P)} n_q^{(P)} \right) = 0. \quad (4)$$



(a) Pompe TM-0-0, harmonique TM-0-2



(b) Pompe TE-0-0, harmonique TM-1-0

FIGURE 3: La courbe bleu donne la relation entre le rayon du disque et la longueur d'onde de pompe pour lesquels l'accord de phase est satisfait. Les points noirs représentent les solutions doublement résonnantes.

La condition de résonance de la pompe, implique que m_P soit un entier. On peut alors noter que si la condition d'accord de phase est satisfaite, m_{SH} est également un entier ce qui signifie que l'harmonique est également résonnante. Compte tenu de l'importance de la dispersion, il est impossible de satisfaire la relation (4) en ayant l'harmonique et le fondamental dans la même famille de mode (mêmes indices q et s). Si les couches sont suffisamment épaisses et/ou les disques suffisamment grands on peut satisfaire cette condition, en utilisant des modes d'indices q et/ou s différents.

Dans les simulations présentées ici nous avons choisi une couche composée de 245 nm d'AlN recouverte de 500 nm de GaN. Si l'on fait varier s , et que l'on choisit de travailler avec une longueur d'onde de pompe autour de $1.5 \mu\text{m}$ où il existe de nombreuses sources accordable adaptées à la caractérisation, il existe une solution entre un mode de pompe de la famille TM-0-0 et un mode harmonique du type TM-0-2. En faisant varier le diamètre du disque on pourra choisir la longueur d'onde de travail comme indiqué dans la Fig. 3a (courbe continue). La condition de résonance réduisant l'ensemble des solutions à 3 solutions discrètes entre 1.5 et $1.6 \mu\text{m}$. Dans ce cas l'accord de phase est obtenu en faisant varier le rayon effectif $R_{q,s}$ des modes en interaction ce qui a pour inconvénient de réduire l'intégrale de recouvrement. L'autre solution est de faire varier l'indice q . On trouve alors des solutions entre un mode TE-0-0 et un mode TM-1-0 comme indiqué Fig. 3b. Dans ce cas, l'intégrale de recouvrement qui est proportionnelle à l'intégrale du produit $\chi^{(2)} E_{\text{TE-0-0}}^2 E_{\text{TM-1-0}}$ est également faible, mais elle peut être considérablement améliorée en inversant la polarisation du GaN et donc le signe du coefficient non linéaire, là où le champ associé au mode TM-1-0 change de signe comme indiqué dans l'encart de la Fig. 3b, ce qui fait que le produit ne change pas de signe sur tout le domaine d'intégration.

CONCLUSION

Nous avons montré qu'en utilisant les modes de galerie de microdisques en GaN, il était possible de compenser la dispersion en utilisant la dispersion modale. Cela présente l'inconvénient d'avoir de mauvaises intégrales de recouvrement. La possibilité d'inverser la polarisation du GaN, permet de corriger ce défaut et permet donc de proposer des doubleurs de fréquence de faibles dimensions et susceptibles d'avoir des taux de conversion importants

RÉFÉRENCES

- [1] A. Maalouf *et al.*, "Integrated polymers (PVCi/PMATRIFE) micro-ring resonators for low power tunable filters," *Optics Communications*, vol. 285, pp. 4088-4091, 2012.
- [2] C. Ciminelli *et al.*, "High performance SOI micro-ring resonator for biochemical sensing," *Optics and Laser Technology*, vol. 59, pp. 60-67, 2014.
- [3] F. Albert *et al.*, "Whispering gallery mode lasing in electrically driven quantum-dot micropillars," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, 101108, 2010.

ARCHITECTURES DE FILTRES ACOUSTO-OPTIQUES ACCORDABLES EN INTERACTION QUASI-COLINEAIRE AVEC DOUBLE PASSAGE DU FAISCEAU OPTIQUE DANS LA ZONE D'INTERACTION

Hadeel Issa, Véronique Quintard, André Pérennou

École Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB), UMR CNRS 6285 Lab-STICC, Technopôle Brest-Iroise, C.S. 73862, F-29238 Brest cedex 3, France

quintard@enib.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons différentes architectures de filtres optiques basées sur l'utilisation de l'interaction acousto-optique quasi-colinéaire afin d'améliorer les performances en termes de diaphonie et de sélectivité. Ces architectures sont basées sur un double passage de l'onde optique dans le cristal et tirent profit du caractère anisotrope de l'interaction.

MOTS-CLEFS : *filtrage ; interaction acousto-optique quasi-colinéaire ; sélectivité ; diaphonie.*

1. INTRODUCTION

Les réseaux optiques de télécommunication utilisent abondamment le multiplexage en longueur d'onde (WDM) pour augmenter leur capacité. Afin d'assurer la flexibilité de ces derniers, il est donc nécessaire de disposer de filtres optiques reconfigurables à chaque nœud d'un réseau. L'interaction Acousto-Optique (AO) permet de réaliser cette fonction de filtrage. Cependant pour certaines applications il est important d'obtenir de meilleures performances en termes de sélectivité et de diaphonie entre les canaux, par rapport à celles des filtres AO classiques. A cette fin, nous proposons dans ce papier de décrire et de comparer les caractéristiques de deux architectures basées sur des filtres AO classiques. Les résultats sont analysés sur la bande C des télécommunications.

Notre étude est fondée sur l'utilisation d'un composant élémentaire : un filtre acousto-optique reconfigurable (AOTF) utilisant une interaction quasi-colinéaire dans un cristal en TeO₂ [1]. Il s'agit d'une interaction où le faisceau optique et le faisceau acoustique sont superposés dans la zone d'interaction. Le principe même du fonctionnement de l'AOTF est de sélectionner une longueur d'onde à partir d'un signal RF. A une fréquence du signal RF correspond une longueur d'onde optique pour une polarisation de l'onde particulière (ordinaire ou extraordinaire). Ce filtre permet d'obtenir une efficacité de diffraction importante ($\approx 75\%$ pour une puissance du signal RF de 125mW). Cependant la sélectivité ($\approx 1,5\text{nm}$) et le niveau des lobes secondaires ($\approx -9\text{dB}$ par rapport au lobe principal) ne sont pas très favorables pour une application WDM. Bien entendu, nous pouvons allonger la zone d'interaction pour améliorer la sélectivité. Cependant nous souhaitons tester des solutions d'amélioration sans intervenir sur la structure même de la cellule acousto-optique.

Pour développer nos solutions, nous proposons de tirer avantage de la sensibilité de notre filtre à la polarisation optique et à l'angle d'incidence du faisceau optique, ceci par l'utilisation d'un double passage du faisceau optique dans la zone d'interaction. En effet, il est possible de faire diffracter, par un seul réseau acoustique, deux faisceaux optiques de même longueur d'onde mais de polarisations orthogonales, à la condition de régler les faisceaux avec deux angles différents à l'entrée du filtre [2, 3]. C'est ce principe que nous utilisons dans les architectures proposées par la suite.

2. DOUBLE PASSAGE

Nous présentons dans la suite le principe du filtrage par double interaction acousto-optique et les améliorations que l'on peut obtenir sur les performances du filtre. Le fonctionnement optimal des solutions proposées impose des angles d'incidence optiques définis en fonction des propriétés des

ondes optique et acoustique (direction des vecteurs d'onde, direction des énergies, polarisation,...). Nous décrivons deux configurations que nous avons mises en place et caractérisées.

Dans la première architecture, la boucle s'effectue avec un faisceau optique toujours co-propagatif avec l'onde acoustique (Fig.1). Le faisceau optique incident de polarisation ordinaire est diffracté une première fois dans la cellule AO (ordre $1_{(1)}$). Cette diffraction s'accompagne d'un changement de polarisation du faisceau qui est ensuite réfléchi par trois miroirs de sorte qu'après réflexion sur le cube séparateur, le faisceau arrive avec un angle de l'ordre de $3,5^\circ$ par rapport à la face du cristal. Le faisceau optique est diffracté une deuxième fois par la cellule et donne naissance à un faisceau (ordre $1_{(2)}$) polarisé ordinairement. Il est réfléchi par le cube polarisant et ensuite injecté dans une fibre. Ce montage fait tout d'abord intervenir une interaction $oe+$ (polarisation ordinaire vers extraordinaire avec décalage Doppler de la fréquence de l'onde optique vers les fréquences hautes), puis $eo-$ (polarisation extraordinaire vers ordinaire avec un décalage Doppler de la fréquence de l'onde optique vers les fréquences basses).

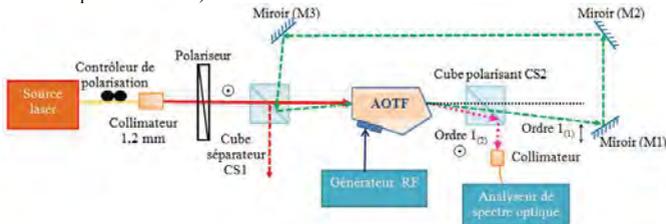


Fig. 1 : Schéma du montage en boucle

Dans la seconde architecture un miroir en sortie de la cellule permet de réinjecter, avec un angle bien défini, le faisceau optique dans la zone d'interaction. La double interaction s'effectue dans un premier passage avec un faisceau optique en co-propagation avec l'onde acoustique et dans le second passage en contra-propagation avec le faisceau acoustique. Nous réalisons un aller-retour du faisceau optique dans la cellule acousto-optique (Fig.2). Le faisceau optique incident de polarisation ordinaire arrive perpendiculairement à la face 1 de la cellule. Après diffraction il donne naissance à un faisceau (ordre $1_{(1)}$) de polarisation extraordinaire. Il est ensuite réfléchi par un miroir vers la face 2 de la cellule, diffracté une deuxième fois, et donne naissance à un faisceau de polarisation extraordinaire (ordre $1_{(2)}$). Ce faisceau est ensuite injecté dans une fibre après réflexion sur un cube séparateur. Cette configuration fait intervenir une interaction $oe+$ suivie d'une interaction $eo+$.

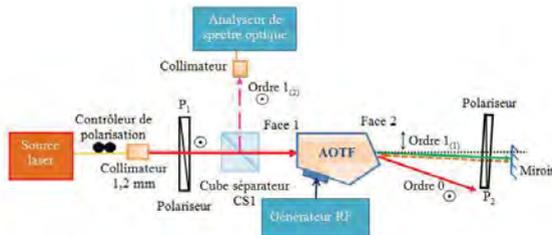


Fig. 2 : Schéma du montage « Aller-Retour »

Après avoir décrit les deux architectures, nous avons confronté les performances des deux systèmes développés. Nous résumons sur le tableau 1 un exemple de résultats obtenus pour une longueur d'onde centrale de 1550nm, une fréquence et une puissance du signal RF respectivement de 37,108 MHz et 125mW.

Comparativement à la configuration classique simple passage, nous montrons que ces architectures permettent une amélioration des performances : les lobes secondaires ont vu leur niveau relatif diminuer d'au moins 9dB; la sélectivité quant à elle a diminué d'environ 33%. Cependant les pertes d'insertion ont été augmentées d'environ 8dB. L'inconvénient majeur de la configuration aller-retour réside dans le fait qu'elle engendre un décalage fréquentiel (effet Doppler) qui peut devenir

préjudiciable s'il se multiplie par des mises en cascade répétées. Cependant cette architecture est moins encombrante que la configuration en boucle et est plus simple à mettre en œuvre.

Tab. 1 : Comparaison des performances des systèmes à double passage pour $P_{RF} = 125 \text{ mW}$ et $f = 37,108 \text{ MHz}$, $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$

	Boucle	Aller-retour
Pertes d'insertion (dB)	≈ -10	≈ -9
Sélectivité (nm)	1	1
Niveau relatif des lobes secondaires (dB)	-21	-18
Décalage en fréquence (effet Doppler)	0	$2 \times f_{RF}$
Encombrement	☹	☺

Nous avons validé le double passage comme une méthode efficace pour développer un filtre accordable et pour être plus sélectif avec un faible effet de la diaphonie entre les longueurs d'onde.

3. DISCUSSION ET CONCLUSION

Nous avons proposé deux architectures basées sur le double passage de l'onde optique dans le réseau de diffraction créé par un seul signal RF. Ces architectures tirent avantage de l'interaction anisotrope dans le TeO_2 . Cependant il est nécessaire de trouver des solutions pour réduire les pertes d'insertion qui ont augmenté de manière significative par rapport à celles du filtre AOTF seul.

Une première proposition concernant le système bouclé, consiste à utiliser un faisceau optique incident de polarisation extraordinaire et non plus ordinaire. En effet, un faisceau de polarisation extraordinaire sous une incidence de 0° sur la face de la cellule acousto-optique donne naissance à un faisceau diffracté de polarisation ordinaire. Ce dernier peut être rebouclé avec un angle de l'ordre de $3,5^\circ$ sur l'entrée de la cellule par l'intermédiaire de deux miroirs et d'un cube polarisant à l'entrée du filtre à la place du cube séparateur. L'utilisation du cube polarisant dans cette configuration est intéressante car celui-ci laisse transiter le faisceau incident extraordinaire et réfléchit le faisceau ordinaire. On peut estimer qu'avec cette configuration les pertes d'insertion sont réduites d'environ 6,6dB par rapport à la structure de la Fig.1, soient des pertes d'insertion de l'ordre de -3,4dB.

Il est aussi possible de proposer une solution pour améliorer le rendement du système basé sur le double passage avec aller-retour. La solution consiste à envoyer le faisceau optique incident de polarisation extraordinaire (et non plus ordinaire) sur la face d'entrée avec un angle particulier. Ce faisceau étant de polarisation extraordinaire, il traverse le cube polarisant placé avant la cellule acousto-optique. Le faisceau est diffracté par le réseau acoustique avec une polarisation ordinaire. Il est ensuite réfléchi pour être ramené vers la face de sortie de l'AOTF sous un angle précis. Une lame demi-onde permet de tourner la polarisation et ainsi d'attaquer la sortie de l'AOTF avec une polarisation extraordinaire. Ensuite ce faisceau diffracté est défléchi grâce au cube polarisant vers la sortie d'analyse. On peut estimer dans ce cas les pertes d'insertion à environ -3,2dB. Ce montage permet donc de réduire les pertes d'insertion à environ 5,8dB par rapport à la configuration initiale.

Les perspectives de ce travail consistent à mettre en place ces deux systèmes améliorés de sorte à valider les estimations des pertes d'insertion et le fonctionnement de manière expérimentale.

RÉFÉRENCES

- [1] V. Molchanov, V. Voloshinov, O. Makarov, "Quasi-collinear tunable acousto-optic paratellurite crystal filters for wavelength division multiplexing and optical channel selection", *Quantum Electronics* 39(4) Vol.24, pp.353-360, 2009.
- [2] H. Issa, V. Quintard, A. Pérennou, A. Sakkour "Double pass in acousto-optic tunable filter for telecommunication network", *Optical Engineering* 53(7), 075103, July 2014
- [3] V. Voloshinov, A. Tchernyatin, E. Blomme and O. Leroy, "A dozen of Bragg effects in tellurium diode single crystal", *Proceedings of SPIE*, Vol.3581, pp.141-151, Gdansk-Jurata, Poland, may 1998.

NANOCOMPOSITE POLYMERE-CLUSTERS INORGANIQUES POUR LA PHOTONIQUE INTEGREE : GUIDES RUBAN ET NANOSTRUCTURES-1D

N. Huby, J. Bigeon, C. Gouldieff, M. Amela-Cortes, Y. Molard, S. Cordier, JL Duvail, B. Bêche

¹ Institut de Physique de Rennes, Université de Rennes 1, UMR CNRS 6251, Rennes, France

² Institut des Matériaux de Nantes, Université de Nantes, UMR CNRS 6502, Nantes, FRANCE.

³ Institut des Sciences Chimiques de Rennes, Université de Rennes 1, URI-CNRS 6226, Rennes, France

nolwenn.huby@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Des structures guidantes actives basées sur un nanocomposite matrice polymère – clusters inorganiques photoluminescents sont présentées. La manipulation du nanocomposite en phase liquide permet d'exploiter des techniques simples et bas coût, pour atteindre des dimensions sub-microniques. La propagation efficace de la photoluminescence a été caractérisée sur banc d'excitation vertical sur des guides d'onde ruban microniques (de 6 à 97 μm de large) ainsi que sur des nanotubes de diamètre extérieur 240 nm et de parois d'épaisseur d'environ 50 nm. L'efficacité de la propagation de la photoluminescence est discutée en termes de matrice hôte, de source d'excitation et de concentration de clusters dans la zone d'excitation. Des mesures de pertes optiques complétées par des études spectrales permettent de valider l'adéquation de ce nanocomposite pour la réalisation de sources pour la photonique intégrée.

MOTS-CLEFS : guides d'onde dopés, photonique intégrée, matrice polymère

1. INTRODUCTION

Les composants actifs de photonique intégrés polymères font l'objet d'intenses recherches du fait de leurs propriétés physico-chimiques intéressantes [1] et de leurs procédés de mise en forme originaux et bas coût permis par la manipulation en phase liquide [2]. Dans la littérature, la principale stratégie consiste à doper une matrice polymère avec des terres-rares, des molécules organiques ou des boîtes quantiques [3]. Pourtant, ces luminophores présentent des limitations telles la stabilité chimique, l'extinction de luminescence, le photo-blanchiment ou le scintillement.

Récemment, il a été montré que des clusters octaédriques d'atomes métalliques sont d'efficaces entités photoluminescentes pour le marquage biologique, l'éclairage et les technologies de télécommunication. En outre, leur luminescence est stable et n'est pas sujette aux limitations énoncées ci-dessus. Les clusters de molybdène (Mo_6) sont particulièrement intéressants : ils présentent un haut rendement de fluorescence, un large Stokes-shift, un long temps de vie d'états excités. En outre, comme démontré récemment dans une matrice PMMA, ils présentent une sensibilisation efficace des ions terres-rares Er^{3+} [4]. Ces clusters inorganiques apparaissent donc comme une nouvelle classe d'entités moléculaires complémentaires aux principales exploitées que sont les boîtes quantiques et les luminophores organiques.

Dans ce contexte nous présentons les propriétés optiques de guides d'onde actifs basés sur un nanocomposite hybride matrice polymère / clusters Mo_6 . Les clusters sont dispersés dans une matrice polymère, le choix de celle-ci étant déterminante pour l'efficacité des structures guidantes. La mise en forme par moulage du nanocomposite permet une versatilité des structures obtenues en termes de géométrie et de dimensions. Nous nous intéresserons ici aux guides ruban et aux nanostructures-1D.

2. PROPRIETES OPTIQUES ET STRUCTURALES

Dans un premier temps, des caractérisations optiques et structurales ont été réalisées sur le nanocomposite SU8/Mo₆, obtenu en mélangeant dans la résine SU8 une concentration de clusters variant entre 2% et 8% massique. Pour une concentration de clusters de 4% massique, des mesures par ellipsométrie sur couche mince ont permis d'évaluer une augmentation de l'indice de réfraction de 3.2×10^{-2} à 670 nm par rapport au SU8 seul. En outre, des études d'absorption et d'émission montrent que le spectre de photoluminescence du nanocomposite est très proche de celui des clusters en poudre, le décalage de Stokes restant supérieur à 100 nm. Enfin, le rendement quantique a été mesuré dans l'air à 0.10 et 0.47 dans une matrice SU8 et PDMS respectivement.

3. PROPAGATION DE PHOTOLUMINESCENCE

Les différentes structures guidantes ont été caractérisées sur banc d'excitation vertical [5]. Le laser ($\lambda = 447$ nm) est focalisé verticalement sur une zone de la structure guidante et la détection latérale en sortie de guide est faite par spectromètre, puissance-mètre optique et caméra CCD.

Les structures microniques ont été réalisées par lithographie UV en adaptant au nanocomposite les temps d'insolation, de cuisson et de développement. La figure 1a montre les images CCD de la sortie de guides d'onde SU8-Mo₆ de différentes tailles (de haut en bas : 97 μm , 47 μm , 17 μm and 4 μm). La lumière apparaît confinée dans les structures guidantes. Le signal a ensuite été enregistré sur le spectromètre et les spectres confirment la propagation de photoluminescence des clusters. Comme le montre la figure 1b, un léger décalage vers les grandes longueurs d'onde est à noter par rapport à la photoluminescence des clusters en poudre. Les pertes de propagation ont été mesurées sur ces guides ruban pour différentes concentrations de clusters. Le coefficient d'atténuation varie entre quelques dB/cm et une quinzaine de dB/cm en fonction de la taille du guide et de la concentration en clusters.

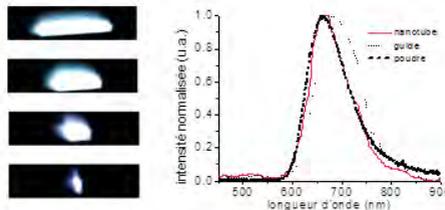


Fig. 1 : a) Images CCD de la face de sortie de guides de différentes tailles, durant l'excitation et la propagation de photoluminescence. b) Spectres de propagation enregistrés sur un nanotube dopé et sur un guide ruban (20 μm de large). Le spectre de propagation des clusters en poudre est également reporté pour comparaison.

Les nanotubes sont fabriqués par wetting template [5] à partir du même nanocomposite utilisé pour les guides microniques présentés ci-dessus. Les structures obtenues présentent un diamètre extérieur de 240 nm et des parois d'épaisseur comprise entre 50 et 60 nm. L'excitation UV de ces nanofibres dopées montre un comportement de photoluminescence identique à celui des clusters en poudre, comme présenté dans la figure 1a. La propagation passive le long de ces nanotubes a été mesurée par une méthode dérivée du cut-back et le coefficient d'atténuation est évalué à environ 1.5 dB/cm à 670 nm.

CONCLUSION

L'intégration et la propagation efficace de la photoluminescence sont présentées dans des structures guidantes SU8 dopées par des clusters, à l'échelle micronique et submicronique. Ces structures sont prometteuses pour la réalisation bas coût de sources intégrées pour la photonique intégrée.

RÉFÉRENCES

-
- [1] H. Ma, A.K.-Y. Jen and L.R. Dalton, Adv. Mat. 14, 1339 "Polymer-Based Optical Waveguides: Materials, Processing, and Devices" (2002)
 - [2] C.S. Burke, L. Polerecky and B.D. MacCraith, Meas. Sci. Technol. 15, 1140 « Design and fabrication of enhanced polymer waveguide platforms for absorption-based optical chemical sensors » (2004)
 - [3] C. Grivas and M. Pollnau, Laser Phot. Rev. 6, 419 « Organic solid-state integrated amplifiers and lasers » (2012)
 - [4] Y. Molard, C. Labbé, J. Cardin and S. Cordier, Adv. Funct. Mat. 23, 4821 « Sensitization of Er³⁺ infrared photoluminescence embedded in a hybrid Organic-Inorganic copolymer containing octahedral molybdenum clusters » (2013).
 - [5] J. Bigeon, N. Huby, J.L. Duvail, B. Bêche, Nanoscale 6, 5309-5314 « Injection and waveguiding properties in SU8 nanotubes for subwavelength regime propagation and nanophotonics integration » (2014)

GUIDES D'ONDE RUBAN EN POLYDIMETHYLSILOXANE (PDMS) A LARGE GAMME SPECTRALE POUR DES APPLICATIONS EN PHOTONIQUE INTEGREE

Céline Gouldieff¹, Nolwenn Huby¹, Bruno Bêche^{1,2}

¹ Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251, Université Rennes 1, 35042 Rennes, France

² Institut Universitaire de France IUF, Paris, France

celine.gouldieff@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

La réalisation et la caractérisation de guides d'onde ruban constitués du même matériau polymère à la fois pour le cœur et pour la gaine sont présentées. Ces structures guidantes sont fabriquées à partir de polydiméthylsiloxane (PDMS), qui a été retenu pour sa très bonne transparence sur une large gamme spectrale, notamment aux courtes longueurs d'onde (jusqu'à 240 nm) et pour son processus de mise en forme par lithographie douce, méthode simple et bas coût. De premiers tests d'injection optique ont montré que le guidage était effectif dans le visible à 635 nm et à 447 nm et les pertes optiques ont été estimées à quelques dB.cm⁻¹ à 635 nm et à une dizaine de dB.cm⁻¹ à 447 nm.

MOTS-CLEFS : lithographie douce ; PDMS ; guide d'onde ruban ; large gamme spectrale en transparence

1. INTRODUCTION

L'intérêt des matériaux polymères réside dans la diversité de leurs caractéristiques physico-chimiques (indice de réfraction, viscosité, transparence, capacité à être fonctionnalisés en surface...) et des procédés de mise en forme associés [1]. Ils sont ainsi devenus incontournables dans de nombreux domaines tels que le stockage de l'alimentaire en film planaire, les télécommunications optiques en fibre ou composants intégrés, la microfluidique sur puce intégrée, et les senseurs en métrologie fine. Les développements de puces de photonique intégrée en matériaux organiques ont eu lieu jusqu'à présent majoritairement dans l'infrarouge (980 nm, 1550nm) et dans le visible (635-795 nm). Cependant, le besoin de réaliser des puces capables de guider la lumière aux courtes longueurs d'onde (c'est-à-dire en dessous de 500 nm) est réel, notamment pour des applications biomédicales, et il existe actuellement peu de développements du fait du manque de matériaux candidats aux courtes longueurs d'onde.

Pour réaliser des structures guidant la lumière de l'ultraviolet jusqu'au proche infrarouge, il convient d'identifier les matériaux les plus transparents sur cette gamme spectrale. Si très peu de polymères répondent à cette contrainte, le PDMS est particulièrement intéressant à plusieurs titres : il présente une coupure à 240 nm [2], est biocompatible, et peut être mis en forme par moulage, par lithographie douce [3] ou par photolithographie en UV profonds de manière directe après durcissement [4] ou en phase liquide avec ajout de photoinitiateur [5]. C'est un polymère thermodurcissant qui présente l'avantage d'être simple d'utilisation : il est composé de deux éléments, une base et un agent durcissant, traditionnellement mélangés en ratio (10:1). Pour la réalisation de guides d'onde optiques entièrement en PDMS, il est nécessaire d'introduire une différence d'indice suffisante entre le cœur et les gaines. Il existe plusieurs stratégies pour introduire cette différence d'indice : insoler le PDMS dans l'UV (254 nm et 185 nm) [4], utiliser deux PDMS différents dont celui de plus haut indice pour le cœur [6] ou bien jouer sur les températures et les temps de recuit [7] ou sur le ratio base / agent durcissant [8]. C'est cette dernière stratégie, retenue pour la fabrication de guides ruban de PDMS sur gaine de PDMS, qui est présentée ici.

2. REALISATION DES GUIDES

Le procédé utilisé pour l'obtention de guides d'onde ruban tout en PDMS est la lithographie douce. Il s'agit tout d'abord de réaliser par photolithographie en UV profonds (248 nm) sur wafer de silicium la structure à répliquer. La résine utilisée est l'UV210 [9], résine photosensible positive, qui permet d'obtenir un moule dont les structures à répliquer mesurent $1\ \mu\text{m}$ d'épaisseur environ, et des tailles variant de 1 à $100\ \mu\text{m}$.

Le cœur des guides est constitué de PDMS en ratio base / agent durcissant (5:1), qui est tout d'abord dégazé puis déposé par tournette sur les structures d'UV210. L'ensemble est cuit à l'étuve à 65°C et refroidi à température ambiante. La gaine de PDMS est alors préparée par mixture de PDMS en ratio base / agent durcissant (20:1). Le mélange est dégazé puis coulé en masse sur la puce contenant le cœur. L'ensemble est laissé à température ambiante jusqu'à durcissement de la gaine. Il suffit ensuite de démouler l'ensemble (cœur+gaine) de PDMS des structures d'UV210 pour obtenir la puce finale tout en PDMS (Fig. 1). La différence d'indice de réfraction obtenue est de l'ordre de 7.10^{-3} à $635\ \text{nm}$ d'après [8].

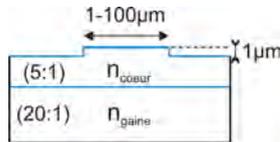


Fig. 1 : Schéma de la structure des guides ruban tout PDMS obtenus par lithographie douce.

3. RESULTATS

Des tests d'injection optique à $635\ \text{nm}$ et à $447\ \text{nm}$ dans les structures de PDMS obtenues ont prouvé que le guidage avait lieu de façon efficace en présentant un bon confinement optique. Des images des modes guidés pour des guides ruban de $50\ \mu\text{m}$ et $20\ \mu\text{m}$ de large sont présentées en Fig. 2.

Une estimation des pertes optiques pour des guides de $100\ \mu\text{m}$, $50\ \mu\text{m}$ et $20\ \mu\text{m}$ a été réalisée par méthode dite du 'cut-back' en mesurant la puissance en sortie des guides pour différentes longueurs de guides. Pour une meilleure statistique des résultats, l'étude a été menée sur plusieurs guides de chaque taille. Les pertes optiques ont ainsi été évaluées à quelques dB.cm^{-1} à $635\ \text{nm}$ et à une dizaine de dB.cm^{-1} à $447\ \text{nm}$.

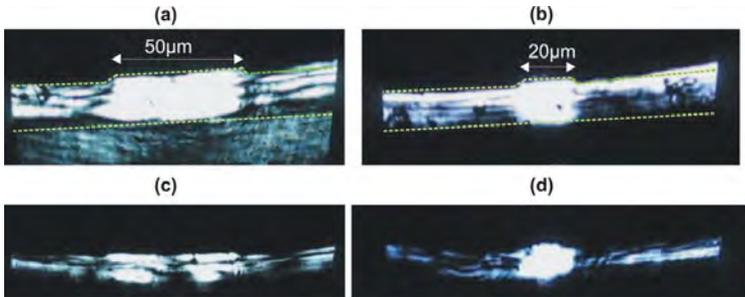


Fig. 2 : Images de section des modes guidés à $635\ \text{nm}$ en sortie de guides de largeurs respectives $50\ \mu\text{m}$ (a) et $20\ \mu\text{m}$ (b) puis à $447\ \text{nm}$ pour des guides de $50\ \mu\text{m}$ (c) et $20\ \mu\text{m}$ (d).

Des telles structures constituées d'un matériau unique présentent l'avantage d'éliminer les problèmes éventuels de manque d'adhésion entre les couches successives, ce qui constitue un atout pour des applications de photonique intégrée où les structures complexes mises en jeu sont souvent multicouches. De plus, une différence d'indice faible entre cœur et gaine favorise le guidage dans le cœur du guide (indice effectif des modes guidés plus élevés).

CONCLUSION

Des guides ruban de PDMS ont été fabriqués par lithographie douce, méthode robuste et bas coût. La différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine de la structure a été obtenue en contrôlant les différents ratios base / agent durcissant. Les guides d'onde résultant guident la lumière en présentant un bon confinement aux longueurs d'onde 635 nm et à 447 nm, et les pertes optiques associées ont été estimées proches de quelques dB.cm^{-1} à 635 nm et d'une dizaine de dB.cm^{-1} à 447 nm.

RÉFÉRENCES

- [1] H. Ma, A. K. Y. Jen and L. R. Dalton, "Polymer-Based Optical Waveguides: Materials, Processing and Devices", Vol. 14, pp. 1339-1365, 2002.
- [2] J. C. McDonald and G. M. Whitesides, "Poly(dimethylsiloxane) as a material for fabricating microfluidic devices", Accounts of Chemical Research, Vol. 35, pp. 491-499, 2002.
- [3] Y. Xia and G. M. Whitesides, "Soft lithography", Annual Review of Materials Science, Vol. 28, pp.153-184, 1998.
- [4] S. Valouch, H. Sieber, S. Kettlitz, C. Eschenbaum, U. Hollenbach and U. Lemmer, "Direct fabrication of PDMS waveguides via low-cost DUV irradiation for optical sensing", Optics Express, Vol. 20, pp. 28855-28861, 2012.
- [5] D. P. J. Cotton, A. Popel, I. M. Graz and S. P. Lacour, "Photopatterning the mechanical properties of polydimethylsiloxane films", Journal of Applied Physics, Vol. 109, pp. 0549051-0549056, 2011.
- [6] S. M. Azmayesh-Fard, E. Flaim and J. N. McMullin, "PDMS biochips with integrated waveguides", Journal of Micromechanics and Microengineering, Vol. 20, pp.1-5, 2010.
- [7] D. A. Chang-Yen, R. K. Eich and B. K. Gale, "A Monolithic PDMS Waveguide System Fabricated Using Soft-lithography Techniques", Journal of Lightwave Technology, Vol. 23, pp. 2088-2093, 2005.
- [8] Z. Cai, W. Qiu, G. Shao and W. Wang, "A new fabrication method for all-PDMS waveguides", Sensors and Actuators A, Vol. 204, pp. 44-47, 2013.
- [9] http://www.microresist.de/produkte/room_haas/pdf/UV210_Positive_DUV_Serie.pdf

LASER A 975 NM DE FORTE PUISSANCE ET STABILISE EN LONGUEUR D'ONDE

R. Mostallino¹, M. Garcia¹, Y. Deshayes², A. Larrue¹, Y. Robert¹, E. Vinet¹, O. Parillaud¹, M. Krakowski¹, L. Bechou².

¹ III-V Laboratoire, 1 avenue Augustin Fresnel 91767 Palaiseau, France

²IMS Laboratoire, Université de Bordeaux I, 351 Cours de la libération, 33405 Talence, France.

roberto.mostallino@3-5lab.fr

RÉSUMÉ

Le travail s'inscrit dans le cadre du projet LAFIP-SOMUST (**Laser à Fibre Pulsé à base de Source semi-conductrice Multimode Stabilisée en Longueur d'onde**), financé par la DGA. Dans ce contexte III-V lab s'occupe de développer des lasers de pompe à contre rétraction répartie (DFB) fiables avec une puissance optique >10W, un rendement à la prise élevé, une émission spectrale stabilisée en longueur d'onde et une faible largeur spectrale. Afin de déterminer ces performances des caractérisations électro-optiques sont réalisées. Les modèles extraits permettent de relier ces différentes performances à la structure du laser. Un des points critiques d'un dispositif laser de puissance optique > 10W réside dans le management thermique. La compréhension de ces phénomènes seront donc mis en lumière par des simulations thermiques. Les résultats de caractérisation électro-optique des lasers réalisés seront aussi présentés.

1. INTRODUCTION

À l'heure actuelle, il n'existe pas de filière nationale pour les lasers de pompe à haute puissance émettant à 975nm. Le but du projet est la création (au niveau national) d'une filière industrielle de fabrication des sources laser, donnant une certaine indépendance par rapport aux acteurs internationaux. Il s'agit de développer un nouveau type de laser à fibre Er/Yb impulsif à 1.55µm, pompés par des diodes laser de puissance à fort rendement à la prise, émettant à 975nm, avec une émission spectrale affinée et stabilisée.

Le laser forte puissance sur substrat GaAs est utilisé pour le pompage de laser à fibre et ce dernier a plusieurs applications : la télémétrie, le guidage de drone ou détection d'obstacle, le développement du système des contre-mesures optroniques. Ce type de laser de pompe est le plus utilisé à cause du haut niveau de conversion de puissance électrique en puissance optique.

La structure laser a été développée par le laboratoire [1]. Elle diffère de la plupart des lasers commerciaux par l'utilisation de matériaux sans aluminium dans la zone active (c.f. figure 1).

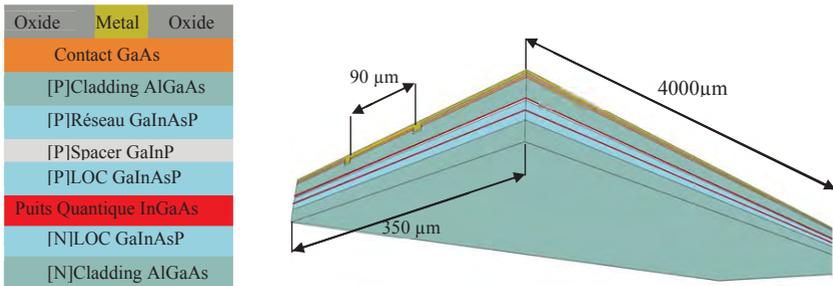


Fig. 1 : Structure épitaxiale de laser DFB 975nm et détails des couches. La structure se différencie par l'absence d'aluminium dans la zone active. Dans la figure n'apparaît pas le substrat GaAs.

2. RESULTAT LASER DFB

Des lasers, de 90 μ m de largeur de guide et de longueur de cavité de 0,2, 0,3, et 0,4 cm, ont été fabriqués pour comparer la puissance et le rendement à la prise. Les lasers ont été traités HR/AR, avec des réflectivités respectives de 90% et 1%. La figure 2 présente les résultats.

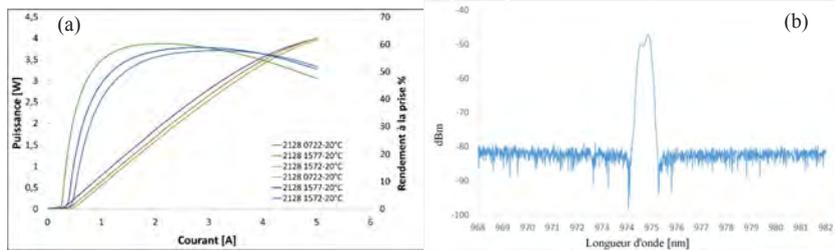


Fig. 2 : (a)Caractéristiques Puissance(I) et Rendement à la prise pour la même structure épitaxiale et avec différentes longueurs de cavité. (b)Spectre optique de laser DFB à 975nm. SMSR >45dB et largeur spectrale <1nm.

Longueur [mm]	Courant de seuil [A]	Rendement différentiel externe [W/A]	Rs[m Ω]
2	0.261	1.08	79.9
3	0.409	1.06	60.7
4	0.480	1.04	58.8

Les mesures ont été faites à température régulée de 20°C et en courant continu. Les lasers ont une résistance série qui vaut 80m Ω pour le 2mm et 58m Ω pour le 4mm. Les lasers montrent une saturation thermique, mise en évidence sur les courbes de rendement à la prise. Notre hypothèse est que la saturation thermique peut-être liée à la gravure profonde, l'utilisation de SiO₂ comme isolant et un vide entre l'or électrolytique et le laser. En matière de performances obtenues, les résultats sont comparables à ceux obtenus par le Ferdinand-Braun-Institut [2]. Seul le problème de saturation thermique doit être clairement identifié et résolu pour mieux comparer les performances obtenues. En ce qui concerne le comportement spectral, seuls les lasers de 4mm ont montré un bon filtrage spectral, avec un SMSR >45dB et une largeur spectrale inférieure à 1nm. Cela est lié à une valeur de facteur de couplage du réseau et de l'onde proportionnelle à la longueur de cavité. La mesure a été faite à un courant de polarisation de 5A et à une température fixée à 60°C.

Les paramètres internes extraits pour le laser Fabry Pérot (F-P) sont présentés sur la figure 3.

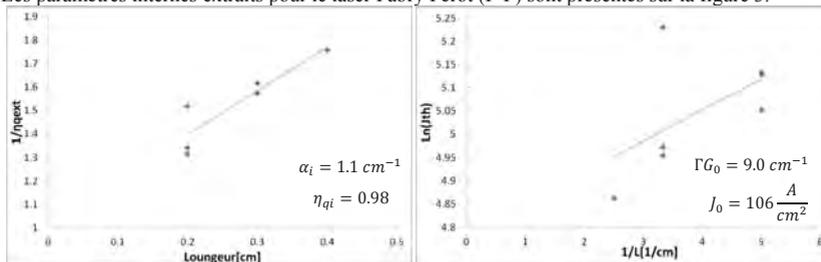


Fig. 3 : Extraction des paramètres internes.

3. ETUDE DE LA THERMIQUE

A partir de paragraphe précédent on peut déduire qu'une étude de management thermique par simulation numérique FEM est nécessaire. Pour comprendre et anticiper les effets thermiques dans la structure laser, un outil de simulation, utilisant la plateforme COMSOL a été développé. Les résultats en 2D sont montrés en figure 4. Les évolutions théorique et simulée de la température pour un laser de 0.2cm de longueur (a) et une capture d'écran du résultat de simulation sont présentées ci-dessous. Les prochains travaux adresseront l'élimination de la saturation thermique et l'amélioration de la simulation thermique (passage en 3D), permettant d'anticiper les effets thermiques à très fort courant.

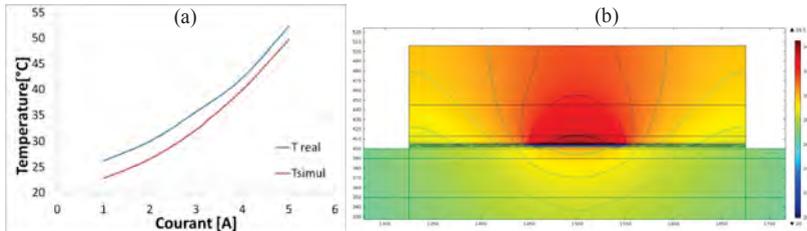


Fig. 4 : (a)Température réel et simulée pour an laser, les températures sont exprimées en degré Celsius. (b)Résultat de simulation, la zone chaude est le guide laser au centre. Les lignes bleues représentent les isothermes.

4. CONCLUSION

Nous avons démontré la faisabilité de diode laser avec une faible densité de courant de seuil, un rendement différentiel externe élevé (grâce à des faibles pertes internes) et un filtrage spectral effectif. Les lasers présentent actuellement un problème de saturation thermique, qui va être prochainement résolu.

Nous avons mis en place une modélisation thermique prenant en compte la structure laser et son dissipateur thermique. La simulation thermique montre un bon accord avec les résultats expérimentaux.

REFERENCES

- [1] N.Michel, M.Calligaro, M. Lecomte, O. Parillaud, M.Krakowski, "High wall-plug efficiency diode lasers with an Al free active region at 975nm", Photonics West conference, San Jose, 24-29 January 2009, paper 7198-53
- [2] C.M. Schultz, P. Crump, H. Wenzel, O. Brox, A. Maaßdorf, G. Erbert and G. Trankle "11W broad area 976 nm DFB lasers with 58% power conversion efficiency", Electronics Letters 15th April 2010 Vol. 46 No. 8

REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient la DGA pour le financement du projet LAFIP-SOMUST

DEVELOPPEMENT DE CIRCUITS OPTIQUES INTEGRES A PARTIR DE MATERIAUX SPECIFIQUES

Jonathan Lemaitre¹, Loïc Bodiou¹, Enguerran Delcourt¹, Pauline Girault¹, Aldo Gutierrez¹, Mohammed Guendouz¹, Luiz Poffo¹, Isabelle Hardy¹, Nathalie Lorrain¹, Joël Charrier¹, Emeline Baudet³, Virginie Nazabal³, Sylvain Achelle³, Maud Guézo¹, Thomas Batté¹, Hervé Folliot¹

¹ UMR FOTON, CNRS, F22305 Lannion, France

² Institut Mines Telecom, Telecom Bretagne, F-29238 Brest, France

³ CNRS UMR 6226 ISCR, Université de Rennes 1, 22302 Rennes, France

joel.charrier@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Dans cet article, les activités récentes du groupe Optique Guidée et Capteurs du laboratoire Foton en technologie pour l'optique intégrée sont résumées. Les travaux portent sur le développement de plateformes optiques à base de matériaux spécifiques tels que les polymères, les matériaux poreux et les verres de chalcogénures pour démontrer des applications de traitement du signal optique ou de capteurs dans les domaines sociétaux de la communication, de la santé et de l'environnement. Ces circuits intégrés sont utilisés sur une gamme de longueurs d'onde allant du proche au moyen infra-rouge (MIR).

MOTS-CLEFS : circuits optiques intégrés, polymères, silicium poreux, verres de chalcogénures.

1. INTRODUCTION

Le développement de l'optique intégrée est aujourd'hui un enjeu important dans de nombreux domaines d'application concernant des problèmes sociétaux tels que les communications, l'environnement et la santé. Différentes plateformes optiques sont développées à partir des technologies issues de la microélectronique telles que les plateformes SOI dans le proche infrarouge ou à base de nitrure de silicium dans le domaine du visible et du proche infrarouge [1, 2]. Notre laboratoire réalise des dispositifs optiques intégrés à base de matériaux spécifiques que sont les polymères, les matériaux poreux (silicium poreux et silice poreuse) et les verres de chalcogénures. Les structures développées favorisent une interaction importante de la lumière propagée avec des matériaux possédant des propriétés particulières de luminescence ou d'optique non linéaire ou avec des molécules que l'on veut détecter. Les structures sont notamment des microrésonateurs en anneau couplés à des guides droits ou courbes dans la perspective d'utiliser ces dispositifs par exemple en tant que transducteur dans des architectures plus originales. La grande diversité des matériaux à notre disposition permet de travailler dans un intervalle de longueurs d'onde allant du visible jusqu'au moyen infra-rouge. L'intérêt de travailler dans le MIR est que les phénomènes d'absorption observés dans cette gamme de 2 à 12 μm sont dus principalement aux vibrations de molécules, en particulier les molécules bio-chimiques que nous cherchons à détecter.

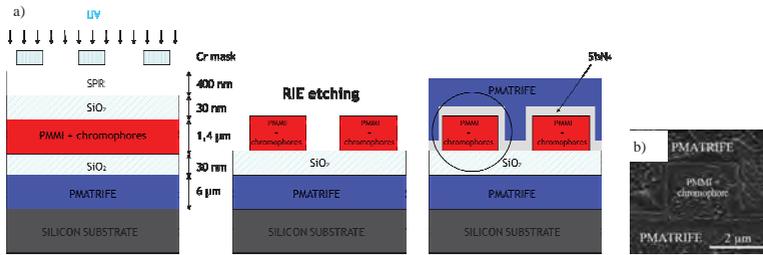


Fig. 1 : (a) Représentation schématique du procédé technologique utilisé pour la fabrication de guides polymère dopés par des chromophores, (b) Vue de profil obtenue par MEB d'un guide en polymère dopé par des chromophores.

2. DEVELOPPEMENT DE DIFFERENTES PLATEFORMES OPTIQUES

Des guides à base de polymères spécifiques ont été fabriqués en introduisant dans ces polymères soit des chromophores ayant des propriétés optiques non linéaires pour des applications de traitement de signal tout optique soit des nanotubes de carbone (NTC) ayant des propriétés supplémentaires de luminescence [3]. L'originalité de ces plateformes est l'incorporation de ces chromophores ou de ces NTC dans le cœur du guide permettant un recouvrement important onde/matière. Ces guides sont obtenus par des étapes de photolithographie et de gravure comme illustrées sur la Figure 1. Des outils de simulation du mode optique propagé sont développés pour dimensionner la plateforme guidante pour la rendre monomodale (Fig. 2). Les guides d'onde sont ensuite caractérisés optiquement afin d'exploiter leur propriétés particulières notamment de luminescence dans le cas des NTC (Fig. 2-e).

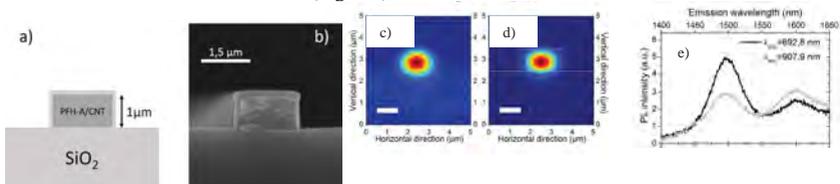


Fig. 2 : (a) et (b) Représentation schématique et vue obtenue par MEB de la section d'un guide en polymère dopé par des nanotubes de carbone, (c) et (d) Champ proche du mode guidé obtenu respectivement par simulation et par caractérisation optique, (e) Spectre de luminescence guidée d'un guide polymère contenant des nanotubes de carbone pour différentes longueurs d'onde d'excitation.

Des plateformes en polymère sont également développées pour élaborer des microrésonateurs en anneau dédiés à des applications de détection dans le proche infra-rouge [4]. Afin d'obtenir des capteurs intégrés ultra-sensibles on augmente l'interaction onde-matière dans la structure résonante, en réalisant des microrésonateurs en matériaux poreux (figure 3) [5]. L'objectif final est de gagner près d'un ordre de grandeur sur la sensibilité par rapport à l'état de l'art en développant une nouvelle technologie hybride silicium poreux/polymères.

Enfin, une autre plateforme optique est développée en verres de chalcogénure pour leurs propriétés non linéaires à 1550 nm et pour leur transparence dans le moyen infra-rouge (MIR) pour des applications capteurs dont le principe repose sur la détection, par onde évanescente, de molécules ayant des bandes d'absorption dans le MIR.

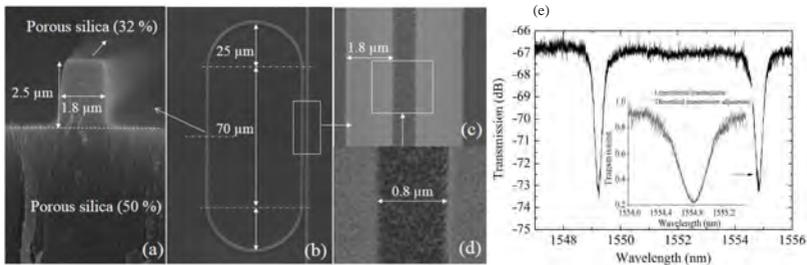


Fig. 3 : (a) Image obtenue par MEB de la section d'un guide en silice poreuse, (b), (c) et (d) vues de dessus obtenues par MEB à différents grossissements d'un microrésonateur en hippodrome en silice poreuse, (e) Spectre de transmission du microrésonateur en silice poreuse.

Les verres de chalcogénure semblent particulièrement appropriés pour cette application de capteur optique. En effet, ils présentent un large domaine de transparence (2-15 μm pour les verres de sélénium) et des indices de réfraction élevés (entre 2 et 3) selon leur composition. Ces matériaux permettent donc d'envisager la fabrication de composants optiques intégrés à fort contraste d'indices dont certains exemples sont représentés sur la figure 4.

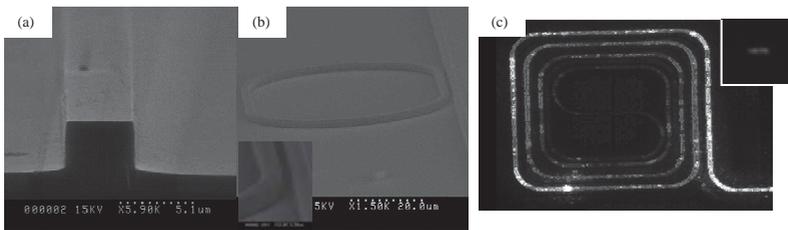


Fig. 4 : (a) Vue de profil obtenue par MEB d'un guide en verres de chalcogénure, (b) et (c) vues de dessus d'un microrésonateur en hippodrome et d'un guide en spirale en verres de chalcogénure.

CONCLUSION

L'ensemble de ces travaux ouvre des voies nouvelles pour le développement de circuits optiques dans des domaines sociétaux de la communication, de la santé et de l'environnement notamment par la mise en œuvre de fonctions optiques ou de transducteurs exploitant les propriétés de volume et un taux de recouvrement important entre la lumière guidée et les molécules cibles.

RÉFÉRENCES

- [1] Editorial. Simply Silicon, Nat. Photonics, vol 4, 491, 2010
- [2] G.T. Reed. Silicon Photonics the state of the art, Wiley Chichester, 2008
- [3] L. Bodiou et al., "Guided photoluminescence from integrated carbon nanotubes-based optical waveguides", soumis à Advanced Materials.
- [4] P. Girault et al., Journal of applied physics, Journal of Applied Physics, 117, 104504, 2015
- [5] P. Girault et al., "Porous silicon integrated ridge waveguides for racetrack micro resonator implementation", soumis à Journal of Applied Physics

COMPARAISON DE GUIDES D'ONDE GaAs À FAIBLES PERTES OPTIMISÉS POUR UN COUPLAGE FIBRÉ À 2 MICRONS

Sophie Roux¹, Michel Garcia², Michel Lecomte², 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

Nous comparons ici deux structures de guides d'onde en GaAs différentes du point de vue des pertes, mais également de la taille et de la forme du mode. La mesure des pertes en transmission par effet Fabry-Perot révèle des pertes inférieures au dB/cm à la longueur d'onde de 2 μm en polarisation TE. Le couplage fibre-guide obtenu atteint -0,2 dB.

MOTS-CLEFS : Guides d'onde ; 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 des guides dits de référence, sans alternance d'orientation cristalline, à la longueur d'onde de la pompe et des signaux générés, peuvent le garantir. Nous avons mené une étude afin de comparer deux structures de guides d'onde.

2. DESCRIPTION DES ÉCHANTILLONS COMPARÉS

Nous considérons deux structures épaisses de guides d'onde, présentées sur la figure 1. Ces structures visent à guider un mode optimisé pour un pompage par laser à fibre à 2 μm et à minimiser les pertes. Pour agir sur la taille du mode et sur les pertes, nous considérons deux structures avec des contrastes d'indice Δn , entre la gaine supérieure et le cœur, différents. Des défauts de tailles égales engendreront plus de pertes dans un guide à fort contraste d'indice. Dans le cas du guide ruban $\Delta n=2,34$, tandis que dans le cas du ruban enterré dans 5 μm de $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ $\Delta n=0,26$.

Pour tester le caractère monomode à 2 μm , nous avons réalisé différentes largeurs de ruban sur chacun des échantillons.

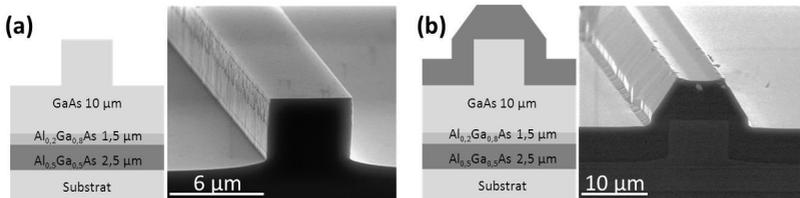


Fig. 1 : Schémas (composition et épaisseurs) et images MEB (a) d'un guide d'onde en GaAs de type ruban de largeur 5 μm (b) d'un guide d'onde en GaAs de type ruban de largeur 8 μm enterré dans $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$.

Les échantillons ont été réalisés simultanément en épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOVPE) avec une épaisseur totale comprise entre 14 et 19 μm . Afin de limiter les pertes par absorption dans le substrat de GaAs, une couche tampon de bas indice en $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ est épitaxiée. Dans tous les cas, la technologie de fabrication utilisée pour graver le ruban de 5 μm de profondeur est la gravure sèche chlorée par plasma à couplage inductif (ICP). Les structures ne diffèrent donc que par une reprise d'épitaxie en MOVPE pour recouvrir le ruban dans le deuxième cas.

3. COMPARAISON DES PERTES MESURÉES PAR MÉTHODE FABRY-PEROT

Les pertes à la propagation sont mesurées à l'aide d'une diode laser DFB à 2 μm fibrée et en polarisation TE. En modulant en courant la diode laser, la longueur d'onde du faisceau incident varie, et la cavité d'environ 12 mm formée par les facettes clivées de l'échantillon agit comme une cavité Fabry-Perot. Apparaissent alors des franges dans l'intensité du faisceau transmis, qui est mesurée à l'aide d'une photodiode PIN en InGaAs. A partir du contraste de ces franges et du coefficient de réflexion de Fresnel, on extrait la valeur des pertes linéiques à la propagation dans notre guide.

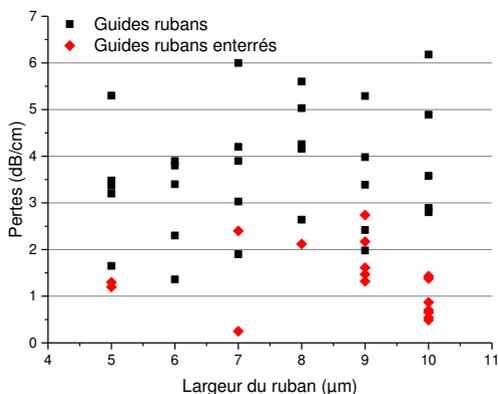


Fig. 2 : Comparaison des résultats de mesures de pertes par méthode Fabry-Perot dans les deux structures considérées.

La figure 2 montre que les pertes obtenues avec la structure de guides rubans enterrés sont globalement plus faibles, atteignant même moins de 1 dB/cm pour des rubans de 10 μm de large. Les pertes mesurées sont donc inférieures à celles citées dans [1]. Pour les faibles largeurs de ruban, cette structure enterrée devient multimode dans la direction verticale, ne permettant pas de réaliser des mesures de pertes, si l'on ne parvient pas à s'injecter dans un seul mode, c'est pourquoi beaucoup moins de guides ont pu être mesurés. Ce caractère multimode n'apparaît pas dans nos modélisations, et on l'attribue à l'inhomogénéité de la fraction d'aluminium dans la couche qui recouvre le ruban. Les valeurs mesurées dans le cas du ruban enterré sont moins dispersées, l'échantillon semble donc être plus homogène. Le fait de recouvrir le ruban permet ainsi de réduire et de lisser l'influence des défauts ponctuels.

4. COMPARAISON DE LA TAILLE ET DE LA FORME DES MODES GUIDÉS

Pour optimiser le couplage avec un laser fibré et pouvoir injecter de la puissance sans être limité par le seuil de dommage du matériau, les modes guidés doivent avoir un grand diamètre et être le plus circulaires possible. En optimisant les épaisseurs des couches et la profondeur de la gravure, on obtient les tailles de mode présentées sur la figure 3.

Les valeurs mesurées sont assez proches de celles obtenues par modélisation (FIMMWAVE) dans la structure ruban, tandis qu'elles sont supérieures aux valeurs théoriques dans la structure enterrée. L'écart aux modélisations dans le cas de la structure enterrée incombe certainement à des variations dans l'incorporation de l'aluminium à l'intérieur de la couche de recouvrement du ruban. Ces variations sont en cours de modélisation.

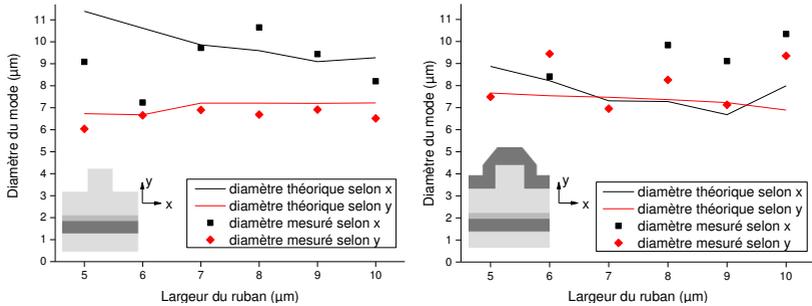


Fig. 3 : Comparaison de la taille des modes guidés avec leurs diamètres à $1/e^2$ théoriques et mesurés dans chaque dimension et dans les deux types de structures.

On remarque de plus que les modes de la structure ruban sont moins circulaires que ceux de la structure enterrée. En effet ils sont, dans le premier cas, beaucoup plus confinés suivant la direction verticale y . L'aire du mode varie entre 37 et 55 μm^2 dans la première structure et entre 51 et 75 μm^2 dans la deuxième.

Les mesures de la taille du mode nous permettent de remonter à des valeurs de couplage théorique entre la fibre à maintien de polarisation à 2 μm utilisée et le mode guidé [2]. On peut alors comparer ces valeurs avec des valeurs de couplage mesurées directement à partir de la puissance en sortie de guide. Les résultats sont présentés dans le tableau 1 en donnant à chaque fois une valeur minimale et maximale qui correspond à des guides de largeurs différentes. La meilleure valeur de couplage est obtenue, par le calcul comme par la mesure, pour les guides rubans enterrés.

Tab. 1 : Valeurs de couplage en dB obtenues par le calcul et par la mesure pour chaque structure.

		Guides rubans	Guides rubans enterrés
Couplage calculé	Min	-2,3 dB	-0,2 dB
	Max	-0,5 dB	-0,1 dB
Couplage mesuré	Min	-1,6 dB	-1,6 dB
	Max	-0,6 dB	-0,2 dB

CONCLUSION

Les mesures réalisées montrent l'avantage de la structure enterrée pour minimiser les pertes et lisser les défauts, ainsi que pour rendre le mode plus circulaire et donc augmenter le couplage fibre-guide. Cela laisse entrevoir des perspectives prometteuses de résultats en optique non linéaire. Il reste maintenant à vérifier ces résultats dans des guides OP-GaAs.

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] H. Inoue, K. Hiruma, K. Ishida, T. Asai, and H. Matsumura, "Low loss GaAs Optical Waveguides," *IEEE Transactions on electron devices*, vol. 32, no. 12, pp. 2662–2668, 1985.

ANALYSE DE LA MODULATION DIRECTE A TRAVERS UN AMPLIFICATEUR OPTIQUE A SEMI-CONDUCTEURS EN PRESENCE D'UN FILTRAGE OPTIQUE ADAPTE

T. Engel¹, Z. V. Rizou², P. Morel¹, K. E. Zoïros²

¹ Ecole Nationale d'Ingénieurs de Brest(ENIB), UEB, Lab-STICC UMR CNRS (6285), CS 73862, 29238 Brest Cedex 3, France

² Department of Electrical and Computer Engineering, Democritus University of Thrace, 67 100 Xanthi, Greece

tengel@enib.fr, morel@enib.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons ici l'influence de la position en longueur d'onde d'un signal modulé en intensité par rapport à la fonction de transfert d'un filtre optique à boucle biréfringente. En exploitant correctement les propriétés d'un tel filtre, notamment sa pente, il est possible de corriger les distorsions d'amplitudes d'un amplificateur optique à semi-conducteurs dont le courant est directement modulé afin de générer le signal modulé en intensité. Une forte pente négative en fonction de la longueur d'onde permet une meilleure remise en forme des signaux modulés. Par ailleurs, la variation de fréquence instantanée reste inchangée.

MOTS-CLEFS : *amplificateur optique à semi-conducteurs, filtre à boucle biréfringente, fréquence instantanée, distorsions d'amplitudes*

1. INTRODUCTION

De nos jours les amplificateurs à semi-conducteurs (SOA) sont des composants à fort attrait car potentiellement candidats à une utilisation dans les réseaux optiques. Ils sont compacts, facilement intégrables, peu onéreux et faibles consommateurs d'énergie. Cependant leur faible bande passante électrique en modulation directe située autour de 1 GHz [1] ne permet pas de les utiliser comme modulateur à des débits très importants dans les réseaux d'accès [2]. Cette limite permet difficilement de monter en débit sans distorsion du signal. Un filtrage optique adapté permet une remise en forme des fronts montants et descendants afin de gagner en débit de modulation [3]. Nous utilisons dans cette étude un filtre à boucle biréfringente (BFL) afin de compenser les distorsions introduites par la modulation directe d'un SOA. Ce dernier présente l'avantage d'être facilement reconfigurable. La section suivante détaille le montage expérimental mis au point. La section 3 détaille les résultats obtenus en termes de remise en forme des signaux et de variation de fréquence instantanée associée.

2. MONTAGE EXPERIMENTAL

Le montage expérimental utilisé est présenté sur la figure 1, il est issu d'une expérimentation existante [3] et adapté pour réaliser des mesures de variations de fréquence instantanée. Le signal optique, de longueur d'onde λ_{data} valant ici 1540 nm, est issu d'un laser continu accordable d'un analyseur de modulation (OMA, Agilent N4391A). Ce signal, après être contrôlé en puissance et en polarisation, est injecté dans un SOA de bande passante électrique 950 MHz [3]. Le courant de polarisation moyen injecté dans le SOA est de 250 mA. Ce dernier est modulé par un générateur pseudo-aléatoire à 5 Gb/s créant une variation du courant injecté sur les électrodes du SOA de

± 50 mA. Le signal optique modulé en intensité en sortie du SOA traverse un premier filtre optique (OBPF1, Yenista XTM-50) de largeur 1 nm afin de supprimer l'émission spontanée amplifiée (ASE) du SOA. Ce filtre présente un spectre de transmission plat dans sa bande passante et des pentes de -30 dB /0,1 nm hors bande passante (figure 2a). Nous injectons ensuite le signal dans un fibre à maintien de polarisation (BFL). Un isolateur est nécessaire avant l'OBPF1 car par construction la BFL renvoie une partie du signal vers le SOA. En accord avec le principe de fonctionnement de la BFL [4, 5], une longueur de fibre de 8,5 m avec une biréfringence de $3,3 \times 10^{-4}$ nous permet d'avoir un intervalle spectral libre de 0,85 nm (figure 2b). La BFL présentant une instabilité due à la température [4], elle est stabilisée en la mettant dans un coffret minimisant les variations de températures et les flux d'air. En sortie, le signal est aiguillé soit sur un analyseur de spectre (OSA) afin de régler la position du signal laser par rapport au filtre, soit sur un coupleur 50/50. Il est alors possible de visualiser les variations de puissance optique via une photodiode (PIN) et les variations de fréquence instantanée (*chirp*) sur l'OMA. Il est nécessaire de placer un contrôleur de polarisation à son entrée car il réalise une détection cohérente. Un amplificateur à fibre dopée Erbium est également nécessaire pour pallier à la sensibilité limitée de l'OMA.

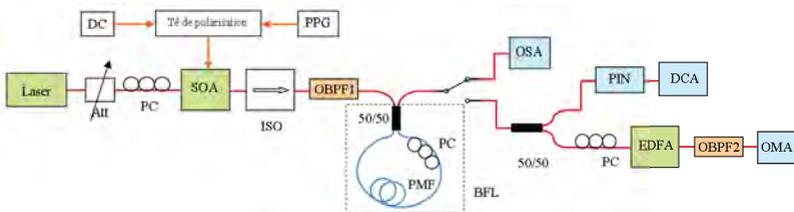


Fig. 1 : Montage expérimental. Att : Atténuateur ; PC : Contrôleur de polarisation ; SOA : Amplificateur à semi-conducteurs ; DC : Source de courant continu ; PPG : Générateur pseudo-aléatoire ; ISO : Isolateur ; OBPF1 : Filtre optique Yenista XTM-50 ; OBPF2 : Jds fitel TB1570 ; PFM : Fibre à maintien de polarisation ; OSA : Analyseur de spectre optique ; PIN : Photodiode ; DCA : Oscilloscope ; EDFA : Amplificateur à fibre dopée Erbium ; OMA : Analyseur de modulation optique Agilent N4391A

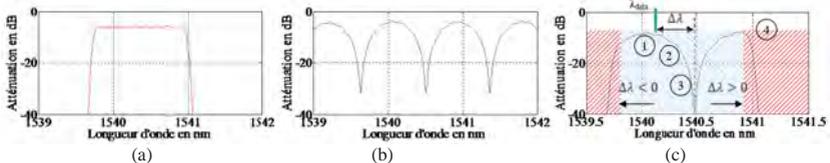


Fig. 2 : Réponse fréquentielle (a) de l'OBPF1 ; (b) de la BFL ; (c) de l'OBPF1 associé à la BFL (Bleu, zone d'influence de la BFL ; Rouge, zone d'influence de l'OBPF1)

3. RESULTATS

Lorsque le courant d'alimentation du SOA est modulé, la modulation d'intensité s'accompagne d'une variation instantanée de la longueur d'onde de la porteuse provoquée par le couplage phase-amplitude [6]. Pour des débits plus élevés que la bande passante électrique du SOA, les signaux présentent des distorsions d'intensité que le filtrage adapté va pouvoir corriger. Comme le montre la figure 2c, nous faisons varier la longueur d'onde du laser λ_{data} afin de déterminer l'influence du filtrage en fonction de l'écart $\Delta\lambda$ mesuré à partir d'un minimum de transmission de la BFL. Nous définissons quatre positions, trois pour lesquelles l'influence de la BFL est prépondérante, la quatrième pour laquelle c'est l'OBPF1. La figure 3a présente les amplitudes

associées aux différentes positions du signal laser (Fig. 3- a (1) – (4)). Dans la zone d'influence de la BFL (Fig. 3- a (1) – (3)), la remise en forme du signal est plus importante au fur et à mesure que la longueur d'onde se rapproche du minimum de transmission, autrement dit lorsque la pente augmente. Pour la quatrième position (Fig. 3- a-(4)), on remarque que l'OBPF1 introduit un dépassement d'intensité dû à une trop forte pente.

La figure 3b présente la variation de fréquence instantanée pour les différentes positions en longueur d'onde. Cette variation reste cantonnée dans une plage de ± 200 MHz et ne dépend pas de la position. En fait, la traversée des filtres ne s'accompagne pas d'une altération de la fréquence instantanée, mais d'une modification de l'intensité associée à cette fréquence instantanée.

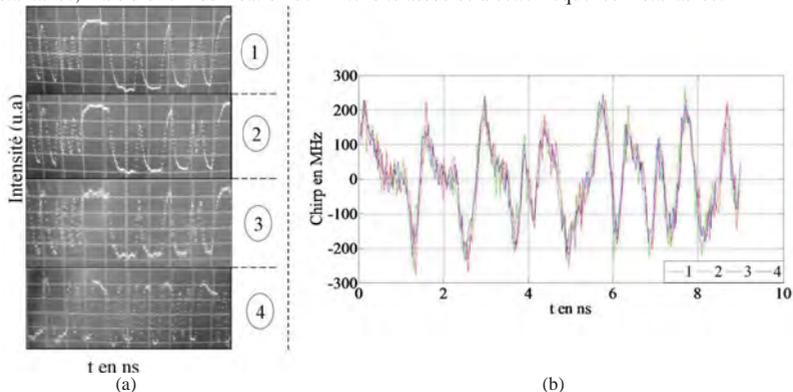


Fig. 3 : Pour les quatre positions identifiées à la figure 2c, (a) : Intensité en fonction du temps (séquence binaire différente pour la position 4). (b) : Variation de la fréquence instantanée

CONCLUSION

Nous avons étudié l'influence de la position en longueur d'onde d'un signal modulé en intensité à travers un SOA par rapport à la fonction de transfert de filtres. Nous montrons que la remise en forme est d'autant meilleure que la pente (négative en fonction de la longueur d'onde) du filtre devient de plus en plus importante et que cette remise en forme ne modifie pas la variation de fréquence instantanée. Nous présenterons une étude plus complète sur le comportement de remise en forme en fonction de la pente (négative et positive) ainsi qu'une étude de la remise en forme et de la variation de fréquence instantanée associée en fonction du débit et également une étude de la bande de la passante du SOA et de la BFL en fonction de la pente. Enfin, une analyse théorique sera menée pour déterminer la pente optimale afin d'obtenir la meilleure remise en forme.

REFERENCES

- [1] Michael J. Connelly, *Semiconductor optical amplifiers*. Springer Science & Business Media, 2002.
- [2] L. G. Kazovsky et al. "Next-generation optical access networks". *Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no 11, p. 3428-3442, 2007.
- [3] K. E.Zoios, et P. Morel, "Enhanced performance of semiconductor optical amplifier at high direct modulation speed with birefringent fiber loop". *AIP Advances*, vol. 4, no 7, pp. 077107-1 -- 077107-7, 2014.
- [4] C. W.Chow, C. S. Wong, et H. K. Tsang, "Reduction of amplitude transients and BER of direct modulation laser using birefringent fiber loop". *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no 3, pp. 693-695, 2005.
- [5] K. E.Zoios, C. O'Riordan, M. J. Connelly, "Semiconductor optical amplifier pattern effect suppression using a birefringent fiber loop". *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, no. 4, pp. 221-223, 2010.
- [6] G. P. Agrawal, N. A. Olsson, "Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, no 11, pp. 2297-2306, 1989.

FIBRES EN VERRES DE CHALCOGENURES DOPES TERRES RARES POUR DES APPLICATIONS DE DETECTION ENVIRONNEMENTALES

Radwan Chahal¹, Florent Starecki¹, Catherine Boussard-Plédel¹, Jean-Louis Doualan², Lionel Quétel³, Karine Michel⁴, Samuel Marre⁵, Sandy Morais⁵, Yves Garrabos⁵, Carmelo Prestipino¹, Alain Moréac⁶, Gregory Tricot⁷, Alain Braud², Patrice Camy², Bruno Bureau¹, Virginie Nazabal¹

¹*Institut des Sciences Chimiques de Rennes, UMR CNRS 6226, Université de Rennes 1, 35042 Rennes, France*

²*Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique CIMAP, UMR CEA CNRS Ensicaen 6252, Université de Caen, 14050 Caen, France*

³*IDIL Fibres Optiques, 22300 Lannion, France*

⁴*Bureau de Recherches Géologiques et Minières BRGM, 45060 Orléans, France*

⁵*Institut de la Chimie et de la Matière Condensée de Bordeaux ICMCB, UPR CNRS 9048, Université de Bordeaux, 33608 Pessac, France*

⁶*Institut de Physique de Rennes, UMR CNRS 6626, Université de Rennes 1, 35042 Rennes, France*

⁷*Unité de Catalyse et de Chimie du Solide UCCS, UMR CNRS 8181, Université de Lille 1, 59655 Villeneuve d'Ascq, France*

radwan.chahal@univ-rennes1.fr

RESUME

Les fibres en verres de sulfures et de séléniures dopés terres rares sont intéressantes pour développer des capteurs optiques afin de détecter des polluants ou pour surveiller le stockage de CO₂ séquestré dans des formations géologiques. Les molécules chimiques présentent des bandes d'absorption dans le moyen infrarouge, ce qui leur permet d'être aisément détectées dans cette gamme de longueur d'onde. Les fibres optiques de verres de chalcogénures dopés terres rares peuvent être utilisées comme des sources de lumière incohérente émettant dans le moyen infrarouge entre 3 et 5 μm. susceptible d'être utilisées dans des capteurs pour la détection du CO₂ ou autres espèces chimiques.

MOTS CLES : *fibres en verres de chalcogénures, capteur optique fibré, émission moyen infrarouge, dysprosium, praséodyme*

1. INTRODUCTION

Pour des raisons environnementales, il est nécessaire de réduire les émissions de CO₂ dans l'atmosphère. Une des solutions envisagées pour réduire ces émissions est de stocker le CO₂ dans des gisements géologiques, notamment dans des puits aquifères [1]. Les sites potentiels de stockage souterrains sont nombreux et souvent de grande capacité. Il devient alors nécessaire d'établir une cartographie des fuites à grande échelle. En cela, un capteur à fibre présente cette capacité de déploiement et d'opération dans des conditions de pression et de température différentes de la surface, fonctionnant de façon continue avec une mesure quasi-instantanée afin de répondre au mieux aux exigences des industriels impliqués dans ce vaste projet qu'est le stockage de CO₂.

2. PROPRIETES DES VERRES DE CHALCOGENURES

Les verres de chalcogénures présentent plusieurs atouts qui font d'eux des candidats idéaux pour ce type d'application. Tout d'abord, ils présentent l'avantage de transmettre dans l'infrarouge [2]. Ainsi, les verres de sulfures sont transparents entre 600nm et près de 11 μ m. Les verres de sélénures ou de tellurures présentent une transmission plus lointaine dans l'infrarouge mais aussi une transmission décalée dans l'infrarouge (à partir de 1 μ m et plus). Du fait de leur transparence dans le visible et l'infrarouge, les verres de sulfures s'avèrent très intéressants pour le pompage d'ions terre rare qui a souvent lieu dans le visible ou le très proche infrarouge (entre 600nm et 1 μ m). De plus, les verres de sulfures présentent un intérêt dans la mise en forme du matériau (sous forme de fibre ou de couche mince) ainsi que dans la capacité à accueillir des terres rares [3]. Une étude du système Ga-Ge-Sb-S a été réalisée afin de déplacer le band gap optique pour améliorer le pompage de la terre rare. Les spectres d'absorption, d'émission, les indices de réfractions, densités, températures de transitions vitreuse de ces matériaux ainsi que des informations sur la structure de la matrice vitreuse ont été obtenus grâce à différentes méthodes de caractérisation telles la spectroscopie de diffusion Raman, la RMN du ^{71}Ga ou encore la spectroscopie EXAFS.

3. DETECTION DE CO₂ DANS LE MOYEN INFRAROUGE

Plusieurs terres rares associées à une matrice vitreuse adéquate peuvent être utilisées selon le domaine d'émission recherché afin de pouvoir détecter l'espèce chimique voulue. La lumière émise par la terre rare va alors être absorbée directement par l'espèce chimique à détecter et le signal s'en retrouve atténué. Notre objectif principal est de détecter du dioxyde de carbone via une fibre chalcogénures dopée terres rares émettant dans la région spectrale du 3-5 μ m. Ainsi, du CO₂ à l'état gazeux a été détecté à l'aide d'un prototype de capteur optique basé sur l'émission d'une fibre de verre de sulfure dopée au Dy³⁺ [4]. Le test a été réalisé dans un puits de l'ordre d'une centaine de mètres de profondeur.

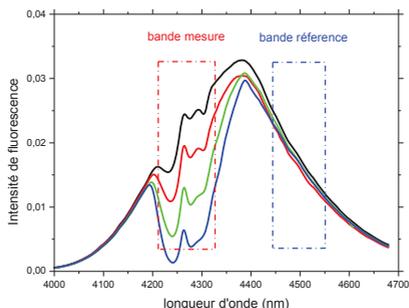


Figure 1: Fluorescence du Dy³⁺ pour différentes concentrations en CO₂

La figure ci-dessus présente l'émission d'une fibre en verre de sulfure dopée Dy³⁺ en présence de différentes concentrations de CO₂. Une mesure différentielle à deux longueurs d'ondes nous permet de mesurer la concentration de CO₂ avec une bonne sensibilité et fiabilité, indépendamment de la puissance lumineuse émise dans l'infrarouge.

Un deuxième objectif était de pouvoir utiliser ce capteur dans des micro-laboratoires (Lab-on-a-chip) géologiques où les pressions atteintes portent le CO₂ dans sa phase supercritique. Ces micro-puces géologiques développées à l'ICMCB leur servent pour l'étude des processus clés du transport

réactif multiphasique appliqués au stockage géologique du CO₂. Un mélange H₂O/CO₂ était injecté dans un microsystème mis en pression de façon à pouvoir détecter le CO₂, l'eau et le mélange. Différents test ont été effectués afin de rendre compte de la réponse et de la réversibilité de la mesure. La Figure 2A montre le passage de bulles de CO₂ dans de l'eau, et la Figure 2B la variation de signal correspondant à la transition entre le CO₂ et l'eau.

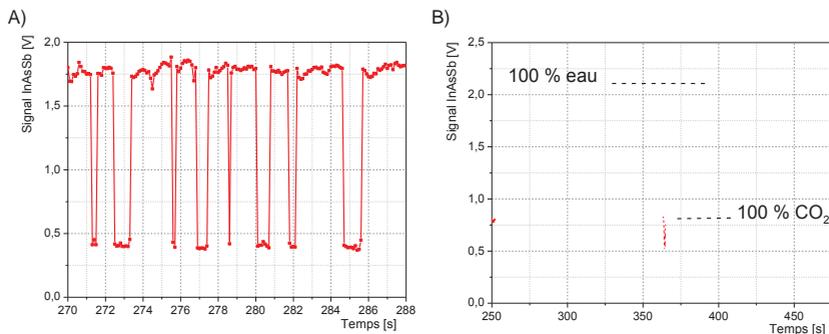


Figure 2: Signaux de détection de CO₂ et d'eau dans le système microfluidique mis sous pression.

Une autre voie de détection a été explorée pour détecter des produits chimiques. Il s'agit de la méthode FEWS (Fiber Evanescent Wave Spectroscopy). Une fibre dopée au Pr³⁺ a donc été utilisée pour détecter un produit chimique en la plongeant dans un fluide contenant ce produit chimique. L'émission du Pr³⁺ a servi de source lumineuse pour la détection par ondes évanescentes. Cette méthode de détection présente l'avantage d'être bien plus compacte que l'utilisation d'un montage avec un corps noir, et aussi d'avoir une luminosité importante de la fluorescence dans le moyen infrarouge.

4. CONCLUSION

Les propriétés du verre de chalcogénures ont été investiguées afin de mieux connaître la structure de la matrice vitreuse utilisée, à savoir Ga-Ge-Sb-S. Plusieurs détections dans le moyen infrarouge ont été démontrées, pour détecter du CO₂ gazeux via l'émission du Dysprosium, ainsi que pour détecter un mélange eau/CO₂ en état de fluide supercritique. Il est également possible d'utiliser ces fibres pour détecter d'autres espèces chimiques grâce à la méthode du FEWS. Ces résultats prouvent l'intérêt des verres de chalcogénures dopés dans le domaine des capteurs optiques infrarouge.

REFERENCES

1. Ademe, *Le captage, transport, stockage géologique et la valorisation du CO₂ - Feuille de route stratégique*. 2011.
2. Adam, J.L.Z., X., *Chalcogenide glasses, preparation, properties and applications*. 2014: Woodhead Publishing Limited.
3. Moizan, V., et al., *Er³⁺-doped GeGaSbS glasses for mid-IR fibre laser application: Synthesis and rare earth spectroscopy*. *Optical Materials*, 2008. **31**(1): p. 39-46.
4. Starecki, F., et al., *Mid-IR optical sensor for CO₂ detection based on fluorescence absorbance of Dy³⁺:Ga₅Ge₂₀Sb₁₀S₆₅ fibers*. *Sensors and Actuators B-Chemical*, 2015. **207**: p. 518-525.

Fibres optiques dopées aux terres rares et amplificateurs optiques pour applications spatiales

A. Ladaci^{1,2,3*}, A. Boukenter¹, T. Robin³, B. Cadier³, Y. Ouerdane¹, S. Girard¹, L. Mescia²

¹Laboratoire Hubert Curien, Université Jean Monnet, CNRS UMR 5516, 18 Rue Benoît Lauras, 42000, Saint-Etienne, France

²DEE - Dipartimento di Elettrotecnica ed Elettronica, Politecnico di Bari, Via E. Orabona 4, 70125 Bari, Italy

³IXFiber, F-22300, France

*ayoub.ladaci@univ-st-etienne.fr

RÉSUMÉ

Des outils de simulation multi-physiques nous permettent de prédire les performances d'un amplificateur optique à base de fibre active Er ou Er/Yb en termes de gain et de bruit. Les travaux présentés visent à implémenter un module additionnel en vue de prédire leur comportement sous irradiation. Dans sa version publiée, les pertes induites par l'irradiation sont les seuls paramètres pris en compte dans ce module. Dans cet article, nous étudions l'influence d'une altération sous irradiation des autres paramètres spectroscopiques sur le gain et le bruit de l'amplification afin d'identifier les optimisations les plus pertinentes pour nos codes de calcul.

MOTS-CLEFS : EDFA's ; PSO ; Fibre dopée ; radiations.

1. INTRODUCTION

IXFiber travaille depuis 2006 sur le développement de composants utilisant des fibres optiques à cœur de silice dopée aux terres rares (erbium, ytterbium ou Er/Yb). Ces composants sont utilisés en tant que sous systèmes intégrés dans des satellites et doivent donc présenter, outre des performances optiques optimales, une résistance suffisante aux radiations présentes dans l'espace (dont la dose, le débit de dose et la nature dépendent de la mission visée). Il a été démontré qu'au sein de ces systèmes, les fibres optiques actives sont le paramètre limitant leur utilisation dans l'espace [1]. Les objectifs de nos travaux sont d'identifier finement les verrous scientifiques et technologiques, de proposer des solutions pour rendre possible l'intégration des fibres optiques dopées aux terres rares et des amplificateurs utilisant ces fibres dans les futurs programmes spatiaux, en particulier ceux associés à de fortes contraintes radiatives. Pour mieux comprendre les phénomènes de dégradation des fibres en milieu radiatif on utilise une approche couplant simulations et expériences pour étudier des voies de durcissement aux radiations (amélioration de la tenue) les amplificateurs optiques.

2. OUTILS DE SIMULATION ET D'EXPERIENCE

La partie expérimentale consiste à faire une étude spectroscopique des fibres actives avant et après l'irradiation afin notamment d'identifier les paramètres évoluant sous irradiation comme la durée de vie des différents niveaux d'énergie, les phénomènes de transfert d'énergie entre les ions Er et Yb ou les phénomènes non linéaire. D'autres essais nous permettent de mesurer la RIA (Radiation Induced Attenuation) via la méthode du cut back. Ces résultats expérimentaux vont être injectés dans une suite logicielle qui permet d'évaluer la dégradation sur le gain de l'amplificateur engendrée par l'irradiation mais peut également autoriser l'évaluation de certains paramètres non accessible expérimentalement tels que les transitions non radiatives et les effets relatifs aux agrégats des ions de terre rare.

En ce qui concerne la partie simulation, nous utilisons l'approche par essaim de particules, dite PSO (Particle Swarm Optimization) qui est une méthode relativement robuste pour l'optimisation des systèmes complexes à plusieurs variables d'entrée. Elle consiste à résoudre le système en utilisant un vecteur de solutions appelé essaim de particules. Chaque solution de ce vecteur est caractérisée par un opérateur de position et de vitesse. La technique suit l'algorithme suivant :

Définition des vecteurs initiaux :

$$P_i = [p_{i1}, p_{i2}, \dots, p_{iD}]^T$$

$$V_i = [v_{i1}, v_{i2}, \dots, v_{iD}]^T, \quad i=1, 2, \dots, N.$$

Pour chaque particule i , les positions et les vitesses sont mises à jour suivant les deux équations suivantes :

$$V_i(t+1) = \chi \{ V_i(t) + \phi_1 \times r_1 \times [p_{bi}(t) - p_i(t)] + \phi_2 \times r_2 \times [p_g(t) - p_i(t)] \}$$

$$p_i(t+1) = p_i(t) + V_i(t+1)$$

Où t est l'itération en cours, χ est une constante appelée (inertia weight), dans l'intervalle $[0, 1]$, ϕ_1 et ϕ_2 sont respectivement les paramètres cognitif et social, r_1 et r_2 sont deux nombres aléatoires distribués dans l'intervalle $[0, 1]$, $p_{bi}(t)$ est la meilleure position (solution) trouvée précédemment par la particule et $p_g(t)$ est la meilleure position précédente trouvée au niveau de tout l'essaim de particules.

Le programme s'arrête quand : $|p_i(t+1) - p_i(t)| \leq \varepsilon$ ou ε est définie par l'utilisateur [2].

3. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Nous présentons en guise d'exemple l'influence d'une évolution ($\pm 20\%$) des paramètres de transfert non linéaires sur le gain d'un amplificateur Erbium-Ytterbium de faible et forte puissance. Sur la figure 1 est montré l'évolution du gain et de la figure de bruit dans un amplificateur en fonction du coefficient de réabsorption dans l'état excité d'un photon à la longueur d'onde du signal (C_{33}). La figure 2 donne la dépendance du gain et de la figure de bruit envers le coefficient de réabsorption dans l'état excité d'un photon de pompe (C_3).

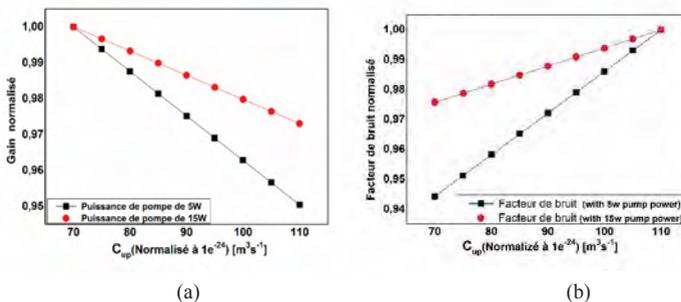


Figure 1. Evolution du gain (a) et de la Figure de Bruit (b) de l'amplificateur Er/Yb avec une puissance de pompe à 5 et 15W à 915 nm lorsque le coefficient d'upconversion varie de +/- 20%.

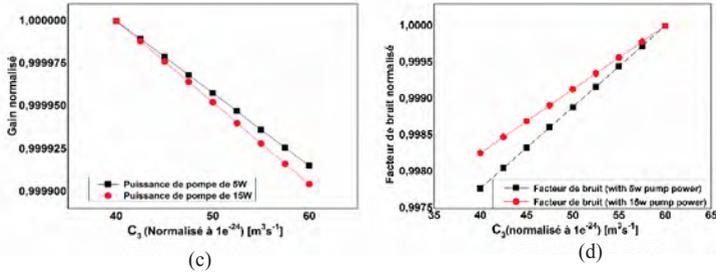


Figure 2. Evolution du gain (c) et de la Figure de Bruit (d) de l'amplificateur Er/Yb avec une puissance de pompe à 5 et 15W à 915 nm lorsque le coefficient C_3 varie de +/- 20%.

Une variation du paramètre C_{up} de $\pm 20\%$ impliquerait une variation du gain de $\pm 5\%$ et de $\pm 6\%$ sur sa figure de bruit pour une puissance de pompe de 5W et de $\pm 3\%$ et de $\pm 2\%$ sur sa figure de Bruit pour une puissance de pompe de 15W. Tandis que le même taux de variation du paramètre C_3 impliquerait des variations inférieures à 1% sur le gain et le bruit de l'ampli pour les deux puissances de pompe.

CONCLUSION

En suivant la même approche, nous avons procédé à l'étude de l'influence de tous les paramètres spectroscopiques qui entrent en jeu dans l'amplification afin d'identifier les plus pertinents (impactant le gain et la figure de bruit) pour les futures études expérimentales. Le tableau suivant recense les paramètres étudiés et souligne (fond rouge) ceux dont l'étude paramétrique a révélé un fort impact sur le gain de l'amplificateur Er-Yb.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
Upconversion coefficient C_3	$91 \times 10^{-24} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$	$^4I_{13/2}$ durée de vie τ_{21}	8 ms
Upconversion coefficient C_{up}	$50 \times 10^{-24} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$	$^2F_{5/2}$ durée de vie τ_{53}	2 ms
Loss @ 1545 nm	0.02 dB/m	$^4I_{11/2}$ durée de vie τ_{32}	1.4 ms
Loss @ 915 nm	0.08 dB/m	$C_{ET} \text{ } ^2F_{5/2} \& \text{ } ^4I_{11/2}$	$442 \times 10^{-24} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$
Cross relaxation coefficient C_{14}	$5 \times 10^{-24} \text{ m}^3$	$C_{ET} \text{ } ^4I_{11/2} \& \text{ } ^2F_{5/2}$	$73 \times 10^{-24} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$

RÉFÉRENCES

- [1] S. Girard, A. Laurent, E. Pinsard, T. Robin, B. Cadier, M. Boutillier, C. Marcandella, A. Boukenter, and Y. Ouerdane, "Radiation-hardened Erbium-doped optical fibers and amplifiers for future high-dose space missions," Proc. of SPIE Vol. 8971 89710E-2, 2014.
- [2] Kennedy, J., & Eberhart, R. (1995). Particle swarm optimization. Proceedings of IEEE International Conference on Neural Networks (pp. 1942-1948).

MODELISATION SPECTRALE DE LA PROPAGATION OPTIQUE FORTE PUISSANCE SUR UNE LIAISON DEDIEE A L'OPTO-ALIMENTATION DE CAPTEURS MARINS

Evangelia Dimitriadou¹, Laura Ghisa¹, Bo Na¹, Véronique Quintard¹, Mikael Guegan¹,
André Pérennou¹

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

laura.telescu@enib.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un modèle spectral prenant en compte différents phénomènes optiques non-linéaires lors de la propagation conjointe des signaux de puissance et de données sur une fibre optique pour des applications liées aux observatoires câblés de fond de mer. Une comparaison entre les résultats des simulations numériques et les résultats issus d'expériences en régime statique est présentée afin d'évaluer la validité et les limites du modèle proposé.

MOTS-CLEFS : *Modélisation numérique ; Propagation non-linéaire ; Puissance sur fibre ; Observatoire câblé de fond de mer.*

1. INTRODUCTION

Actuellement, parmi les moyens d'investigation des fonds marins, les observatoires utilisant des câbles pour l'alimentation des capteurs et leur communication avec une station terrestre constituent une solution très attractive [1]. Ces types d'observatoire sont capables d'effectuer la transmission des données haut débit en temps réel. De plus ils permettent une fourniture en énergie d'alimentation élevée. La flexibilité et la manipulation de ces dispositifs peuvent être améliorées en remplaçant les câbles en cuivre par la fibre optique pour le transport de l'alimentation. En plus de sa légèreté, la fibre optique offre une grande capacité en débit de transmission, une atténuation faible par rapport aux câbles coaxiaux et une immunité aux interférences électromagnétiques [1], [2].

Dans ce contexte, nous avons récemment proposé et testé une extension tout-optique qui permet la transmission conjointe de la puissance et des données sur une fibre optique unique [2], [3]. Ce dispositif nécessite la transmission de fortes puissances optiques pour recueillir une puissance électrique suffisante pour alimenter le capteur. La présence de forte puissance optique engendre la manifestation de phénomènes optiques dont les effets et leur interaction doivent être étudiés. Il s'agit de déterminer leurs impacts sur le système. Cependant, changer les paramètres du système en pratique peut s'avérer être une tâche compliquée comme par exemple changer la longueur de la liaison optique ou le spectre optique de la source de puissance. Par contre, 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 décrivant la propagation de l'énergie et des données sur une seule fibre optique afin de comprendre et de prédire l'évolution du spectre optique de puissance et de son interaction sur les données transmises simultanément.

D'abord, dans ce papier, l'architecture de l'extension tout-optique est brièvement présentée. Puis, les idées maîtresses de la modélisation sont décrites et, enfin, les résultats préliminaires des simulations sont présentés et discutés.

2. L'EXTENSION TOUT-OPTIQUE ET SA MODELISATION

Le dispositif de l'extension tout-optique étudié est présenté sur la figure 1. La source qui fournit l'énergie d'alimentation est un laser RFL (Raman Fiber Laser) capable de délivrer une puissance maximale de 40 dBm à une longueur d'onde de 1480 nm. Deux lasers DFB (Distributed

FeedBack) émettant à la longueur d'onde de 1550 nm et 1551 nm produisent les données descendantes et montantes en régime statique. La fibre optique standard, monomode SMF28, longue de 10 km, est l'élément central du système. Le système complet est décrit dans les références [2] et [3].

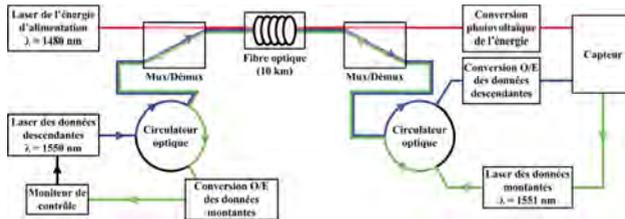


Fig. 1 : Architecture retenue pour le dispositif d'extension tout-optique [2], [3].

Le modèle de la propagation optique sur la fibre, prend en compte conjointement les différents phénomènes optiques non-linéaires et linéaires. Plus précisément, les descriptions mathématiques conventionnelles de la diffusion Raman et de la diffusion Brillouin, aussi bien que celles de l'atténuation de la fibre optique et de la double rétrodiffusion Rayleigh, sont combinées afin d'établir une expression globale au niveau du spectre [4]. C'est-à-dire que le taux de variation de chaque longueur d'onde se propageant sur la fibre consiste en la somme de la contribution totale de chaque phénomène pris individuellement. Cette idée est résumée par l'équation (1) :

$$\frac{dP_j^+}{dz} = \left(\frac{dP_j^+}{dz} \right)_{\text{Ram.}} + \left(\frac{dP_j^+}{dz} \right)_{\text{Brill.}} + \left(\frac{dP_j^+}{dz} \right)_{\text{att.}} + \left(\frac{dP_j^+}{dz} \right)_{\text{Rayl.}} \quad (1)$$

Dans cette équation P_j^+ est la puissance de la j-ième composante spectrale co-propagative et les termes de droite correspondent aux phénomènes mentionnés ci-dessus. Une expression équivalente est aussi considérée pour la puissance des composantes spectrales contra-propagatives, P_j^- . Les équations sont résolues numériquement de la manière suivante. En premier lieu, la propagation du spectre co-propagatif est simulée en ignorant le spectre contra-propagatif. Les valeurs ainsi calculées sont ensuite utilisées pour la simulation de la propagation du spectre contra-propagatif. Après, le spectre co-propagatif est traité à nouveau et ainsi de suite. Le processus est répété jusqu'à la convergence. Les paramètres initiaux fournis au modèle sont issus de mesures expérimentales (spectres de puissance bidirectionnels), de données constructeurs (composants optiques tels que la fibre, les multiplexeurs,...) ou de la littérature (coefficient de gain Raman,... [4]).

3. RESULTATS & DISCUSSIONS

Le modèle de la section précédente a été appliqué pour simuler le fonctionnement du dispositif montré sur la figure 1. Les puissances initiales du laser RFL sont fixées à 30, 33 et 36 dBm, tandis que les données descendantes et montantes ont respectivement des puissances optiques de 0 et -3 dBm. La figure 2 présente les spectres co-propagatifs en sortie de la fibre simulés pour les puissances optiques 30 et 33 dBm. Sur cette figure sont également représentés, à titre comparatif, les spectres optiques obtenus expérimentalement en entrée et en sortie de la fibre. On observe qualitativement un comportement similaire des spectres mesurés ou simulés par notre modèle. Le tableau 1 récapitule les puissances mesurées et simulées pour différentes puissances d'alimentation. Dans le cas de 36 dBm on remarque une différence de l'ordre de 3 dB, entre les mesures et les simulations pour la puissance optique intégrée autour de 1480 nm. Cet écart pourrait être attribué à une perturbation du laser RFL par la puissance rétrodiffusée accrue dans ce cas, ce qui peut déclencher des phénomènes additionnels. En outre, le tableau 1 montre que l'amplification

des données par la diffusion Raman est surestimée dans les cas de 30 et 33 dBm. Cette surestimation existe malgré la bonne convergence des résultats de simulation. Il est donc probable que le modèle proposé ne soit plus valide pour la puissance de 36 dBm. En fait, une analyse des résultats expérimentaux sur la figure 2 montre un élargissement du spectre d'alimentation en sortie de la fibre qu'il faudrait prendre en compte.

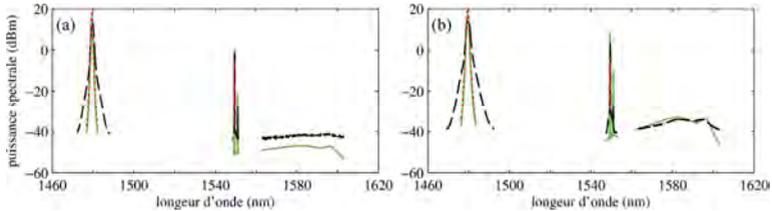


Fig. 2 : Résultats co-propagatifs pour la puissance d'entrée à 1480 nm égale à : (a) 30 dBm et (b) 33 dBm.

Ligne pointillée rouge : le spectre expérimental en entrée de la fibre, ligne pointillée noire : le spectre expérimental en sortie de la fibre, ligne verte : le spectre simulé en sortie de la fibre.

Tab. 1 : Puissances (dBm) des signaux et de l'ASE (Amplified Spontaneous Emission) en sortie de la fibre calculées par simulations. La puissance de chaque signal est intégrée sur une largeur $\Delta\lambda$.

	Puissance totale en entrée de la fibre					
	30 dBm		33 dBm		36 dBm	
	simulations	mesures	simulations	mesures	simulations	mesures
Puissance d'alimentation @ 1480 nm ($\Delta\lambda = 20$ nm)	26,5	26,7	29,4	29,7	16,9	19,8
Données descendantes @ 1550 nm ($\Delta\lambda = 1$ nm)	4,2	1,8	11,4	7,4	4,2	4,7
Données montantes @ 1551 nm ($\Delta\lambda = 1$ nm)	-18,3	-24,6	-7,5	-21,8	-22,2	-19,9
ASE@1583 nm ($\Delta\lambda = 40$ nm)	-19,7	-13,9	-7,0	-7,5	30,5	30,7
Puissance totale	26,5	26,7	29,5	29,7	30,7	31,0

CONCLUSION

La modélisation de différents phénomènes optiques se produisant lors de la propagation des signaux sur une fibre optique a été décrite. L'objectif est de modéliser l'optoalimentation et la transmission simultanée de données pour des applications liées aux observatoires câblés de fond de mer. Les résultats préliminaires montrent que le modèle est appropriée pour observer le comportement qualitatif du système, pour une puissance d'alimentation en entrée du dispositif jusqu'à 33 dBm. Les résultats peuvent être améliorés par la prise en compte de l'élargissement du spectre de puissance d'alimentation, observé expérimentalement pour de très fortes puissances.

REFERENCES

- [1] P. Favali and L. Beranzoli, "Seafloor observatory science: a review," *Ann. Geophys.*, vol. 49, pp. 515–567, 2006.
- [2] F. Audo, M. Guegan, V. Quintard, A. Perennou, J. Le Bihan, and Y. Auffret, "Quasi-all-optical network extension for submarine cabled observatories," *Opt. Eng.*, vol. 50, pp. 045001-1–045001-8, 2011.
- [3] F. Audo, S. Perhirin, V. Quintard, M. Guegan, A. Perennou, and Y. Auffret, "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] Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2013.

LASER THULIUM EFFICACE BASE SUR UNE FIBRE A GRANDE AIRE MODALE A TRIPLE GAINÉ FABRIQUÉE PAR LA METHODE REPUSIL

Dia Darwich¹, Romain Dauliat¹, Raphaël Jamier¹, Aurélien Benoit¹, Stephan Grimm², Kay Schuster² et Phillipe 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 rapportons ici une fibre à large aire modale de 18 μm de diamètre de cœur dopée thulium fabriquée par un procédé alternatif nommé Repusil et présentant un profil à triple gainé. Cette fibre, caractérisée en configuration laser, nous a permis d'obtenir un faisceau monomode transverse proche de la limite de diffraction ($M_{x,y}^2 < 1,1$) avec une efficacité laser de 50,4%.

MOTS-CLEFS : Fibre LMA ; fibre dopée thulium ; laser fibré ; méthode Repusil

1. INTRODUCTION

De nombreux travaux ont été menés ces dernières années sur la montée en puissance des sources lasers à fibre dopée thulium permettant de générer un signal laser de forte puissance moyenne dans une bande spectrale comprise entre 1800 nm et 2050 nm [1,2]. Cette gamme spectrale est très attractive pour de nombreuses applications tant civiles que militaires. La médecine (opération de la cornée [3] ou de la prostate [4]), l'environnement et la défense (détection de polluants ou de matières dangereuses dans l'atmosphère par Lidars [5]) ou encore l'aéronautique (détection de rafales de vents ou de vortex) sont autant de secteurs d'activités demandeurs de telles sources lasers puissantes, fiables et peu onéreuses. Les avancées obtenues sur le développement de sources lasers fibrées à $\lambda \sim 2 \mu\text{m}$ se sont ainsi fortement appuyées sur les percées technologiques menés sur la conception et la fabrication des fibres dites à Large Aire Modale (LMA pour l'anglicisme « Large Mode Area ») permettant de repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires. Bien que de nombreuses bandes d'absorption puissent être utilisées, l'inversion de population dans les lasers à fibres dopées thulium est dans la majorité des cas obtenue au travers d'un pompage optique à $\lambda_p \sim 790 \text{ nm}$. Le fort défaut quantique peut alors être partiellement compensé en tirant profit du processus de relaxation croisée [6] : lorsqu'un ion Tm^{3+} est excité, il peut transférer une partie de son énergie à un autre ion Tm^{3+} voisin l'excitant ainsi à son tour (autrement dit l'absorption d'un photon de pompe induit ainsi l'émission stimulée de deux photons signal). La mise en place de ce processus impose alors une contrainte sur la composition du matériau actif. Les concentrations d'ions de thulium et de co-dopants tels que l'oxyde d'aluminium doivent être parfaitement contrôlées et suffisamment élevées, augmentant ainsi indéniablement l'indice de réfraction du matériau de cœur. La conservation du caractère monomode de la fibre LMA dopée thulium ne peut alors être satisfaite qu'au travers d'une structure guidante adaptée. Une solution bien connue consiste par exemple en l'utilisation d'une fibre « triple gainé » [7,8]. Une troisième gainé, dopée passivement de manière à élever son indice de réfraction, est ainsi ajoutée sur le pourtour du cœur de manière à abaisser l'ouverture numérique du cœur pouvant ainsi être fortement dopée en ions de terres rares. Dans la majorité des cas, ces fibres sont réalisées par des méthodes conventionnelles de fabrication (méthodes CVD) éprouvant des limitations notamment en terme d'homogénéité indicielle et de diamètre de cœur rendant plus difficile l'accroissement du diamètre du cœur des fibres LMA pour la montée en puissance.

Dans cette communication, nous démontrons la fabrication d'une fibre LMA dopée thulium à triple gainé obtenue à partir d'un procédé technologique alternatif nommé « Répusil » [9,10]. Cette fibre, caractérisée en configuration laser, nous a permis d'obtenir un faisceau monomode proche de la limite de diffraction ($M_{x,y}^2 < 1,1$) avec une efficacité laser de 50,4%.

2. CARACTERISTIQUES DE LA FIBRE LMA TRIPLE GAINE DOPEE THULIUM

La fibre fabriquée (assemblage par la technique « stack and draw » de tiges dopées passivement ou activement conçues par le procédé « Répulis ») est une fibre triple gaine comme le montre le profil d'indice schématisé sur la figure 1.a. Le cœur dopée avec des ions thulium présente un diamètre de 18 μm . La première gaine, la plus proche du cœur ayant pour rôle d'abaisser l'ouverture numérique de ce dernier de manière à garantir une émission monomode à 2 μm , a un diamètre de 53,5 μm . La différence indicielle Δn entre l'indice du cœur et celui de cette gaine dopée passivement avec de l'oxyde d'aluminium est de 2.10^{-3} . La deuxième gaine, faite de silice pure, permet de guider le rayonnement de pompe et a donc classiquement une forme en D. Ses dimensions transversales sont 221 μm et 289 μm (cf. figure 1.b). La différence indicielle Δn entre l'indice de la première gaine et celui de cette deuxième gaine vaut 14.10^{-3} . La troisième gaine est alors le revêtement polymère bas indice recouvrant la fibre. Il est à noter que les pertes de fond ont été mesurées à 0,7 dB/m à $\lambda = 1320 \text{ nm}$.

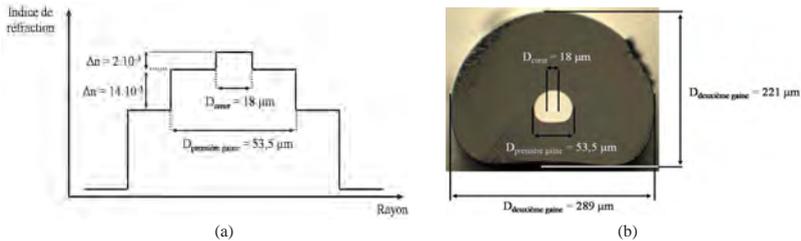


Fig.1 : (a) Profil d'indice théorique de la fibre fabriquée. (b) Image microscope de la section transverse de la fibre. La troisième gaine (polymère bas indice) n'est pas présente.

3. CARACTERISATIONS EN CONFIGURATION LASER

a) Montage expérimental :

La fibre LMA dopée thulium a été caractérisée en configuration laser ($L_{\text{fibre}} = 3,5 \text{ m}$) en utilisant le montage expérimental schématisé sur la figure 2.

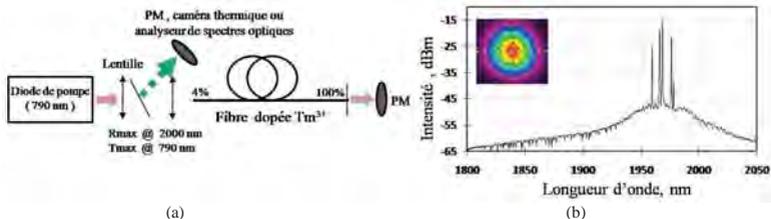


Fig. 2 : (a) Schéma du montage expérimental utilisé pour la caractérisation de la fibre LMA en configuration laser, où PM signifie "puissance mètre". (b) Mesure du spectre d'émission. En insert : observation en champ lointain de la répartition de l'intensité lumineuse du signal émis.

La cavité laser (montage 4% -100%) est formée par une extrémité de la fibre clivée à 0° et un miroir dichroïque totalement réfléchissant autour de 2 μm . La diode de pompe émet un rayonnement multimode à 790 nm. La distribution d'intensité lumineuse en sortie de la cavité a été observée à l'aide d'une caméra thermique. L'émission laser s'effectue sur un régime monomode transverse (cf. figure 2.b) proche de la limite de diffraction ($M_{x,y}^2 < 1,1$). Le spectre d'émission mesuré à la sortie du laser à l'aide d'un analyseur de spectre optique est caractérisé par plusieurs raies laser autour de 1970 nm (cf. figure 2.b), aucune sélectivité spectrale n'étant effectuée à ce stade. L'insertion de réseaux de Bragg assurant un spectre mono-raie est en cours de réalisation et pourra être discutée lors de la présentation.

b) Influence de la température :

La puissance de signal émise en sortie de la cavité laser a été mesurée en fonction de la puissance de pompe injectée (cf. figure 3.a) pour une température de 20°C (température mesurée à l'aide d'un thermocouple sur le revêtement polymère de la fibre). La puissance de pompe seuil est proche de 4,5 W et la pente d'efficacité est égale à 47,7%, avec une puissance de sortie maximale de 7,54 W. Une étude a été menée sur l'influence de la température sur la pente d'efficacité du laser. La fibre a alors été placée sur la majeure partie de sa longueur dans une enceinte permettant un refroidissement jusqu'à une température de 0°C. On observe une augmentation quasi-linéaire de la pente d'efficacité du laser lorsque la température de l'enceinte diminue (cf. figure 3.b). Il est à noter que toutes ces mesures ont été faites sous les mêmes conditions d'injection. La pente d'efficacité atteint 50,4% (une puissance maximale de 8 W) pour une température de 0°C, soit une augmentation de 2,7% par rapport à la valeur obtenue à 20°C. Cette valeur montre que la méthode de synthèse alternative employée ici n'entraîne aucune dégradation de la qualité optique des verres fabriqués par rapport aux méthodes de production habituelles. L'efficacité laser est ici uniquement limitée par la quantité modérée d'ions thulium introduit dans la matrice aluminosilicate. La préparation de composition optimisée est en cours de réalisation.

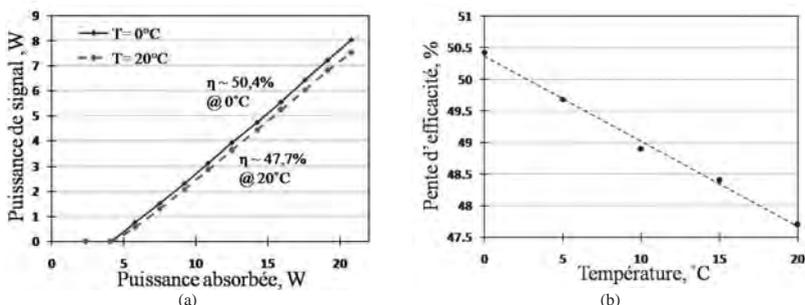


Fig.3 : (a) Puissance de signal mesurée en fonction de la puissance de pompe absorbée (la puissance de pompe est limitée par la puissance de la diode de pompe utilisée). (b) évolution de la valeur de la pente d'efficacité en fonction de la température.

CONCLUSION

Dans cette communication, nous démontrons la fabrication d'une fibre LMA dopée thulium à triple gaine obtenue à partir d'un procédé technologique alternatif nommé « Répusil ». Cette fibre, caractérisée en configuration laser, nous a permis d'obtenir une émission laser monomode transverse proche de la limite de diffraction ($M_{xy}^2 < 1,1$) avec une efficacité laser de 50,4% pour une fibre refroidie à $T = 0^\circ\text{C}$. La puissance extraite proche de 8 W est limitée par la puissance de la diode de pompe utilisée.

Nous remercions l'Agence Nationale de la Recherche pour le financement du projet ANR UBRIS2 dans le cadre duquel ces travaux ont été menés.

REFERENCES

- [1] G. D. Goodno *et al.*, Optics Letters, vol. 34, n°8, pp 1204-1206, 2009
- [2] P. F. Moulton *et al.*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol.15, n°1, pp 85-92, 2009
- [3] A.A. Alekhin *et al.*, Laser Physics Letters, vol.7, n°6, pp 463-466, 2010
- [4] R.M. Kuntz *et al.*, World Journal of Urology, vol.25, pp 241-247, 2007
- [5] G.J. Koch *et al.*, Applied Optics, vol.43, n°26, p.5092-5099, 2004
- [6] S.Jackson, Optics Communications, vol.23, pp 197-203, 2004
- [7] P. Leperle *et al.*, Proceedings of Photonics West, SPIE 6453-08, San Jose (Etats-Unis), 2007
- [8] N.Simakov *et al.*, Optics Express, vol.23, n°3, pp 3126-3133, 2015
- [9] M.Leich *et al.*, Optics Letters, vol.36, n°9, 2011
- [10] R. Dauliat *et al.*, proceedings of JNOG, 2012

COMPOSANTS À FIBRE POLARISANTE JOUANT UN RÔLE CLÉ POUR LES SENSEURS À ATOMES FROIDS COMPACTS

Margaux Horpin¹, B. Battelier¹, P. Bouyer¹

¹ Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences UMR5298 – LP2N, Institut d'Optique
d'Aquitaine, Rue François Mitterrand, 33400 Talence

margaux.horpin@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Le projet COFIPOL (Composants à Fibre Polarissante) s'inscrit dans le prolongement de l'étude « Fibre optique polarisante à 780 nm », menée par la société iXFiber et le LP2N, qui a conduit au développement d'une nouvelle fibre optique polarisante à 780 nm. Cette étude a montré que le taux d'extinction en polarisation (PER) peut atteindre 40 dB sur ces fibres. Il s'agit ici d'utiliser cette fibre polarisante pour réaliser différents composants optiques nécessaires au piégeage, au refroidissement et à la manipulation d'atomes de rubidium par laser, en vue d'une intégration dans différents types d'instruments de précision (gravimètres et accéléromètres, gyroscopes, horloges atomiques). La qualité de polarisation est en effet un paramètre critique pour garantir les performances long terme de ces instruments et l'utilisation de fibres polarisantes devrait permettre d'améliorer le PER des composants de plusieurs ordres de grandeurs.

MOTS-CLEFS : *Composants photoniques ; Fibre optique polarisante ; Séparateur de faisceaux ; Atomes froids*

1. INTRODUCTION

Dans les expériences d'interférométrie atomique, la qualité de la polarisation est essentielle pour la détection et la manipulation des états internes des atomes. Nous utilisons dans la plupart des cas une fibre optique à cause d'une séparation spatiale entre la source laser et la tête de capteur qui contient les atomes, ce qui permet également de filtrer le mode spatial du faisceau. De nos jours, nous avons à disposition des fibres à maintien de polarisation qui permettent de transmettre une polarisation linéaire constante suivant un axe bien particulier. En alignant parfaitement la polarisation en entrée de la fibre, et en filtrant celle-ci avec un polariseur pour avoir une polarisation parfaitement linéaire, il est possible d'avoir un bon taux de polarisation en sortie de la fibre (0,1%). Malheureusement, pour des raisons d'interfaces au niveau de l'injection de fibre, des imperfections entraînent une fluctuation de la polarisation transmise par la fibre au cours du temps. Il faut donc en permanence retoucher le réglage de la polarisation, ou mettre au point un système de filtrage de polarisation en sortie de la fibre, pour transformer les fluctuations de polarisation en fluctuations de puissance, et éventuellement asservir celle-ci.

L'utilisation de fibres polarisantes a pour objectif de simplifier et de rendre plus robuste les systèmes fibrés nécessaires pour l'interférométrie atomique. Cela est très intéressant pour les laboratoires mais également pour les applications qui demandent aux systèmes à atomes froids de fonctionner en environnement extérieur où les fluctuations de température et les vibrations sont non négligeables.

2.FIBRES POLARISANTES

Une fibre polarisante est une fibre optique monomode qui ne transmet qu'un seul des deux états de polarisation linéaire du mode fondamental sur une certaine bande spectrale. La largeur de cette bande spectrale et l'effet polarisant associé sont directement liés au profil d'indice de réfraction de la fibre qui est conçu pour atténuer sélectivement le mode fondamental de la fibre optique [1].

Le maintien de la polarisation est obtenu en réalisant une fibre à gaine elliptique autour d'un cœur et d'une première gaine circulaire. L'optimisation de cette structure dans le but d'obtenir une fibre polarisante est basée sur la création d'un profil d'indice à fuite sur l'un des deux axes.

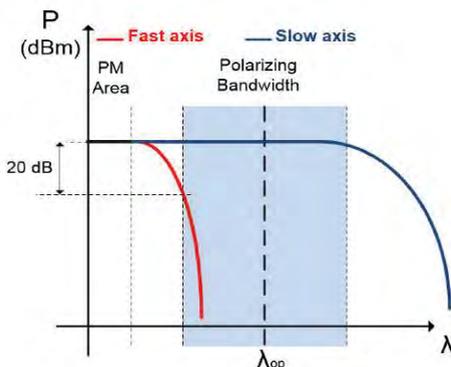


Fig. 1 : Profil d'indice à fuite sur l'un des deux axes.

De nombreux tests ont déjà été réalisés au sein du laboratoire LP2N sur ces fibres polarisantes. De très bons taux de polarisation, supérieur à 40 dB ont été mesurés ce qui confirme l'intérêt de cette nouvelle fibre. Le PER est aujourd'hui limité par la connectivité (30dB).

Ces fibres sont aujourd'hui commercialisées par iXFiber. Dans le cadre de COFIPOL, le problème est la manipulation des fibres. iXFiber a alors développé une solution robuste pour répondre à ce problème dans des systèmes embarqués.

3.SÉPARATEURS DE FAISCEAUX RÉGLABLES

La recombinaison et la séparation des faisceaux laser est une fonction clé dans tout système à atomes froids. Il est donc important d'étudier et d'élaborer des solutions robustes pour les futurs développements de systèmes industriels. L'idée ici est de partir du principe habituel reposant sur des composants optiques discrets, mais en miniaturisant le plus possible pour améliorer la stabilité et la compacité de ce composant. Ces composants optiques sont principalement : cube polariseur, lame à retard demi-onde, micro-lentille. Les techniques de couplage de fibre, et de fixation mécanique, doivent permettre la réalisation de systèmes très fiables et satisfaisant le cahier des charges défini dans le dossier de définition.

Innoptics, avec son savoir faire en micro-optique et le LP2N avec son savoir faire en optique fibré pour leur source laser à atomes froids se sont associés pour réaliser le premier séparateur optique à fibre optique polarisante à 780 nm.



Fig. 2 : Séparateur de faisceau 1x2 à fibre polarisante

Des mesures de stabilité et des test en environnement sont actuellement en cours au laboratoire sur les deux bras de sortie du splitter 1x2. Nous obtenons des taux de répartition de l'ordre de 49/51 stable à 0,2 % sur 24 h. Le PER en sortie est supérieur à 35 dB.

Un second composant sera développé avec une séparation en 6, correspondant aux 6 faisceaux dont on a habituellement besoin pour faire un piège magnéto-optique et devra fonctionner à 780 nm. On est face , dans ce projet aux difficultés qu'entraînent l'utilisation des fibres polarisantes. Les problèmes d'interfaces ont été étudiés pour réaliser ce composant afin de ne pas dégrader les performances en polarisation.

CONCLUSION

Le projet COFIPOL adresse un point critique pour la performance d'instruments de mesure de haute précision basés sur l'utilisation d'atomes piégés et refroidis par laser : le contrôle de la polarisation. En effet, les composants développés à partir de la fibre développée par iXFiber permettront d'offrir un gain de plusieurs ordres de grandeur en termes de taux d'extinction en polarisation par rapport aux solutions existantes reposant sur l'utilisation de fibres à maintien de polarisation. On cherchera ainsi à obtenir des taux d'extinction en polarisation supérieurs à 30 dB en sortie des composants développés, sur une gamme de température comprise entre -5 et 65 °C.

Ce projet financé par l'ANR Astrid Maturation (Ref : 09 34 0051) est réalisé avec plusieurs partenaires comme μ QuanS, Keopsys, Innoptics et iXFiber.

RÉFÉRENCES

- [1] T. Villedieu, T. Robin et H. Lefèvre, " Fibre polarisante pour déport laser et caractérisation interférométrique "

DOUBLEMENT D'IMPULSION DANS UNE FIBRE OPTIQUE A DISPERSION OSCILLANTE

Christophe Finot¹ et Stefan Wabnitz²

¹ *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot Bourgogne, 2178 Dijon, France*

² *Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università degli Studi di Brescia, 25123Brescia, Italy*

christophe.finot@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

En exploitant une fibre à dispersion oscillante fonctionnant au point d'éclatement spectral des bandes de gain, nous montrons numériquement qu'il est possible de créer à partir d'une impulsion pompe un doublet de deux impulsions picosecondes avec un délai les séparant pouvant être ajusté sur une large plage.

MOTS-CLEFS : fibre à dispersion oscillante, optique non-linéaire, traitement du signal optique

1. INTRODUCTION

Les fibres dont la dispersion varie longitudinalement de manière périodique présentent des caractéristiques très différentes des fibres usuelles à dispersion fixe. Elles ont ainsi récemment stimulé un intérêt expérimental marqué, notamment par rapport aux propriétés originales des bandes d'instabilité de modulation qui peuvent s'y développer grâce à un quasi-accord de phase [1; 2; 3] : des bandes de gain irrégulièrement espacées peuvent ainsi croître symétriquement de part et d'autre de la pompe et cela même en régime de dispersion moyenne normale. D'autres spécificités ont été démontrées comme la fission spectrale des bandes de gain en plusieurs branches en régime de forte modulation de la dispersion (i.e. lorsque l'amplitude de modulation est grande par rapport à la valeur moyenne de la dispersion) [4]. Cette propriété a été récemment confirmée expérimentalement dans une fibre hautement non-linéaire adaptée à une utilisation aux longueurs d'onde des télécommunications optiques [5].

Dans cette contribution, nous montrons numériquement que travailler avec une pompe impulsionnelle proche du point de fission spectrale peut conduire à la génération d'un doublet dont le délai entre les deux sous-impulsions peut facilement être varié sur une large plage par ajustement de la puissance de pompe.

2. MODELE ET PARAMETRES UTILISES

La propagation dans une fibre optique à dispersion oscillante peut être modélisée par l'équation de Schrödinger non-linéaire :

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \gamma |\psi|^2 \psi = 0$$

avec γ le coefficient non-linéaire, ψ le champ optique complexe, z et t les variables spatiales et temporelles et $\beta_2(z)$ la dispersion du second ordre variant longitudinalement suivant :

$$\beta_2(z) = \beta_{2,av} + \beta_{2,amp} \sin(2\pi z / \Lambda)$$

où Λ est la période spatiale, $\beta_{2,av}$ la dispersion moyenne et $\beta_{2,amp}$ l'amplitude des fluctuations de la dispersion. Dans le cadre de ces simulations numériques, nous considérons une fibre dont les paramètres sont inspirés de ceux utilisés pour la démonstration expérimentale de la fission de bandes de gain [5] : $\beta_{2,amp} = 2 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 10 \text{ /W/km}$, $\beta_{2,av} = 0.1 \text{ ps}^2/\text{km}$ et $\Lambda = 20\text{m}$. Cette fibre de 400m de longueur n'est pas pompée par une onde continue mais par une impulsion longue de plusieurs centaines de picosecondes. Le détail de l'impulsion utilisée influe alors le spectre de sortie [6]. Le gain généré spontanément dans cette fibre est illustré par la figure 1 où l'on distingue la

présence de plusieurs branches pour la première bande de gain. Le processus d'instabilité est ensuite stimulé par l'adjonction d'un germe continu de quelques μW décalé de 7.6 THz par rapport à la longueur d'onde centrale de la pompe utilisée.

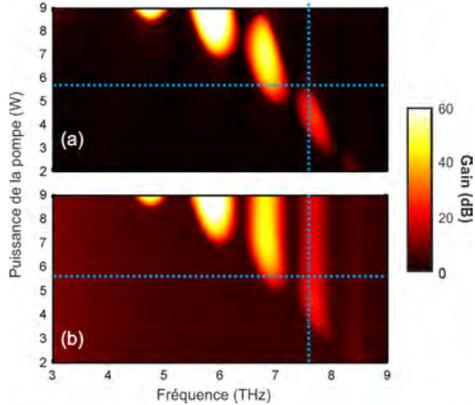


Fig. 1 : Évolution du profil de gain de la première bande d'instabilité à quasi-accord de phase. L'évolution des différentes branches dans le cas d'une pompe continue (panneau a) est comparée à celle obtenue dans le cadre d'un pompage par une impulsion gaussienne ayant une largeur à mi-hauteur de 400 ps (panneau b).

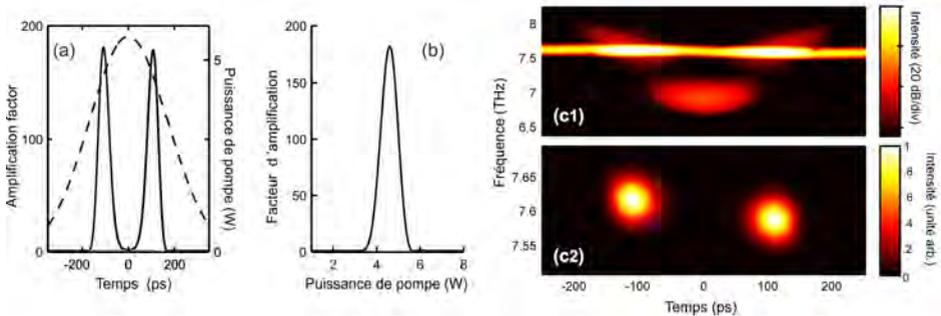


Fig. 2 : (a) Profil d'intensité temporel du germe amplifié après propagation dans la fibre à dispersion oscillante (courbe continue noire) comparé au profil de la pompe (tirets). (b) Facteur d'amplification paramétrique en fonction de la puissance instantanée de la pompe. (c) Spectrogramme du doublet obtenu.

3. RESULTATS

La figure 2(a) représente le profil temporel de la pompe et du germe amplifié. Nous constatons alors que la pompe a généré une impulsion dans son front montant et une autre dans son front descendant. Les deux structures de quelques dizaines de picosecondes sont espacées de 200 ps lorsque la pompe a une puissance crête de 5.6 W. La formation de ces deux sous-impulsions est consistante avec le comportement de filtre sélectif en intensité que possède le système. La fonction de transfert représentée figure 2(b) souligne effectivement le fait qu'en raison du phénomène de fission spectrale de la bande de gain, seule une bande étroite de puissance contribue à l'amplification du germe. Le spectrogramme de la figure 2(c) montre quant-à-lui que les deux

impulsions sont légèrement décalées spectralement en raison de la modulation de phase croisée de la pompe sur le germe amplifié.

4. INFLUENCE DE LA PUISSANCE INITIALE

L'écart temporel entre les deux impulsions peut continuellement être modifié en jouant sur la puissance crête des impulsions gaussiennes de pompe, comme le montrent les figures 3(a1) et 3(b). La durée temporelle peut également être ajustée (figure 3(c)). Dans ce processus, la forme de l'impulsion de pompe a son importance. Ainsi, si l'on substitue à l'impulsion gaussienne une impulsion avec des flancs plus raides (comme dans l'exemple de la figure 3(a2) avec une impulsion supergaussienne), la plage de variations du délai sera plus étroite et les impulsions générées significativement plus brèves.

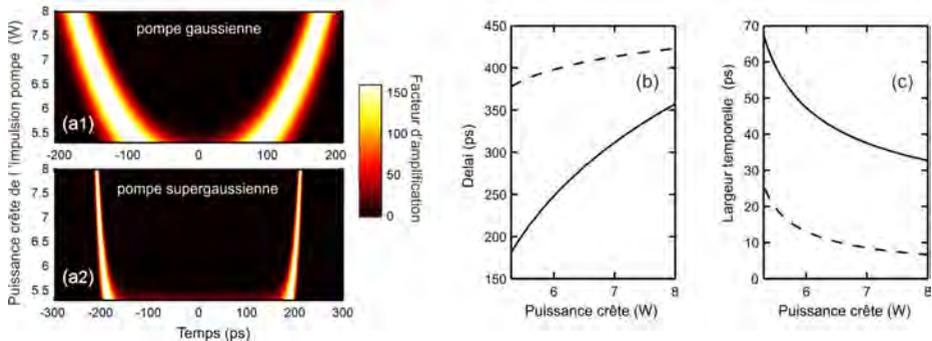


Fig. 3 : Évolution des caractéristiques du doublet obtenu en fonction de la puissance crête de l'impulsion pompe : (a) évolution du profil temporel, (b) évolution de la séparation temporelle des deux impulsions et (c) durée temporelle à mi-hauteur des impulsions. Les résultats obtenus à partir d'une pompe gaussienne (panneau a1, courbes noires continues) sont comparés à ceux obtenus par une pompe super-gaussienne (panneau a2, courbes noires pointillées)

CONCLUSION

Nous avons montré numériquement que la fission spectrale de la bande de gain observée dans une fibre à dispersion oscillante pouvait être exploitée pour générer un doublet d'impulsions picosecondes à partir d'une pompe de plusieurs centaines de picosecondes. L'écart temporel entre les deux impulsions est facilement contrôlable par le biais de la puissance crête sans que les impulsions générées ne subissent de fluctuations notables de leur puissance crête.

RÉFÉRENCES

- [1] N.J. Smith, and N.J. Doran, Modulational instabilities in fibers with periodic dispersion management. *Opt. Lett.* 21 (1996) 570.
- [2] M. Droques, A. Kudlinski, G. Bouwmans et al., Experimental demonstration of modulation instability in an optical fiber with a periodic dispersion landscape. *Opt. Lett.* 37 (2012) 4832-4834.
- [3] C. Finot, J. Fatome, A. Sysoliatin, A. Kosolapov, and S. Wabnitz, Competing four-wave mixing processes in dispersion oscillating telecom fiber. *Opt. Lett.* 38 (2013) 5361-5364.
- [4] C. Finot, F. Feng, Y.K. Chembo, and S. Wabnitz, Gain sideband splitting in dispersion oscillating fibers. *Opt. Fiber. Technol.* 20 (2014) 513-519.
- [5] F. Feng, P. Morin, Y.K. Chembo, A. Sysoliatin, S. Wabnitz, and C. Finot, Experimental demonstration of spectral sideband splitting in strongly dispersion oscillating fibers. *Opt. Lett.* 40 (2015) 455-458.
- [6] C. Finot, and S. Wabnitz, Influence of the pump shape on the modulation instability process induced in a dispersion oscillating fiber. *J. Opt. Soc. Am. B* 32 (2015) 892-899.

ONDES SCÉLÉRATES EN TURBULENCE INTÉGRABLE

Pierre Walczak¹, Stéphane Randoux¹, Pierre Suret¹

¹ Laboratoire de Phlam, UMR-CNRS 8523, Université de Lille 1, France

Pierre.Suret@univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons des résultats expérimentaux et numériques concernant la propagation d'ondes partiellement incohérentes dans un système optique décrit par l'équation intégrable de Schrödinger non linéaire à une dimension. Grâce à l'utilisation originale d'échantillonnage optique, nous mesurons précisément la distribution de probabilité de la puissance d'une onde qui fluctue rapidement (250 fs). Une onde aléatoire de statistique initiale gaussienne est injectée dans une fibre optique en régime de dispersion anormale. Au cours de la propagation, la probabilité de puissance évolue vers une distribution dite "à queue lourde" caractéristique de l'apparition de nombreux événements extrêmes. Les simulations numériques montrent que ce comportement statistique est lié à l'émergence de structures cohérentes proches des solutions de l'équation de Schrödinger telles que les solitons sur fond continu.

MOTS-CLEFS : Ondes Scélérates, Equation de Schrödinger non linéaire à une dimension

1. INTRODUCTION

L'équation de Schrödinger non linéaire à une dimension (1) en régime de dispersion anormale décrit la propagation unidirectionnelle des vagues en eau peu profonde et fournit donc une analogie forte entre océanographie et optique non linéaire [1, 2]. En particulier les ondes scélérates largement étudiés en optique fibrée [3, 2] correspondent à des vagues de grandes amplitudes qui apparaissent avec une probabilité plus élevée que celle prévue par la loi normale [1].

Des expériences d'hydrodynamique réalisées dans des canaux ont montré l'émergence de statistiques non gaussiennes quand les conditions initiales étaient incohérentes[4, 5]. La propagation non linéaire d'ondes partiellement incohérentes dans un système intégrable tel que l'équation de Schrödinger non linéaire (1) s'inscrit dans le cadre de la "turbulence intégrable" [6, 7]. En optique fibrée, la génération de solutions cohérentes de l'équation (1) tels que les solitons de Peregrine a été réalisée à partir de conditions initiales parfaitement cohérentes [8, 2]. En revanche, à notre connaissance, aucune expérience optique équivalente aux expériences d'hydrodynamique permettant à la fois la propagation dans une fibre d'ondes incohérentes décrites par l'équation (1) et la mesure précise de leur statistique ([4, 5]) n'a été réalisée.

Sur le plan expérimental, la difficulté réside dans la mesure de fluctuations *aléatoires* et très rapides de l'intensité lumineuse. Il n'est en effet pas possible d'utiliser l'échantillonnage *périodique* des signaux qui est l'élément clef des expériences impliquant des structures cohérentes [8, 2]. Nous avons développé un dispositif d'échantillonnage optique permettant la mesure de la *fonction de distribution de probabilité de la puissance optique* pour une onde partiellement incohérente fluctuant avec des échelles de temps de l'ordre de 250 fs. Nous démontrons l'apparition de statistiques fortement non gaussiennes dans nos expériences et simulations de turbulence intégrable [9].

2. EXPÉRIENCES

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 1. Un laser à fibre Ytterbium "continu" émet une onde partiellement incohérente et composée de nombreux modes longitudinaux (typiquement 10^4) a priori non corrélés. La lumière de longueur d'onde $\lambda_S = 1064\text{nm}$ est polarisée linéairement. L'échantillonnage optique est réalisé par somme de fréquence dans un cristal $\chi^{(2)}$ BBO entre une pompe impulsionnelle à $\lambda_p = 800\text{nm}$ et le signal étudié (voir figure 2.a). Les impulsions de pompe, émises par

un laser Ti :Sa, ont un taux de répétition de 80MHz et une largeur temporelle de 140 fs. La puissance des impulsions bleues est proportionnelle à la puissance instantanée du signal $P = P(\lambda_s=1064nm)$. La distribution de probabilité de la puissance instantanée du signal est calculée à partir de la probabilité d'occurrence des puissances crêtes des impulsions bleues (voir figure 2.a et 2.b).

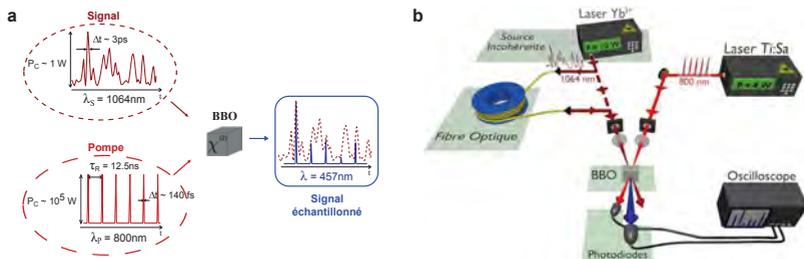


FIGURE 1 : **Mesure de la distribution de probabilité de la puissance d'une onde partiellement incohérente**
a. Principe : échantillonnage par somme de fréquence b. Dispositif expérimental

Pour une puissance moyenne du laser Ytterbium fixée à $\langle P \rangle = 10W$, nous observons des fluctuations fortes de la puissance instantanée (voir figure 2.a). La distribution de probabilité de ces puissances est très proche de la distribution exponentielle (voir figure 2.b). Il est important de remarquer que notre mesure permet pour la première fois une comparaison *quantitative* entre une distribution de puissance expérimentale et une distribution normalisée $PDF[P/\langle P \rangle] = \exp(-P/\langle P \rangle)$ pour des fluctuations aléatoires extrêmement rapides (de l'ordre de 250fs) [9]. Rappelons que la distribution exponentielle de la puissance correspond à une distribution gaussienne du champ électrique.

L'onde partiellement incohérente est injectée dans une fibre microstructurée (fournie par Draka France), monomode, non linéaire, de 15m de long et maintenant la polarisation. La comparaison entre la distribution de puissance optique avant (courbe rouge sur la figure 2.b) et après propagation dans la fibre (courbe verte de la figure 2.b) révèle l'apparition de nombreux événements extrêmes. Au cours de la propagation dans la fibre optique, la statistique de l'onde aléatoire évolue donc de la distribution normale vers une distribution fortement non gaussienne.

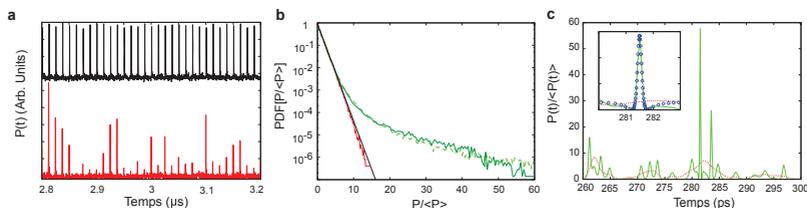


FIGURE 2 : **Expériences et simulations numériques** a) Impulsions de pompe (en noir) et échantillonnage des fluctuations du laser Ytterbium (en rouge) b) Distribution de probabilité de la puissance optique. Condition initiale (expérience) en rouge. Après propagation dans la fibre : expériences (en vert traits pleins) et simulations numériques (pointillés). En noir : distribution exponentielle $PDF[P/\langle P \rangle] = \exp(-P/\langle P \rangle)$. c. Simulations numériques. Condition initiale en rouge. Après propagation en vert. En zoom : fit par un soliton de Peregrine.

3. SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Les expériences décrites ci-dessus sont très bien décrites par l'équation de Schrödinger non linéaire à une dimension (1) :

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \gamma |\psi|^2 \psi \quad (1)$$

où γ est le coefficient Kerr et β_2 le coefficient de dispersion de vitesse de groupe [9]. Nous avons réalisé des simulations numériques de l'équation (1) avec les paramètres de l'expérience : $\beta_2 = -20 \text{ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 50 \text{W}^{-1} \text{km}^{-1}$ et puissance moyenne injectée dans la fibre (P) = 600mW. Les distributions après propagation sont calculées par simulations Monte Carlo à partir de plusieurs milliers de conditions initiales de statistique gaussienne [9].

Les simulations numériques sont en accord quantitatif avec les expériences tant pour l'évolution du spectre optique que pour les distributions de probabilité de la puissance instantanée (voir pointillés sur la figure 2.b). Les simulations numériques montrent également que des structures cohérentes voisines des solitons sur fond continu tels que les Akhmediev breathers ou les solitons de Peregrine apparaissent au cours de la propagation des ondes partiellement incohérentes (voir figure 2.c).

CONCLUSION

Nous avons démontré que l'échantillonnage optique permet de mesurer très précisément la distribution de puissance d'ondes partiellement incohérentes fluctuant avec des échelles de temps de l'ordre de 250fs [9]. Sur le plan fondamental, nos expériences sont similaires aux expériences hydrodynamiques réalisées avec des conditions initiales aléatoires dans des canaux unidirectionnel [4, 5]. Sur le plan théorique, nos simulations numériques montrent que la propagation par l'équation intégrable de Schrödinger non linéaire provoque l'apparition de statistiques fortement éloignées de la loi normale *si les conditions initiales sont aléatoires de statistique gaussienne*. Ces résultats sont très différents de ceux obtenus en turbulence intégrable à partir d'une onde plane modulée par un bruit perturbatif [7]. Nos résultats renforcent l'idée que les solutions particulières de l'équation de Schrödinger non linéaire telles que les Akhmediev breathers sont des prototypes d'ondes scélérates. Des études théoriques sont nécessaires pour comprendre l'émergence de ces structures observées ici au sein d'ondes *partiellement incohérentes*.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Onorato, S. Residori, U. Bortolozzo, A. Montina, and F. Arecchi, "Rogue waves and their generating mechanisms in different physical contexts," *Physics Reports*, vol. 528, no. 2, pp. 47 – 89, 2013.
- [2] J. M. Dudley, F. Dias, M. Erkintalo, and G. Genty, "Instabilities, breathers and rogue waves in optics," *Nat. Photon.*, vol. 8, p. 755, 2014.
- [3] D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, and B. Jalali, "Optical rogue waves," *Nature*, vol. 450, pp. 1054–1057, 2007.
- [4] M. Onorato, A. R. Osborne, M. Serio, L. Cavaleri, C. Brandini, and C. T. Stansberg, "Observation of strongly non-gaussian statistics for random sea surface gravity waves in wave flume experiments," *Phys. Rev. E*, vol. 70, p. 067302, 2004.
- [5] M. Onorato, A. Osborne, M. Serio, and L. Cavaleri, "Modulational instability and non-gaussian statistics in experimental random water-wave trains," *Physics of Fluids (1994-present)*, vol. 17, no. 7, p. 078101, 2005.
- [6] V. E. Zakharov, "Turbulence in integrable systems," *Studies in Applied Mathematics*, vol. 122, no. 3, pp. 219–234, 2009.
- [7] D. S. Agafontsev and V. E. Zakharov, "Integrable turbulence and formation of rogue waves," *ArXiv e-prints*, 2014.
- [8] B. Kibler, J. Fatome, C. Finot, G. Millot, F. Dias, G. Genty, N. Akhmediev, and J. M. Dudley, "The peregrine soliton in nonlinear fibre optics," *Nature Physics*, vol. 6, no. 10, pp. 790–795, 2010.
- [9] P. Walczak, S. Randoux, and P. Suret, "Optical rogue waves in integrable turbulence," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 114, p. 143903, Apr 2015. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.143903>

DYNAMIQUE NON-LINEAIRE DE LASERS HYBRIDES III-V SUR SILICIUM

Kevin R. Schires¹, Nils Girard², Ghaya Bail², Guang-Hua Duan³, Frédéric Grillot¹

¹Télécom ParisTech, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, CNRS LTCI, 75634 Paris Cedex 13, France

²Thales Research and Technology, 1, Avenue A. Fresnel, 91767 Palaiseau cedex, France

³III-V Lab, a joint lab of Alcatel-Lucent Bell Labs France, Thales Research and Technology and CEA Leti, Campus Polytechnique, 1, Avenue A. Fresnel, 91767 Palaiseau cedex, France

schires@enst.fr

RÉSUMÉ

La dynamique solitaire et sous rétroaction optique de lasers accordables hybrides III-V sur silicium est étudiée expérimentalement. La structure complexe des lasers, les modes d'une cavité Fabry-Pérot (FP) étant filtrés par deux micro-résonateurs en anneau dans le guide d'onde en silicium, donne lieu à de nombreuses zones d'instabilités lorsque le dispositif fonctionne en régimes monomode ou multimodes.

MOTS-CLEFS : *silicium, III-V, rétroaction optique, dynamique non-linéaire*

1. INTRODUCTION

La photonique sur silicium permet l'intégration de plusieurs fonctions optique et électriques sur une même puce, notamment en tirant parti des faibles pertes des guides d'onde silicium (Si). L'intégration photonique ouvre ainsi de nombreuses perspectives d'amélioration de puces microélectroniques, pour diverses applications allant des capteurs aux systèmes de transmissions de données. Dans ce cadre, III-V Lab développe de nouvelles sources optiques accordables dont le milieu actif est un matériau III-V tandis que le reste de la cavité constitue un guide d'onde Si. Combiner un guide d'onde à faibles pertes avec de longues cavités permet notamment d'augmenter le temps de vie des photons dans la cavité optique, rapprochant ainsi le laser d'un composant de classe A à faible bruit d'intensité. En vue d'une intégration monolithique et dans le cadre d'un réseau optique fibré de courte distance, il est primordial d'étudier l'effet des réflexions parasites causées par des interfaces optiques au niveau de la puce, créant ainsi des cavités externes de l'ordre du centimètre, ou au niveau des fibres, avec des cavités de plusieurs mètres [1]. Nous présentons ainsi dans cet article une première étude dynamique de lasers accordables hybrides III-V sur Si.

2. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE

La fig. 1a) présente une vue schématique des lasers accordables étudiés, dénommés TUL (TUneable Laser). Le milieu amplificateur, d'une longueur de 400 μm et à base de puits quantiques sur InP, est lié au Si par collage [2]. À chaque extrémité du milieu actif, une zone de couplage constituée de biseaux (tapers) dans les guides d'onde III-V et Si permet le couplage de la lumière d'un guide vers l'autre. Dans le reste de la cavité, d'une longueur millimétrique, la lumière se propage dans des guides d'onde Si sans présence de matériau III-V. La cavité Fabry-Pérot est fermée par deux réseaux de Bragg de réflectivité 100% et 30%. Afin de sélectionner certains modes de la cavité FP et ce en vue de garantir une émission monomode, deux micro-résonateurs en anneau jouent le rôle de filtres optiques. Enfin, des réseaux de Bragg à l'extérieur de la cavité permettent un couplage vertical vers une fibre optique. La fig. 1b) montre l'évolution de la puissance optique en fonction du courant de pompe. Malgré le filtrage des anneaux, la modification du courant de pompe désaccorde la cavité favorisant l'émergence d'autres modes de cavité. Cette non-linéarité intrinsèque de la caractéristique courant-puissance fait que le laser peut émettre sur un seul ou plusieurs modes à la fois. Le comportement multimode n'étant pas souhaité pour des applications pratiques, il peut être éliminé en adaptant les tensions appliquées aux anneaux afin de les accorder avec la cavité. Cependant, afin de pouvoir étudier la dynamique du laser dans tous les régimes de

fonctionnements (monomode et multimode), les résultats présentés dans cet article ont été obtenus en variant le courant de pompe mais en maintenant constantes les tensions de contrôle des anneaux.

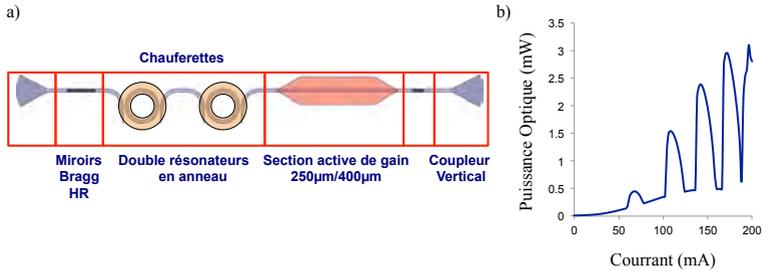


Fig. 1 : a) Vue schématique du laser accordable TUL (TUNEable Laser).
b) Évolution de la puissance optique du laser avec le courant de pompe.

3. DYNAMIQUES SOLITAIRE ET SOUS RETROACTION OPTIQUE

La fig. 2 présente l'évolution des spectres optiques et électriques avec le courant de pompe, ainsi que le diagramme de bifurcation correspondant à la puissance émise par le laser. Ce dernier est obtenu en extrayant pour chaque courant l'intensité des extrema des chronogrammes mesurés par un oscilloscope temps-réel, ayant une bande passante de 13 GHz et précédé d'un photodétecteur de bande passante de 10 GHz. Les spectres optique et électriques révèlent que lorsque le laser est bimode, des oscillations périodiques sont observées. Ces oscillations, relativement basse fréquence (<1 GHz) vers 120 mA, semblent correspondre à du bruit de partition venant de la compétition entre les deux modes. À d'autres courants, des oscillations entre 2 et 4 GHz correspondent à des oscillations de relaxation exaltées. Vers 190 mA, le laser pourtant monomode (cf. fig. 2a) oscille périodiquement avec une grande amplitude et des extrema très regroupés dans le diagramme de bifurcation, ce qui est caractéristique de puissantes oscillations périodiques d'amplitude constante.

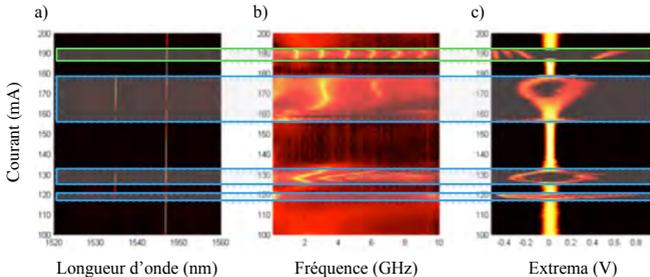


Fig. 2 : Cartographies en fonction du courant de pompe des spectres a) optique et b) électrique, et c) diagramme de bifurcation. Les rectangles bleus indiquent les zones de comportement multimode du laser, et la zone verte correspond à un comportement monomode oscillant.

Le montage expérimental représenté en fig. 3 simule des réflexions dans une section proche d'un réseau fibré. Sa longueur avoisine une dizaine de mètres et cette étude ne peut donc pas rendre compte des effets d'une rétroaction résultant de l'intégration monolithique de composants optiques, qui correspondent typiquement à des cavités externes courtes de longueur inférieure au centimètre. La rétroaction est ici créée par un miroir dont les pertes sont contrôlables et varient de 2 à 50 dB.

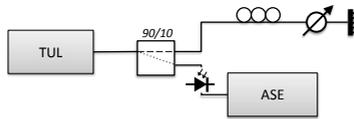


Fig. 3 : Montage expérimental utilisé pour la caractérisation des lasers TUL sous rétroaction optique.
ASE : Analyseur de Spectre Électrique

La fig. 4 présente l'évolution du spectre électrique sous rétroaction optique a) du TUL à un courant de pompe tel que le laser solitaire monomode n'oscille pas, et b) du TUL à un courant de pompe tel que le laser solitaire monomode oscille périodiquement autour de 4 GHz. Le composant semble peu sensible à la rétroaction optique: en régime solitaire stable, seules des oscillations à basses fréquences apparaissent au plus haut taux de rétroaction. Cependant, dans le cas d'un comportement solitaire oscillant, on observe une route vers le chaos conventionnelle: à faible taux de rétroaction on obtient une exaltation des oscillations de relaxation avec apparition d'un harmonique supérieur. En augmentant le taux de rétroaction, on observe un élargissement des raies spectrales jusqu'à ce que le piédestal du spectre augmente, le laser entrant en régime chaotique [3].

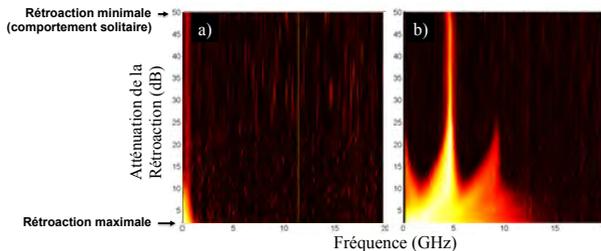


Fig. 4 : Évolution du spectre électrique du laser TUL sous rétroaction optique dans le cas où le laser solitaire a) est stable et b) oscille périodiquement autour de 4 GHz.

CONCLUSION

Cet article constitue la première étude dynamique de lasers accordables III-V sur Si, dont le milieu actif à base d'InP est constitué de puits quantiques. La complexité de la structure incluant des micro-résonateurs en anneau et multiples réflecteurs de Bragg donne lieu pour certaines plages de courants de pompe à des comportements oscillatoires. En présence de rétroaction optique, le laser est peu sensible à une forte rétroaction aux courants pour lesquels le comportement solitaire est stable. Aux courants de pompe où le laser solitaire oscille, la rétroaction exalte des oscillations de relaxation qui suivent une route vers des oscillations chaotiques. De nouvelles mesures d'une cavité FP sans résonateurs à anneaux seront disponibles au moment de la conférence et permettront de caractériser la dynamique du milieu amplificateur III-V dans une cavité simple à guide d'onde Si.

Remerciements: Ce travail est soutenu par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) via le projet Nanodesign, financé par l'IDEX Paris-Saclay (ANR-11-IDEX-0003-02)

RÉFÉRENCES

- [1] F. Grillot et al., "Feedback sensitivity and coherence collapse threshold of semiconductor DFB lasers with complex structures", IEEE Journal of Quant. El., vol.40, no.3, pp. 23-240, 2004
- [2] G. H. Duan et al., "Hybrid III-V on Silicon lasers for photonic integrated circuits on Silicon", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 20, 4, 2014.
- [3] X. Porte et al., "Similarity properties in the dynamics of delayed-feedback semiconductor lasers", Phys. Rev. A 89, 023822, 2014

VALIDATION EXPERIMENTALE D'UNE CHAÎNE DE CO-SIMULATION D'ÉMISSION ET DE RÉCEPTION DE FORMATS IM-OFDM A BASE DE RSOA

Mohamad Hamzé^{1,2}, Ammar Sharaiha¹, Pascal Morel¹, Mikael Guégan¹, Ali Hamié²

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

² *Arts, Sciences, and Technology University in Lebanon (AUL), CRITC Lab, Beirut, Liban*

hamze@enib.fr, sharaiha@enib.fr

RÉSUMÉ

Dans ce travail, nous avons caractérisé les performances d'un RSOA utilisé comme modulateur d'intensité avec un format de modulation 16 QAM IM-OFDM. Nous avons également développé une plateforme de co-simulation sous Matlab-ADS-VPI qui prend en compte les caractéristiques de la chaîne expérimentale d'émission et de réception. La validation expérimentale de cette plateforme a été effectuée sur une très large gamme de puissances, de longueurs d'ondes et de longueurs de fibre de transmission, et nous a permis d'étudier l'influence des paramètres du RSOA sur la qualité de la transmission.

MOTS-CLEFS : *Amplificateur optique à semi-conducteurs réfléchifs (RSOA); Modélisation RSOA; modulation IMDD-OFDM;*

1. INTRODUCTION

L'emploi des amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) et plus particulièrement les SOA réfléchifs (RSOA) comme modulateurs d'intensité pour des formats OFDM avec une détection directe (IMDD-OFDM : Intensity Modulation Direct Detection – OFDM) apparaît comme une solution prometteuse pour les réseaux d'accès. En effet, malgré leur bande passante, généralement limitée à environ 1 GHz, plusieurs techniques ont été étudiées pour dépasser cette limitation et atteindre de très hauts débits [1-4].

Dans ce travail, nous avons caractérisé les performances d'un RSOA utilisé comme modulateur d'intensité pour un format de modulation 16 QAM IM-OFDM. Nous avons également développé une plateforme de co-simulation sous Matlab-ADS-VPI qui prend en compte les caractéristiques de la chaîne expérimentale d'émission et de réception. La validation expérimentale de cette plateforme a été effectuée sur une très large gamme de puissances, de longueurs d'ondes et de longueurs de fibre de transmission, et nous permet d'analyser l'influence des paramètres du RSOA sur la qualité de transmission de la chaîne complète.

2. MODELISATION DU RSOA

Le RSOA utilisé est un composant de 750 μm de long avec une commande électrique adaptée 50 Ω . Le modèle du RSOA s'appuie sur un modèle complet et générique de simulation de SOA [5] dans lequel nous fixons pour l'une des facettes du SOA sa réflectivité à 100%. Ce modèle est implémenté dans un logiciel de circuits électriques (ADS d'Agilent Technologies). La modélisation montre une très bonne concordance avec la mesure en statique et en dynamique. En statique, la figure 1-a présente les résultats obtenus en mesure et en simulation pour le gain en fonction du courant avec une puissance du signal injecté égale à -10 dBm et ceci, pour plusieurs longueurs d'onde. En dynamique, la figure 1-b donne également par simulation et par mesure l'évolution de la bande passante du RSOA utilisé en modulation directe, pour deux puissances du signal optique injecté et sur une large plage de longueurs d'onde.

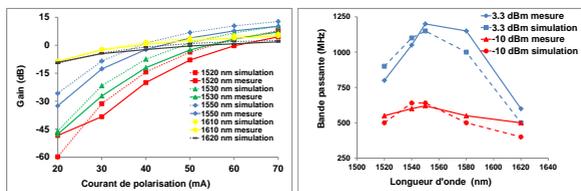


Fig. 1 (a) Gain du RSOA, (b) Bande passante électrique du RSOA en modulation directe

3. MONTAGE EXPERIMENTAL ET PLATEFORME DE CO-SIMULATION

Le montage expérimental est présenté sur la figure 2-a. La génération des signaux 16 QAM IM-OFDM est effectuée sous Matlab. Le signal électrique est ensuite obtenu à l'aide d'un générateur de forme d'onde arbitraire (AWG, 12Gch/s). Le signal optique injecté de Puissance P_{in} , issu d'un laser accordable est injecté via un circulateur dans le RSOA polarisé avec un courant $I_{DC} = 65\text{mA}$ et modulé par un courant d'amplitude $\Delta I = 7\text{mA}$. Ce signal optique modulé en intensité par le signal électrique 16 QAM IM-OFDM appliqué sur l'électrode du RSOA est ensuite dirigé via le circulateur et un filtre optique de bande passante 0,3nm vers une fibre monomode de différentes longueurs. Il est ensuite amplifié par un EDFA puis à nouveau filtré par un filtre optique de bande passante 0,3nm, avant d'être détecté directement par un photodétecteur disposant d'une bande passante de 8GHz. Le signal électrique généré est ensuite dirigé sur un oscilloscope 40Gch/s et analysé par un analyseur de signaux vectoriels (VSA). Les signaux 16 QAM IM-OFDM utilisés comportent 64 sous-porteuses dont 6 servant de pilote pour la synchronisation des signaux à la réception. La plateforme de co-simulation est présentée sur la figure 2-b. Elle est constituée d'un émetteur/récepteur sous Matlab, du modèle du RSOA sous ADS d'Agilent Technologies et du modèle de la fibre optique monomode sous VPI.

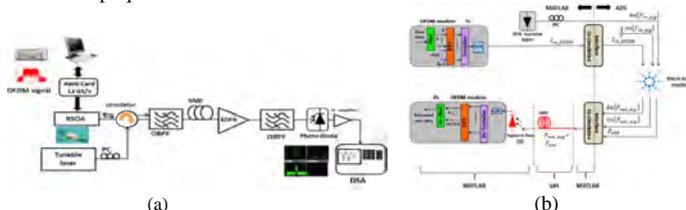


Fig. 2 Chaîne d'émission et de réception de formats 16 QAM IMDD-OFDM (a) Montage expérimental (b) Plateforme de co-simulation correspondante.

4. RESULTATS

Les résultats de simulation et de mesure montrent une très bonne concordance sur une large plage de puissances et de longueurs d'ondes du signal optique injecté dans le RSOA ainsi que pour plusieurs courants appliqués sur ce dernier et pour une large bande passante du signal électrique modulant (Fig. 4-a à 4-c). Nous avons appliqué sur le RSOA des signaux 16 QAM IM-OFDM de 500 MHz, 2 GHz, et 3 GHz avec respectivement un débit effectif de 1,3 Gb/s, 5,2 Gb/s, 7,8 Gb/s (Fig. 4-a à 4-c). Sur la figure 4-a, nous montrons la dégradation de l'EVM (Error Vector Magnitude) qui est obtenue pour une faible puissance optique injectée lorsque l'influence de l'émission spontanée amplifiée (ASE) du RSOA est prépondérante. En annulant par simulation ce bruit de l'ASE sur le récepteur, l'EVM s'améliore effectivement fortement pour les faibles puissances du signal injecté. En fonction de la longueur d'onde et en présence d'un signal injecté de puissance moyenne égale à 0 dBm, la transmission présente une dégradation à faible longueur d'onde (Fig 4-b), ceci est dû à l'augmentation des non-linéarités. En effet, la distorsion d'intermodulation d'ordre 2 à ces longueurs d'ondes augmente de près de 10 dB comparativement

aux longueurs d'ondes situées au-dessus de 1560 nm. Dans la figure 4-c, nous montrons l'effet de l'augmentation de la bande passante de modulation du RSOA sur l'EVM pour le signal 16 QAM IM-OFDM. Les résultats montrent que, nous pouvons atteindre un débit effectif de 7.8 Gb/s dans une bande passante de 3 GHz avec un EVM correspondant à un taux d'erreurs $<10^{-3}$. La mesure est effectuée sans compenser l'atténuation des sous-porteuses en dehors de la bande passante du RSOA. La figure 4-d montre que cette limitation imposée par la bande passante de modulation du RSOA peut être compensée par l'emploi d'une modulation adaptative [4].

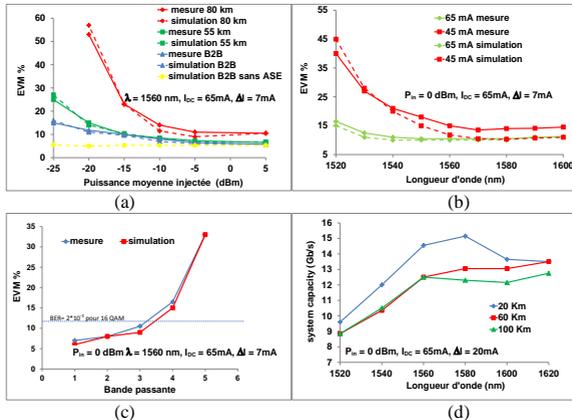


Fig. 4 (a) EVM du signal 16 QAM IM-OFDM dans une bande passante de 500MHz en fonction de la puissance du signal optique injecté dans le RSOA, pour différentes longueurs de fibre monomode (b) EVM du signal 16 QAM IM-OFDM dans une bande passante de 2 GHz en fonction de la longueur d'onde du signal injecté (c) EVM du signal 16 QAM IM-OFDM pour différentes bandes passantes (d) Capacité de transmission en modulation adaptative IM-OFDM dans une bande passante de 6 GHz.

CONCLUSION

Nous avons étudié et analysé l'influence des paramètres du RSOA sur la qualité de transmission des signaux 16 QAM-IM-OFDM et montré que la plateforme de co-simulation que nous avons développée donne des résultats en très bonne concordance avec les mesures.

REFERENCES

- [1] G. Cossu, F. Bottoni, R. Corsini, M. Presi, E. Ciaramella, "40 Gb/s Single R-SOA Transmission by Optical Equalization and Adaptive OFDM," IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, VOL. 25, NO. 21, pp. 2119-2121, NOVEMBER 1, 2013
- [2] H. K. Shim, K. Y. Cho, U. H. Hong, and Y. C. Chung, "Transmission of 40-Gb/s QPSK upstream signal in RSOA-based coherent WDM PON using offset PDM technique," OPTICS EXPRESS, Vol. 21, No. 3, pp. 3721-3725, 11 February 2013.
- [3] T. Duong, N. Genay, P. Chanclou, B. Charbonnier, A. Pizzinat, R. Brenot, "Experimental demonstration of 10 Gbit/s upstream transmission by remote modulation of 1 GHz RSOA using adaptively modulated optical OFDM for WDM-PON single fiber architecture," Eur. Conf. Opt. Commun. Conf., Brussels, Belgium, Sep. 2008, Paper Th. 3.F. 1.
- [4] A. Hamié, M. Hamzé, J. L. Wei, A. Sharaiha, J. M. Tang, "Theoretical investigations of quantum-dot semiconductor optical amplifier enabled intensity modulation of adaptively modulated optical OFDM signals in IMDD PON systems", OPTICS EXPRESS, Vol. 19, No. 25, pp. 25696-25711, 5 Dec. 2011.
- [5] P. Morel, "Modélisation des amplificateurs optiques à semi-conducteurs : du composant au système," Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, Brest, 2006.

DETECTION DE FUITE DE SODIUM LIQUIDE PAR OFDR RAYLEIGH POUR LA SURETE DES REACTEURS NUCLEAIRES DE GENERATION IV

Romain Cotillard¹, Guillaume Laffont¹, Ekaterina Boldyreva¹, Denis Cambet Petit Jean², Jean-Philippe Jeannot², Serge Albaladéjo², Pierre Charvet².

¹ CEA LIST, LMO, 91191 Gif-sur-Yvette, France

² CEA DEN, DTN, LIET, 13108 Saint Paul lez Durance, France

romain.cotillard@cea.fr

RÉSUMÉ

L'utilisation d'une fibre continument sensible nous a permis de détecter, de façon innovante et sans contact, une fuite de sodium liquide sur une maquette de canalisation du circuit secondaire de réacteur à caloporteur Na de 4^{ème} génération. Les capteurs à fibres optiques répartis OFDR (Optical Frequency Domain Reflectometry) par rétrodiffusion Rayleigh offrent des solutions de détection et de suivi de fuite robustes en environnement hostile avec une résolution spatiale inférieure au centimètre et une résolution en température de l'ordre du degré Celsius.

MOTS-CLEFS : *OFDR ; Capteurs fibres optiques ; détection de fuite ; réacteur gen IV.*

1. INTRODUCTION

Face à l'augmentation des besoins énergétiques mondiaux ainsi qu'à la raréfaction des ressources et à la dégradation du climat de la planète, la recherche sur les centrales nucléaires de génération IV a l'ambition de fournir des sources d'énergies plus durables par l'augmentation des rendements et la transmutation des déchets nucléaires. La France a fait le choix de la filière dite à neutrons rapides et fluide caloporteur sodium dont le démonstrateur ASTRID (Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration) devrait entrer en service en 2020. L'amélioration de la sûreté des futures centrales nucléaires est au cœur des priorités fixées par le projet et passe par le développement de nouveaux outils de surveillance. L'utilisation d'un métal liquide tel que le sodium, impose une surveillance accrue des canalisations des circuits primaire et secondaire de la centrale. La détection précoce d'une fuite de sodium liquide est une problématique majeure à laquelle nous proposons de répondre par des capteurs à fibres optiques innovants.

Par leurs nombreux avantages intrinsèques, tels que leur immunité électromagnétique, leur grande capacité de déport et de multiplexage, leur sensibilité à de multiples paramètres ainsi que leur dimension les rendant faiblement intrusifs, les capteurs à fibres optiques répondent parfaitement aux contraintes des applications de surveillance de structure en environnement hostile. De précédentes études basées sur l'utilisation de capteurs à réseaux de Bragg dits « régénérés » ou de capteurs répartis DTS Raman (Distributed Temperature Sensing) ont déjà montré l'intérêt des capteurs fibres optiques pour l'instrumentation des centrales nucléaires de nouvelle génération. L'utilisation de capteurs répartis basés sur la rétrodiffusion de la lumière dans le cœur de la fibre (Raman, Brillouin ou Rayleigh) par une distribution ad-hoc le long d'une canalisation, permet une détection robuste d'une fuite de sodium liquide par la localisation le long de la fibre d'un pic de température caractéristique. Cependant, bien que la résolution en température est de l'ordre du degré du système DTS Raman sa résolution spatiale métrique ne permet pas d'identifier rapidement un événement localisé et augmente le risque de fausses alarmes ce qui induirait des arrêts intempestifs du réacteur. Nous proposons d'outrepasser cette limite par l'utilisation d'un système OFDR basé sur la rétrodiffusion Rayleigh de résolution centimétrique.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La fuite de sodium liquide a été réalisée sur la maquette, de 2 m de long pour un diamètre de 80 cm, de la canalisation du circuit secondaire du projet de réacteur 4^{ème} génération ASTRID. L'ensemble de la maquette est porté à 350 °C et est calorifugé à l'aide de laine de roche. Un tuyau de faible section conduisant du sodium liquide passe au centre de la maquette et débouche au sommet de la maquette afin de simuler une fuite. Le débit de sodium a été fixé au début de l'expérience à 1 cm³/min et un ensemble de thermocouples disposés le long du tuyau d'arrivée ainsi que sur la maquette permet de suivre la montée du sodium et de déterminer l'instant marquant le début de la fuite.

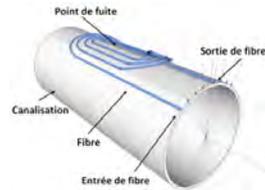


Fig. 1 : Photographie de la maquette après refroidissement avec sa croûte de sodium formée lors de la fuite (à gauche), schéma du maillage de la fibre optique sur la canalisation (à droite).

Une fibre gainée cuivre et protégée par un flexible inox a été disposée à la surface de la canalisation de façon à former des segments suivant l'axe de la canalisation à différentes distances du point de fuite (entre 35 mm et 280 mm de distance par pas de 35 mm). Cette disposition permet le suivi de la fuite par la mesure de la température tout le long de la fibre en fonction de la distance point de fuite – fibre.

A chaque mesure, un signal modulé en fréquence est injecté dans la fibre, la lumière est rétrodiffusée de manière élastique à chaque hétérogénéité du cœur de la fibre. Le signal réfléchi subit une transformée de Fourier donnant le profil OFDR de la fibre assimilable à son empreinte. Toute modification de l'environnement de la fibre altérant cette empreinte (température, pression, déformation ...) peut être mesurée par une comparaison des profils OFDR. Un profil OFDR a donc été acquis au début de l'expérience, après avoir disposé la fibre et avoir chauffé la maquette, et constitue la référence ; toute mesure de température ou de déformation sera relative à cet état initial. Nous avons utilisé un système OFDR Rayleigh commercial LUNA, il permet une résolution spatiale inférieure au centimètre ainsi qu'une résolution en température inférieure au degré Celsius. Par ailleurs, le temps de mesure est assez long, puisque l'acquisition du profil OFDR et le temps de calcul pour remonter à la mesure du paramètre d'intérêt est d'environ 20 s chacun.

Lors d'une fuite, le sodium est absorbé par le calorifuge il s'en suit une combustion et une élévation de la température. Nous proposons de détecter et de localiser cette élévation caractéristique de température et de suivre l'évolution d'une fuite de sodium liquide à la surface d'une canalisation.

3. RESULTATS

Nous avons pu suivre l'écoulement du sodium à la surface de la maquette avec un léger décalé de 40 s le long de la fibre optique. Dès la 29^{ème} seconde après le début de la fuite, nous avons pu détecter un pic de température de plus de 40 °C caractéristique de la fuite (Fig. 1). En reconstituant le maillage de la fibre, nous avons imagé l'évolution de la température à la surface de la canalisation et donc de manière qualitative l'écoulement du sodium liquide. Après refroidissement de la maquette, nous avons constaté que le front de sodium ne s'est écoulé que sur une distance maximale de 110 mm sur une heure environ, or nous avons détecté une élévation de température supérieure au seuil fixé de 20 °C à 340 mm de distance du point de fuite, ce qui

confirme la capacité de détection sans contact. Cette méthode permet une détection robuste en couplant une détection de pic et un seuil de température comme signature caractéristique d'une fuite, ce qui réduit considérablement le risque de fausses alarmes comparativement à un système tout ou rien et ainsi les arrêts de réacteurs intempestifs.

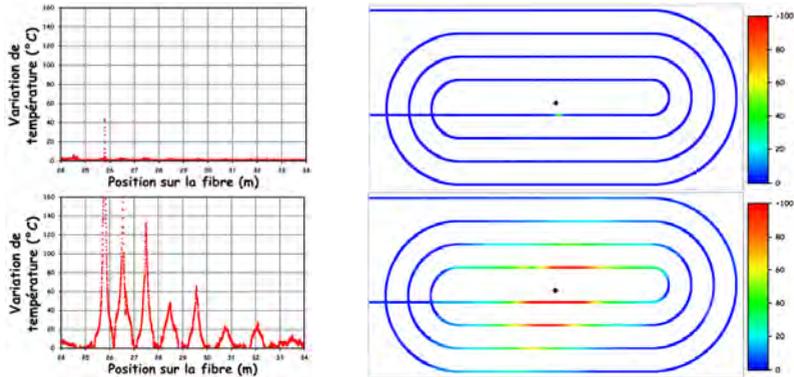


Fig. 2 : Mesure de l'élévation de température le long de la fibre (colonne de gauche), reconstitution de l'élévation de la température à la surface de la canalisation suivant le maillage de la fibre (colonne de droite), au début (29 s, en haut) et à la fin (43 min 40 s, en bas) de l'expérience de fuite

En nous fixant un temps de détection inférieur à 15 minutes, la distance entre la fibre et le point de fuite doit être de 200 mm minimum. On peut alors envisager un maillage hélicoïdal de la canalisation d'un pas de 400 mm. Dans de telles conditions, la longueur de canalisation instrumentée par 100 m de fibre est de :

$$l = \frac{100}{2\pi\sqrt{R^2 + \left(\frac{p}{2\pi}\right)^2}} p \approx 15,7 \text{ m} \quad (1)$$

Avec R le rayon de la canalisation et p le pas de l'hélice.

4. CONCLUSION

Nous avons démontré la capacité de détection et de surveillance d'une fuite de sodium liquide par l'utilisation d'une fibre continument sensible. Nous avons également proposé un maillage de la canalisation optimisant le temps de détection par rapport à la longueur de fibre utilisée. La technologie OFDR par rétrodiffusion permet la mise en place de solutions innovantes pour la surveillance et la sûreté des réacteurs nucléaires de nouvelle génération.

RÉFÉRENCES

- [1] Ferdinand, P., S. Magne, and G. Laffont. "Optical Fiber Sensors to Improve the Safety of Nuclear Power Plants.", Asia Pacific Optical Sensors (APOS), Wuhan, 2013.
- [2] Laffont, G, R Cotillard, P Ferdinand, G Blevin, J Ph Jeannot, and G Rodriguez. "Regenerated Fiber Bragg Grating Sensors for High Temperature Monitoring in Sodium-Cooled Fast Reactor.", Fast Reactors and Related Fuel Cycles, Safe Techn. and Sustainable Scenarios (FR13), Paris, 2013.
- [3] Pandian, C., M. Kasinathan, S. Sosamma, C. Babu Rao, T. Jayakumar, N. Murali, V. Paunikar, *et al.* "Raman Distributed Sensor System for Temperature Monitoring and Leak Detection in Sodium Circuits of FBR.", Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA), Marseille, 2009.
- [4] Sang, A. K., D. K. Gifford, B. D. Dickerson, B. F. Fielder, and M. E. Froggatt. "One Centimeter Spatial Resolution Temperature Measurements in a Nuclear Reactor Using Rayleigh Scatter in Optical Fiber.", Sensors, 2007. 8(7): p. 1375-1380.

COMBINAISON COHERENTE DE DIODES LASER MISES EN PHASE PAR UNE CAVITE EXTERNE DE TYPE MICHELSON

G. Schimmel¹, I. Doyen¹, L. P. Ramirez¹, S. Janicot¹, M. Hanna¹, P. Georges¹, G. Lucas-Leclin¹, V. Vilokkinen², P. Melanen², P. Uusimaa², J. Decker³, P. Crump³, G. Erbert³

1. Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud 11, Palaiseau, France
2. Modulight, Hermiankatu 22, FI-33720 Tampere, Finland
3. Ferdinand-Braun-Institut, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik, 12489 Berlin, Germany

guillaume.schimmel@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous décrivons une nouvelle architecture de combinaison cohérente de diodes laser, basée sur la mise en phase passive de deux émetteurs à l'aide d'une cavité externe de type Michelson sur la face arrière et leur superposition cohérente sur la face avant. Deux lasers à section droite ont été combinés avec plus de 90% d'efficacité. Cette architecture est ensuite étendue à deux lasers à profil évasé démontrant une puissance optique combinée de 6 W dans un faisceau proche de la limite de diffraction.

MOTS-CLEFS : *combinaison cohérente ; mise en phase ; diode laser ; cavité externe*

1. INTRODUCTION

La combinaison cohérente est une technique performante pour l'amélioration de brillance des barrettes de diodes laser [1]. Nous étudions ici une nouvelle architecture basée sur l'utilisation d'une cavité externe commune, construite sur la face arrière des lasers afin d'assurer la cohérence de ces derniers, alors que la superposition cohérente des faisceaux est accomplie en face avant. Cette technique permet la séparation des deux étapes nécessaires à la combinaison cohérente de lasers : la mise en phase intra-cavité et la superposition cohérente hors-cavité. De cette manière, l'efficacité électrique-optique du dispositif est augmentée en comparaison des techniques traditionnelles de combinaison cohérente passive basées sur une cavité externe en face avant [2]. En effet ces architectures en face avant nécessitent un coupleur de sortie commun aux émetteurs dont la réflectivité doit être suffisante pour forcer la mise en phase –généralement de l'ordre de 30%. En plaçant la cavité commune en face arrière, il est alors possible de limiter la réflectivité en face avant à seulement quelques pourcents – les pertes sur la sortie utile sont ainsi diminuées. Nous proposons ici l'évaluation de cette nouvelle architecture avec premièrement deux lasers à section droite monomode transverse, puis avec deux lasers à section évasée de forte luminosité.

2. DESCRIPTION DE L'ARCHITECTURE

Nous avons mis en œuvre une architecture de cavité externe sur la face arrière adaptée à la mise en phase passive de deux émetteurs, dans une configuration de type Michelson. La cavité externe est basée sur un interféromètre de Michelson, composé d'une lame séparatrice 50/50 et fermé par un réseau de diffraction en configuration de Littrow (figure 1) – ce réseau peut aussi être remplacé par un simple miroir haute réflexion. Les deux émetteurs subissent alors un minimum de pertes intra-cavité à condition que leurs faisceaux soient en phase au niveau de la lame séparatrice, provoquant ainsi des interférences constructives sur le bras commun P et des interférences destructives sur la voie de pertes L. De cette manière, la cavité privilégie la mise en phase des émetteurs de façon passive. Afin d'assurer un fonctionnement laser sur la cavité externe, les émetteurs doivent être traités antireflets sur leur face arrière, la réflectivité en face avant est de quelques pourcents.

Une configuration similaire est implantée en face avant avec une lame séparatrice pour la superposition cohérente des faisceaux. Une lame de phase est ajoutée sur un bras afin d'ajuster la relation de phase entre les deux faisceaux au niveau de la lame séparatrice. Par rotation de cette

dernière, il est alors possible de maximiser la puissance optique sur le bras P' avec des interférences constructives maximales entre les deux faisceaux laser.

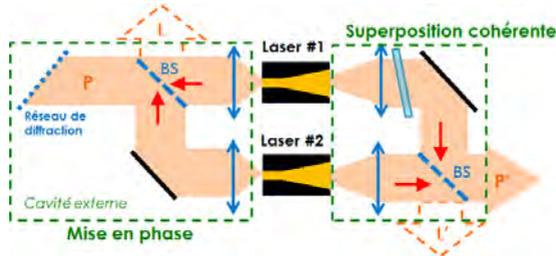


Fig. 1 : Montage expérimental de la mise en phase et de la superposition cohérente de deux lasers ; BS : lame séparatrice 50/50 ; L,L' : voies de pertes. Les émetteurs à section évasée sont ici schématisés.

3. ÉVALUATION DE LA COMBINAISON COHERENTE AVEC DEUX TYPES DE DIODES LASER

Comme démonstration de principe, l'expérience a d'abord été réalisée avec deux lasers à section droite (*ridge*) émettant à $\lambda = 950$ nm [3], développés par Modulight. L'expérience a ensuite été menée avec deux lasers à section évasée à forte luminance ($M^2 < 1.3 \times 2.5$) émettant à $\lambda = 976$ nm [4] fournis par le Ferdinand Braun Institut, pour lesquels une cavité commune en face arrière devient encore plus intéressante, étant donné que ce type de lasers ne tolère pas de retours optiques forts en face avant.

Avec ces deux types de lasers, un fonctionnement de mise en phase passive par la cavité a été observé. L'efficacité de mise en phase, mesurée comme le rapport de la puissance intra-cavité (voie P) sur la puissance totale (voie P et L), est alors limitée par les différences résiduelles entre les profils de faisceaux et atteint 97 % avec les lasers à section droite. Une puissance optique combinée en face avant de 180 mW a été atteinte avec ces mêmes lasers pour des courants d'injection de l'ordre de 170 mA sur chaque émetteur, représentant ainsi une efficacité de combinaison $\eta_{P'} = \frac{P_{P'}}{P_{tot}} = 93\%$.

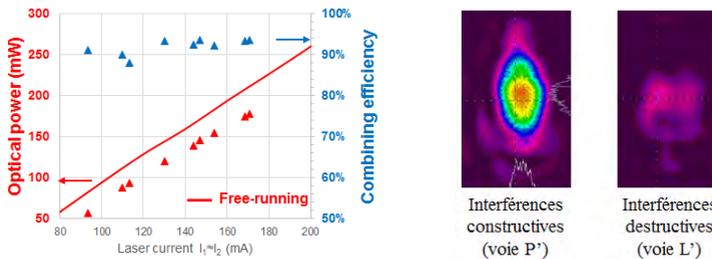


Fig. 2 : (gauche) Puissance optique combinée en face avant voie P' (triangles rouges) et efficacité de combinaison correspondante (triangles bleus) en fonction du courant d'alimentation des deux lasers *ridges*. La courbe rouge correspond à la somme des puissances optiques extraites de chaque laser indépendamment.

(droite) Profil de faisceau combiné et de la voie de perte pour les émetteurs à section évasée.

La puissance optique combinée pour les deux émetteurs à section évasée atteint 6,5 W pour une puissance totale extraite de 8 W des deux émetteurs, ce qui représente 80 % d'efficacité de combinaison pour des courants d'injection de 6 A. Le degré de cohérence mutuelle entre les deux émetteurs, déduit du contraste de la figure d'interférences en face avant, est expérimentalement supérieur à 95 %, ce qui indique que les pertes résiduelles sur l'efficacité de combinaison proviennent

majoritairement de différences locales de front d'onde et de front d'intensité. Le profil du faisceau combiné voie P' visible sur la figure 2 (droite).

Dans les conditions environnementales normales du laboratoire, on observe que la puissance optique combinée reste stable durant quelques minutes tout au plus. Ainsi pour maximiser l'efficacité de combinaison à long terme, une technique de stabilisation électronique semi-active a été mise en œuvre. La puissance optique sur la voie de pertes L' en face avant est mesurée à une fréquence de 10 Hz via une photodiode ; en cas de modification importante de ce signal, les courants d'injection de chaque laser sont aléatoirement modifiés pour explorer de nouveaux points de fonctionnement afin de minimiser L' – d'où le caractère semi-actif de la rétroaction. L'algorithme de correction n'est pas une optimisation des courants – comme ce qui est généralement fait dans les configurations MOPA [5], mais simplement une exploration aléatoire des courants afin de minimiser les pertes en face avant. Cette correction électronique complète ainsi sur le long terme la mise en phase passive assurée par la cavité (voir figure 3). L'efficacité de combinaison est maintenue supérieure à 90 % pour les émetteurs à section droite durant 20 minutes, et à plus de 75 % pour les émetteurs à section évasée durant 10 minutes – la différence de comportement semble être due à des dérives thermiques plus importantes pour ces derniers.

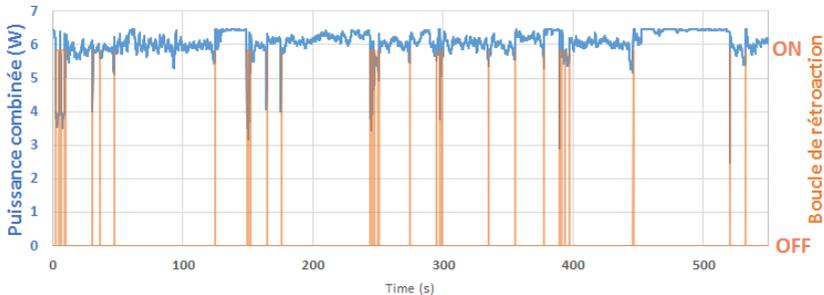


Fig. 3 : Puissance optique combinée (courbe bleue) avec deux émetteurs à section évasée et fonctionnement de la boucle de rétroaction (courbe orange, ON/OFF) en fonction du temps, pour des courants de 6A.

CONCLUSION

Nous avons proposé une architecture innovante conçue pour la combinaison cohérente de diodes laser de haute brillance dans laquelle les étapes de mise en phase et de superposition cohérente sont séparées. Une étude approfondie a été menée avec des lasers à section droite, et une puissance combinée supérieure à 6 W a été atteinte avec deux lasers à section évasée, démontrant les capacités de haute puissance d'une telle architecture.

Ce travail a été financé en partie par la Commission Européenne à travers le projet BRIDLE (7th FP, 314719).

REFERENCES

- [1] Fan, T.Y, "Laser beam combining for high-power, high-radiance sources", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 11 (3), 567-577, 2005.
- [2] Corcoran, C. J. and Durville, F., "Passive coherent combination of a diode laser array with 35 elements", Optics Express 22 (7), 8420 – 8425 (2014)
- [3] Larkins, E.C., Bull, S., Kaunga-Nyirenda, S.N., Helal, M.A., Vilokkinen, V., Uusimaa, P., Crump, P. and Erbert, G., "Design Optimisation of High-Brightness Laser Diodes for External Cavity Operation in the BRIDLE Project," 24th IEEE Semiconductor Laser Conference (Palma de Mallorca, 7 September 2014).
- [4] H. Wenzel et al, Electron. Lett., vol. 43, no. 3, pp. 160–161, 2007.
- [5] Redmond, S. M., Creedon, K. J., Kansky, J. E., Augst, S. J., Missaggia, L. J., Connors, M. K., Huang, R. K., Chann, B. , Fan, T. Y., Turner, G. W. and Sanchez-Rubio, A., "Active coherent beam combining of diode lasers", Optics Letters 36 (6), 999-1001 (2011)

EFFILEMENT ADIABATIQUE POUR L'EXCITATION DU MODE FONDAMENTAL DANS UNE FIBRE MULTIMODE

Aymen BELHADJ TAHER ^{1,2}, Philippe DI BIN ², Faouzi BAHLOUL ¹ et Rabah ATTIA ¹

¹Laboratoire Systèmes Electroniques et Réseaux de Communications (SERCOM), Ecole Polytechnique de Tunisie, EPT, B.P. 743, 2078, Université de Carthage, Tunisie

²Xlim-Département photonique UMR CNRS 7252, Faculté des Sciences et Techniques 123, avenue Albert Thomas, 87060 Limoges cedex

aymen.belhadj-taher@etu.unilim.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons une technique pour exciter sélectivement le mode fondamental dans une fibre optique multimode. Cette méthode d'excitation se fait à partir d'une fibre monomode qui est insérée dans une canne microstructurée face à la fibre multimode avant que l'ensemble soit effilé de manière adiabatique. Nous étudions par simulations numériques BPM les pertes et l'évolution du mode fondamental tout au long de la structure. Ces simulations montrent que l'excitation du mode fondamental dans une fibre multimode est possible et réalisée avec une faible perte qui ne dépasse pas 0.1dB.

Mots-clés : taper ; mode fondamental ; couplages modaux ; conversion modale.

1. INTRODUCTION

L'excitation sélective du mode fondamental dans une fibre multimode présente notamment des intérêts pour la conception et la mise en œuvre de lasers à fibre de hautes performances [1-2].

Pour obtenir un comportement quasi monomode dans les fibres multimodes, des techniques ont déjà été présentées dans la littérature. Une première utilise le filtrage modal pour évacuer les modes d'ordre supérieur [1] et une deuxième est l'épissurage conique entre deux fibres [3]. Dans ce dernier cas, les soudures sont alors difficiles à réaliser et les pertes ne sont pas toujours aussi faibles que souhaitées [4].

La solution envisagée est basée sur une transition à diamètre évolutif (« taper » en anglais) entre deux fibres optiques de géométries différentes, d'une part une fibre monomode (SMF) et d'autre part une fibre multimode à saut d'indice (MMF) incluse dans une canne microstructurée air-silice (MAS). Cette MAS est caractérisée par les différents paramètres optogéométriques tels que la longueur du taper (L), le diamètre des trous (d) de la canne microstructurée, leur espacement (Λ) et le coefficient de réduction de la structure (CR) représentant le rapport entre la dimension du waist et la dimension initiale de la structure (Fig. 1).

Nous étudions à travers des simulations BPM, les conditions optimales en termes de longueur L et de coefficient de réduction CR pour exciter le plus efficacement possible (faibles pertes et sélectivité modale) le mode fondamental LP_{01} dans la fibre MMF. Notre objectif est de valider le principe de fonctionnement et les performances de la structure afin de l'étendre prochainement à d'autres fibres MMF.

2. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE SIMULEE ET DES CALCULS REALISES

Notre solution consiste à insérer deux fibres dans une canne microstructurée à deux couronnes des trous d'air, chacune de côté. L'effilement de la structure se fait à l'aide d'un banc fusion-étrirage jusqu'à obtenir le coefficient de réduction CR souhaité.

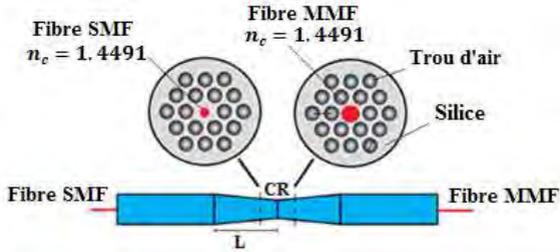


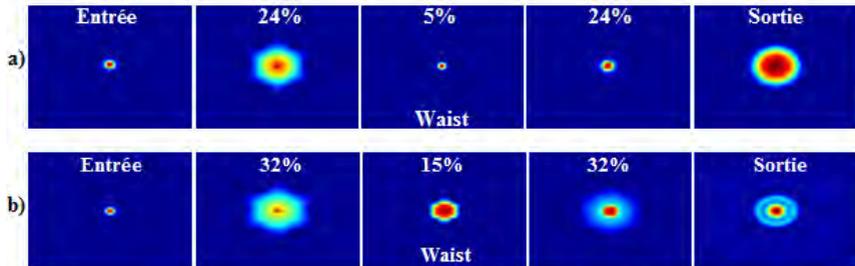
Figure 1: Schéma explicatif de la solution proposée

Les simulations sont réalisées par un logiciel BPM-Finite difference method du commerce en mode scalaire. Nous avons modélisé le profil d'indice de la structure dont les dimensions diminuent progressivement selon un profil linéaire selon l'axe de propagation avec un coefficient de réduction $CR = \{0.05 ; 0.1 ; 0.15\}$. Nous avons simulé cette structure pour différentes valeurs de longueur $L = \{20 ; 30 ; 40\}$. Le diamètre du cœur vaut $8.2\mu\text{m}$ pour la SMF et $50\mu\text{m}$ pour la MMF avec un diamètre extérieur $125\mu\text{m}$. Les ouvertures numériques ont été prises identiques. Le diamètre des trous d'air de la canne microstructurée est égal $140\mu\text{m}$ et le rapport $d/\Lambda = 0.8$.

Le champ injecté dans la structure est le mode fondamental de la fibre SMF qui a été précédemment calculé. La longueur d'onde de calcul est fixée à 1550nm . En fin de propagation, le champ obtenu est traité numériquement pour d'une part calculer les pertes de propagation, et d'autre part pour vérifier qu'il correspond bien au mode fondamental de la fibre MMF. Cette vérification est obtenue en calculant la valeur α^2 issue de l'intégrale de recouvrement entre ce champ issu de la propagation BPM à la sortie de la structure et le mode fondamental de la fibre MMF calculé par ailleurs.

3. RESULTATS ET DISCUSSION

Tout en effilant la fibre, le diamètre du cœur diminue progressivement. Ainsi, le mode fondamental du cœur s'étend progressivement vers la gaine, et son indice effectif évolue vers la valeur de l'indice de gaine [5]. À partir d'un certain niveau de réduction, l'indice effectif du mode fondamental devient plus faible que l'indice de gaine et nous parlons alors du phénomène de coupure du mode fondamental du cœur de la SMF. À ce niveau, la canne microstructurée prend le relais du guidage et la propagation s'effectue grâce au guidage formé par la gaine et les trous d'air entourant.

Figure 2: Répartitions du champ tout au long de la structure, a) de longueur $L=30\text{mm}$ et $CR=0.05$, b) de longueur $L=20\text{mm}$ et $CR=0.15$

La figure n°2 montre l'évolution du champ du mode guidé tout au long de la structure dans deux cas différents de L et CR . À l'entrée, la fibre SMF assure totalement le guidage de la lumière. Pour une réduction de 24% et 32% du diamètre du cœur, le cœur n'a plus beaucoup d'influence sur le guidage et

la canne microstructurée devient le deuxième guide. Au niveau de waist, nous obtenons le mode fondamental de la canne microstructurée. Dans le deuxième taper, le cœur de la fibre MMF reprend progressivement le guidage et la canne microstructurée perd progressivement de son influence. Pour la figure 2.a le mode fondamental LP_{01} que nous obtenons à la sortie du composant est bien excité et sa valeur de $\alpha^2=0.9818$ montre une très bonne sélectivité modale. Pour la figure 2.b nous obtenons une valeur de $\alpha^2=0.3776$ et qui représente des pertes de conversion du mode fondamental de 4.2 dB.

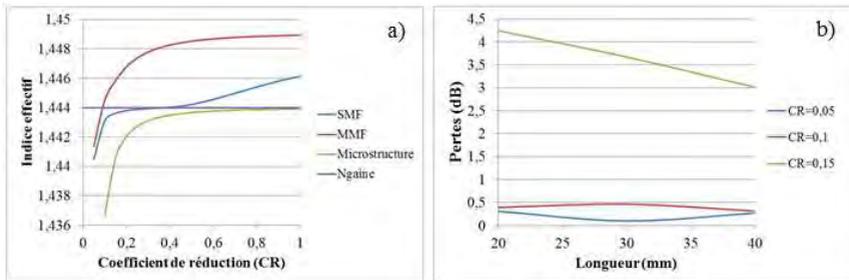


Figure 3: a) Variation d'indice effectif du mode fondamental en fonction de coefficient de réduction pour une SMF et MMF insérée dans la canne et l'indice effectif de la microstructure « Mode FSM », b) variation des pertes de conversion modale en fonction de la longueur du taper pour différents coefficient de réduction.

D'après la figure n°3.a la coupure du mode fondamental se produit à un coefficient de réduction $CR=0.4$ pour une fibre SMF et à $CR=0.09$ pour une fibre MMF. Ainsi, pour que la canne microstructurée assure le guidage dans les deux tapers, il faut que la réduction du diamètre du cœur soit en dessous de $CR=0.1$. Ce niveau de réduction permet d'éviter les problèmes de raccordement entre les deux fibres différentes et par conséquent les pertes du mode fondamental à la sortie deviennent minimales. En effet, cette perte ne dépasse pas 0.1dB pour un $CR=0.05$ et elle devient plus importante lorsque le coefficient CR augmente comme le montre la figure 3.b.

D'après la variation des indices effectifs, nous pouvons dire que le mode fondamental dans les deux fibres se propage sans couplage vers le mode de la gaine microstructurée appelé FSM (Fundamental Space-filling Mode). Cette analyse permet de contrôler les conditions limites du guidage dans la canne effilée et donc l'apparition de pertes. Ce couplage est lié à la pente du taper et donc à la longueur L. Plus la longueur du taper est long, plus la propagation du mode fondamental est adiabatique [6].

CONCLUSION

Nous avons présenté dans cette communication une méthode pour exciter le mode fondamental dans une fibre multimode. Nous avons démontré que les pertes de propagation du mode fondamental à la sortie du composant peuvent être presque nulles pour une structure effilée jusqu'à $CR=0.05$. Nous obtenons ainsi un composant qui permettra de réaliser une excitation parfaite dans une fibre MMF.

RÉFÉRENCES

- [1] Martin E. Fermann, "Single-mode excitation of multimode fibers with ultrashort pulses", Optics Lett, Vol. 23, n°. 1, pp. 52-54, 1998.
- [2] H. L. Offèrhaus and D. J. Richardson, "High-energy single-transverse-mode Q-switched fiber laser based on a multimode large-mode-area erbium-doped fiber", Optics Lett, Vol. 23, n°. 21, pp. 1683-1685, 1998.
- [3] Y. Jung, Y. Jeong, G. Brambilla, "Adiabatically tapered splice for selective excitation of the fundamental mode in a multimode fiber", Optics Lett, Vol. 34, n°. 15, pp. 2369-2371, 2009.
- [4] S. G. Leon-Saval and T. A. Birks, "Multimode fiber devices with single-mode performance", Optics Lett, Vol. 30, n°. 19, pp. 2545-2547, 2005.
- [5] R. J. Black, R. Bourbonnais, "Core-mode cutoff for finite-cladding light guides", IEE Proceedings, vol 133, n°6, p. 377-384, 1986.
- [6] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix, F. Gonthier, "Tapered single-mode fibers and devices. Part 1: Adiabaticity criteria", IEE Proceedings Journal, vol 138, n°. 5, pp. 343-354, 1991.

APPROCHES ITERATIVES POUR LE CONTROLE SPATIAL DE L'AMPLIFICATION DANS UNE FIBRE MULTICŒUR AU MOYEN D'UN MIROIR DEFORMABLE

R. Florentin,¹ J. Benoist,² V. Kermene¹, A. Desfarges-Berthelemot,¹ and A. Barthélémy¹

XLIM ¹Département Photonique et ²Département Mathématiques-Informatique UMR 7252,
CNRS-Université de Limoges, 123 Avenue Albert Thomas, 87 060 Limoges, France

vincent.kermene@xlim.fr

RÉSUMÉ

Sur la base d'une fibre multicœur dopée ytterbium nous avons cherché à maîtriser la répartition spatiale de puissance du faisceau de sortie en profilant son front d'onde en entrée de fibre. Différents algorithmes itératifs d'optimisation ont été testés pour déterminer celui convergeant le plus rapidement en nombre d'opérations vers la figure spatiale recherchée. Les comparaisons ont été faites avec un modèle numérique puis expérimentalement. Un algorithme à décalage de phase s'est avéré efficace et plus performant que d'autres algorithmes connus. Le confinement de la puissance sur un seul cœur, choisi n'importe où dans la structure, a été démontré lors d'expériences conduites jusqu'à présent sans gain.

MOTS-CLEFS : *amplification, fibre multimode ou multicoeur, profilage de front d'onde*

1. INTRODUCTION

La course à la forte brillance concerne la plupart des technologies lasers. Pour répondre à cette problématique et dépasser les performances accessibles avec la technologie à base de fibre dopée, les travaux récents ont principalement porté sur la conception et la fabrication de fibres amplificatrices à très large aire modale. Le maintien d'une propagation en régime monomode est une des difficultés principales. Une approche alternative, qui fait l'objet de ce travail, consiste à utiliser des fibres dopées multimodes et de maîtriser le rayonnement obtenu en sortie d'amplificateur grâce à un contrôle du front d'onde de l'excitation. Ces fibres peuvent être à saut ou à gradient d'indice ou bien encore constituées d'un ensemble de cœurs couplés. Elles peuvent offrir de larges sections amplificatrices tout en restant flexibles. Le pilotage dynamique du front d'onde leur donne accès à des fonctionnalités supplémentaires comme le choix du mode de sortie ou du balayage laser.

Il y a à ce jour peu de travaux sur le contrôle de l'amplification dans des structures spatialement multimodes. Certains auteurs ont ajouté des pertes pour privilégier le mode fondamental, soit des pertes par courbures, soit par ajout d'une zone absorbante, soit par couplage avec une structure périphérique. Dans une réalisation avec une fibre multimodale [1], les auteurs ont joué sur le mode de pompe (3 modes profilés par des lames de phase) dans une géométrie à pompage cœur. Le plus souvent c'est le faisceau d'entrée qui passe à travers une lame de phase simple pour privilégier l'excitation d'un mode unique de la fibre amplificatrice multimodale. Il s'agit cependant de situations que l'on trouve dans le contexte des communications optiques avec multiplexage spatial où les fibres dopées sont très faiblement multimodales (1 à 4 modes LP).

Dans le cas des fibres optiques passives, en revanche, la littérature est riche de travaux où la gestion des rayonnements cohérents émergents de fibres hautement multimodes a été appliquée à de la transmission d'images, à la réalisation de pinces optiques, à du balayage laser, etc. Les techniques de contrôle employées sont tout aussi variées, mais la plupart découlent de celles développées pour la maîtrise de la propagation à travers des milieux diffusants.

En préambule à une utilisation du profilage spatial dynamique de front d'onde avec des fibres amplificatrices, nous avons réalisé cette opération avec une fibre non pompée disposant de 19 cœurs couplés. Nous avons expérimenté différents algorithmes dans cet objectif et nous proposons une nouvelle approche qui apparaît plus performante.

2. APPROCHES ITERATIVES POUR LE CONTROLE D'UN FAISCEAU AMPLIFIÉ PAR UNE FIBRE MULTICŒUR DOPEE Y_B AU MOYEN D'UN MIROIR DÉFORMABLE

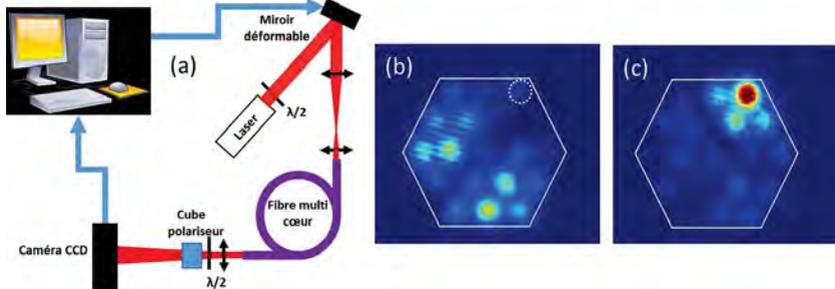


Fig. 1 : Schéma du montage (a) et exemple de résultat. Distribution de la puissance transmise à la sortie de la fibre (b) dans les conditions initiales et (c) après profilage du front d'onde pour son confinement sur un cœur cible (cercle pointillé blanc).

Le montage expérimental est décrit sur la Fig. 1. Il est basé sur une fibre multicœur (MC) dopée ytterbium avec une gaine interne hexagonale (largeur 480 μm , $\text{ON}=0,46$). Elle dispose de 19 cœurs couplés de 7 μm de diamètre ($\text{ON}=0,065$) arrangés suivant une maille triangulaire de 10,5 μm de pas pour une largeur totale maximale de 49 μm . Douze modes LP sont guidés dans cette fibre à 1064nm. Le système est alimenté par une diode laser fibrée à cette longueur d'onde. Son faisceau collimaté illumine un miroir déformable avec 144 actuateurs (12×12 cartésien) qui profile le front d'onde, ce dernier étant imagé avec réduction sur la face d'entrée de la fibre MC par un afocal. La fibre de 1,2 mètre de long est disposée de manière compacte avec une boucle de 25 cm de diamètre. La face de sortie de la fibre est imagée sur une caméra qui sert à mesurer la puissance dans une zone cible de l'image (disque correspondant à un des cœurs de la fibre, en pointillée figure 1b). Cette mesure est exploitée ensuite pour la procédure d'optimisation du profilage spatial d'entrée. Parmi les différentes méthodes utilisables pour le pilotage de l'excitation nous avons choisi l'approche algorithmique itérative qui considère la fibre comme une boîte noire. Elle ne demande pas de caractérisation préalable, ni de faisceau de référence et ne requière pas la conservation de l'énergie. Nous avons utilisé pour régler le miroir déformable une démarche d'optimisation exacte qui s'apparente à de l'interférométrie à décalage de phase. Pour chaque élément du miroir (ou une partition de l'ensemble d'éléments) on applique successivement un déphasage $+\delta$ puis $-\delta$. A partir de la mesure de la puissance à maximiser dans la zone cible dans la situation initiale P_0 puis lors de ces deux perturbations (respectivement P_1 , P_2) on en déduit la valeur de phase optimale à appliquer : $\theta = \arctan\left(\frac{(2 \cdot P_0 - P_1 - P_2) \cdot \sin(\delta)}{(P_1 - P_2) \cdot (1 - \cos(\delta))}\right)$. Cet algorithme à décalage de

phase (ADP) conduit au profilage optimal après un seul test de tous les actuateurs, y compris en présence de couplages modaux dans la fibre. Nous l'avons validé par simulation numérique en premier lieu. Le modèle prend en compte la décomposition du champ initial sur la base des modes de la fibre MC, leur propagation jusqu'en sortie (constantes de propagation, couplages éventuels, etc.) la détection localisée, la rétroaction sur la déformation du miroir. Avec ce principe, le faisceau de sortie converge continuellement vers le profil recherché en $3 \cdot n$ mesures (réductibles à $2 \cdot n + 1$) si n est le nombre d'actuateurs à régler. Expérimentalement nous avons par exemple recherché le

confinement de la puissance transmise sur un spot confondu avec un des guides élémentaires choisis parmi les 19 de la fibre (voir figure 1b et 1c). Nous avons comparé sa vitesse de convergence avec un autre algorithme très employé à cause de sa simplicité et de sa robustesse le « continuous sequential algorithm » (CSA) utilisé par Vellekoop et Mosk [2]. Il consiste à faire une recherche systématique de la phase qui maximise la grandeur mesurée (ici la puissance dans la zone cible) pour chaque échantillon successif du front d'onde. Même en limitant à seulement $\pi/5$ la discrétisation de la phase, le nombre de mesures avant convergence est approximativement multiplié par 4 vis-à-vis de l'algorithme ADP (cf Fig.2).

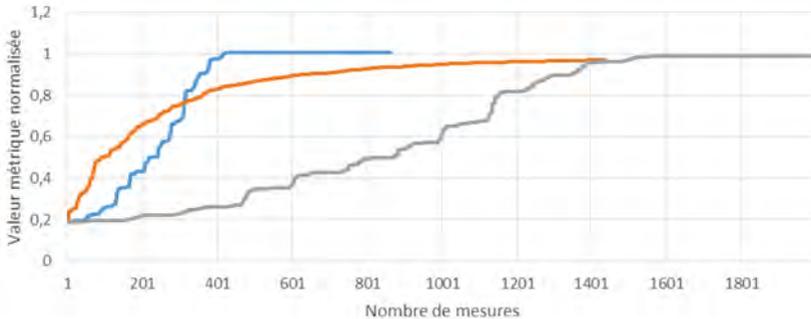


Fig.2 : Dynamique de convergence vers le faisceau de sortie recherché. Méthode CSA en gris, méthode ADP en bleu, méthode ADP approchée en orange.

Nous avons également imaginé une variante de l'algorithme ADP qui à partir d'une seule perturbation (un seul décalage de phase, i.e. $+\delta$) fournit une valeur de la phase à régler mais cette fois-ci de manière approchée et non plus exacte. Il passe par un partitionnement des actuateurs du miroir qui est effectué suivant une base d'Hadamard. Cet algorithme ADP approché se révèle plus performant que le CSA et montre une dynamique initiale plus rapide que l'ADP. Au final cependant il s'est révélé moins prompt à établir le faisceau souhaité que le modèle exact.

CONCLUSION

Nous avons développé un outil de modélisation qui simule le fonctionnement d'un amplificateur à fibre multimode avec pilotage dynamique du front d'onde via un algorithme itératif. Il a été utilisé pour prédire la dynamique de convergence de différents algorithmes ainsi que leur efficacité. Un banc expérimental a également été construit autour d'une fibre dopée Yb à 19 cœurs couplés. Les comportements prédits ont été retrouvés expérimentalement dans une configuration sans gain pour l'instant. Les prochaines étapes consisteront à envoyer la puissance pompe dans la fibre afin de démontrer que la démarche d'optimisation itérative est compatible avec un gain modal hétérogène et de déterminer le meilleur compromis entre qualité de faisceau et puissance extraite.

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

REFERENCES

- [1] N. Bai, E. Ip, T. Wang and G. Li, "Multimode fiber amplifier with tunable modal gain", Opt. Express., vol.19, n°17, pp.16601-16611, 2011.
- [2] I.M. Vellekoop, and A.P. Mosk, "Phase control algorithms for focusing light through turbid media", Opt. Comm., 281 (11). pp. 3071-3080, (2008).

CONVERTISSEUR DE FREQUENCE RF A BASE DE MODULATEURS ELECTRO-ABSORBANTS EN BANDE KU/KU POUR LES CHARGES UTILES DE SATELLITES

Jordan Thouras, Christelle Aupetit-Berthelemot

Laboratoire XLIM Dpt. C2S2 UMR CNRS 7252/Université de Limoges, 16 Rue Atlantis, 87068
Limoges France

jordan.thouras@ensil.unilim.fr

RÉSUMÉ

Ce papier a pour but de montrer la faisabilité d'un convertisseur de fréquence RF réalisé avec des composants photoniques semi-conducteurs (les modulateurs électro-absorbants), pour être intégrés dans les charges utiles de satellites de télécommunications. La topologie du dispositif sera présentée et ses performances électriques (gain de conversion, facteur de bruit, rapport C/I_3 , isolation) seront évaluées.

MOTS-CLEFS : *Conversion de fréquence, modulateur électro-absorbant*

1. INTRODUCTION

Avec la demande toujours croissante des services gourmands en bande passante tels que la 4G, la vidéo à la demande (VO), la télévision et la vidéo HD, les services de cloud, les jeux vidéo en ligne, il devient nécessaire d'augmenter la flexibilité et la capacité des charges utiles des satellites de télécommunications. L'agence spatiale européenne (ESA) prévoit notamment d'augmenter cette dernière jusqu'à plusieurs Tbit/s. Ces améliorations vont malheureusement engendrer une hausse importante de l'encombrement et de la masse des dispositifs, ce qui se traduit par une augmentation du coût du lancement, ainsi qu'une demande en énergie plus importante. Une des solutions envisagées pour pallier ces difficultés consiste à introduire des systèmes optiques/photoniques [1]. Ils pourraient assurer les fonctions de distribution des oscillateurs locaux, de conversion de fréquence, ainsi que de formation de faisceau. De plus, utiliser le multiplexage en longueur d'onde (WDM) devrait permettre un routage dynamique des signaux au sein de la charge utile [2].

Dans ce contexte, nous proposons d'étudier les performances d'un convertisseur de fréquence RF réalisé en utilisant des modulateurs électro-absorbants (MEA), dispositifs dont les dimensions sont fortement réduites en comparaison des modulateurs interférométriques de Mach-Zehnder ayant déjà été explorés dans [3]. Les MEA sont de composants semi-conducteurs connus pour leur faible masse, encombrement, et consommation, ainsi que pour leurs possibilités d'intégration monolithique avec d'autres composants comme des lasers ou des filtres optiques. Ces travaux ont été réalisés à l'aide du logiciel de simulation de systèmes optiques VPIPhotonics.

2. TOPOLOGIE DU CONVERTISSEUR DE FREQUENCE PHOTONIQUE

Le dispositif, présenté en Figure 1, est constitué d'un Laser DFB, qui émet une porteuse optique à une puissance de 16 dBm. Sa longueur d'onde d'émission est de 1553 nm et la densité de puissance de bruit d'intensité (RIN) est fixée à -150dB/Hz. La porteuse optique est ensuite modulée par un signal sinusoïdal de fréquence $F_{OL} = 2.05$ GHz et de puissance électrique 10 dBm issu d'un oscillateur local (OL) via un premier MEA.

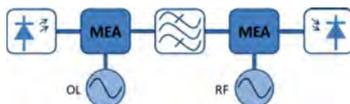


Fig. 1 : Convertisseur de fréquence RF basé sur des MEA

Compte tenu des puissances mises en jeu, le MEA fonctionne en régime saturé, ce qui engendre la création d'harmoniques. Un filtre optique, de pertes d'insertion de 2 dB et de bande passante 9 GHz, est donc utilisé pour les supprimer. La Figure 2 présente les spectres optiques avant et après filtrage. Ce filtre permet de se rapprocher d'un fonctionnement linéaire du MEA car seule la porteuse optique et les deux raies latérales OL sont conservées. Le signal obtenu est alors modulé par le signal RF, en utilisant un second MEA. En première approximation, il est modélisé par une sinusoïde de fréquence $F_{RF} = 13$ GHz, ce qui correspond à une porteuse RF sans données. Un signal RF réel (modulation de fréquence) est une somme de plusieurs sinusoïdes, soit plusieurs raies autour de la porteuse à 13 GHz. A ce signal est associé un bruit thermique, qui représente le bruit en entrée du montage, et qui est modélisé par une densité de bruit égale à kT soit -174 dBm/Hz avec $T = 290$ K et k la constante de Boltzmann. A ce stade, le mélange optique est créé, et le spectre associé comporte des raies dont les fréquences relatives par rapport à la porteuse optique sont des combinaisons linéaires des fréquences RF et OL, comme le montre la Figure 3.

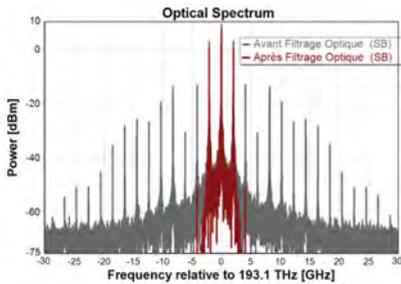


Fig. 2 : OL optique avant et après filtrage

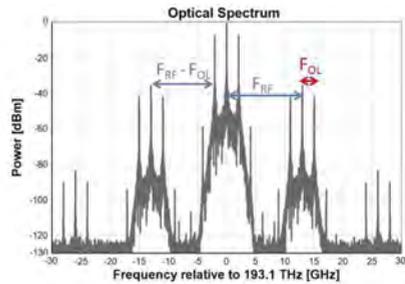


Fig. 3 : Spectre optique en entrée de la photodiode

Le dernier élément de la chaîne est une photodiode PIN, qui va permettre d'obtenir un mélange dans le domaine électrique grâce à sa réponse quadratique. Les battements entre les différentes raies optiques vont générer de nouvelles fréquences selon la règle suivante : deux raies optiques de fréquences F_{OPT1} et F_{OPT2} vont donner une fréquence électrique égale à $|F_{OPT1} - F_{OPT2}|$. Dans le cadre de notre étude, la fréquence utile $F_{RF} - F_{OL}$ en sortie du mélangeur est nommée fréquence intermédiaire (FI). Les autres fréquences du spectre électrique seront les fréquences OL et RF et leurs harmoniques, ainsi que des combinaisons linéaires des raies précédemment citées aussi appelées « spurious ».

La sensibilité de la photodiode est prise égale à 0.8 A/W, son courant d'obscurité à 10 nA et elle génère un bruit thermique de 18 pA/Hz^{1/2}. Le bruit de grenaille, fonction de la puissance optique moyenne sur le photorécepteur, est pris en compte dans la simulation.

L'absorption en fonction de la tension de polarisation des deux MEA a été modélisée par une fonction polynomiale via les courbes présentées en [4]. Des pertes internes de 3 dB ont été considérées et les pertes d'insertion ont été négligées car le système est considéré intégré. Le Chirp est approximé par une constante égale à 0.5.

3. RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSIONS

La figure 4 présente le spectre électrique en sortie du mélangeur, la bande verte correspondant à la bande utile (Ku). La fréquence FI est bien présente dans cette dernière, ce qui montre le bon fonctionnement du convertisseur de fréquence. D'un point de vue pureté spectrale, ce dispositif se révèle être particulièrement intéressant : en effet le nombre de fréquences parasites générées est plutôt faible et aucune d'entre elles ne se trouve dans la bande utile.

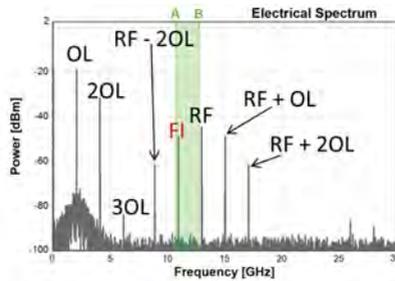


Fig. 4 : Mélange dans le domaine électrique

En termes de performances du mélangeur, un gain de conversion (rapport des puissances des signaux utiles en entrée et en sortie) de -22 dB et un facteur de bruit (NF) de 25 dB ont été obtenus. Les isolations RF/FI et OL/FI, qui correspondent aux rapports des puissances des signaux RF et OL sur la puissance du signal FI en sortie du mélangeur, sont respectivement de 4 dBc et 30 dBc.

Enfin, un rapport C/I_3 a été évalué à 71 dBc, ce qui traduit une bonne réjection des produits d'intermodulation d'ordre 3. Il correspond au rapport des puissances du signal FI et d'un produit d'intermodulation d'ordre 3 en sortie du dispositif. Les produits d'intermodulation d'ordre 3 sont des fréquences parasites, difficilement filtrables. Ce sont des combinaisons linéaires des fréquences $2RF_1$, RF_2 et OL ou bien RF_1 , $2RF_2$ et OL qui apparaissent lorsque au moins deux fréquences RF, RF_1 et RF_2 , sont envoyées dans le mélangeur. Ces performances sont encore en deçà de celles obtenues actuellement avec des mélangeurs tout-électroniques, mais nous démontrons ainsi que des structures à base de MEA sont des solutions prometteuses pour réaliser des mélangeurs peu encombrants et présentant moins de « spurious ».

CONCLUSION

Nous avons montré la faisabilité d'un convertisseur de fréquence RF basé sur la mise en cascade de deux modulateurs électro-absorbants. Ce dispositif a la particularité de présenter une bonne pureté spectrale ainsi qu'un bon rapport C/I_3 , 71 dBc. Cependant les performances électriques obtenues, c'est à dire un gain de conversion de -22 dB, un NF de 25 dB et des isolations RF/FI et OL/FI de 4 dBc et 30 dBc ne sont pas encore suffisantes. L'utilisation de composants plus performants avec des puissances optiques plus importantes devrait pouvoir améliorer les performances de manière significative.

REMERCIEMENTS

Nous tenons à remercier le Direction Générale de l'Armement (DGA), pour son soutien lors de ces études.

REFERENCES

- [1] N. Karafolas, et al., "Introducing photonics in spacecraft engineering: ESA's strategic approach", IEEE Aerospace conference, 2009.
- [2] M. Sotom, et al., "Microwave Photonic Technologies for Flexible Satellite Telecom Payloads", ECOC 2009.
- [3] Charles Middleton, et al., "Photonic-based Low Phase Noise Frequency Synthesis for RF-to-Millimeter Wave Carriers and Wideband RF-to-IF Down-conversion", MILCOM.2011.
- [4] Agnieszka Konczykowska, et al., "EAM DFF-Driver Optimization For 40 Gb/s Transmitter", MWSYM.2005.

ELECTROLUMINESCENCE DE BOITES QUANTIQUES INGAAS/GAP ET INGENIERIE DE BANDE DES COUCHES D'INJECTION LASER ALGAP/GAP

R. Tremblay¹, Y. Huang¹, J.P. Gauthier¹, R. Piron¹, A. Beck¹, C. Levallois¹, C. Paranthoën¹, J. P. Burin¹, L. Pedesseau¹, J. Even¹, T. Rohel¹, K. Tavernier¹, J. Stervinou¹, A. Balocchi², H. Carrère², X. Marie², O. Durand¹, Y. Léger¹ and C. Cornet¹

¹ UMR FOTON, CNRS, INSA-Rennes, F-35708 Rennes, France

² Laboratoire de Chimie et de Physique des Nano-Objets, CNRS-UMR 5215, INSA de TOULOUSE, France

ronan.tremblay@insa-rennes.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons nos dernières avancées sur le développement de lasers à base de phosphure de gallium (GaP) pompés électriquement, incluant des boîtes quantiques InGaAs/GaP en tant que zone active. Des mesures d'électroluminescence en fonction du courant d'injection sont présentées et discutées. Les problèmes de facteur de confinement et d'ingénierie des bandes électroniques sont analysés pour optimiser l'injection de porteurs à travers l'interface type-II-type I entre le cœur et la couche de confinement optique. Une nette amélioration de l'efficacité quantique de la zone active, est obtenue en privilégiant la transition électronique directe à la transition indirecte dans les boîtes quantiques (In,Ga)As/GaP. Ces résultats sont encourageants pour le développement de sources lasers intégrées sur silicium.

MOTS-CLEFS : boîtes quantiques ; laser ; GaP

1. INTRODUCTION

Malgré les progrès réalisés ces dernières années concernant l'intégration de dispositifs photoniques actifs sur silicium, la démonstration d'une source laser intégrée de manière monolithique sur silicium et opérant à température ambiante demeure un enjeu capital. Le phosphure de gallium (GaP) est l'alliage III-V ayant le paramètre de maille le plus proche de celui du silicium. Cet avantage permet l'intégration pseudomorphique de dispositifs photoniques sur puce. Cependant, le développement d'une structure laser dans la filière GaP implique souvent l'utilisation d'AlGaP comme couche de confinement optique ce qui entraîne un raccord de bandes électroniques de type-II à l'interface AlGaP/GaP [1-3]. La plupart des matériaux de la filière GaP présentant des transitions électroniques indirectes, une ingénierie des bandes électroniques est nécessaire afin d'obtenir des émetteurs présentant une transition optique directe. [1][4-6].

Dans ce travail, nous étudions l'influence du raccord de bandes de type-II AlGaP/GaP et des propriétés optiques de zones actives à base de boîtes quantiques (In,Ga)As/GaP par des mesures de photoluminescence et d'électroluminescence sur une structure laser à ruban large fabriquée sur substrat GaP.

2. DISCUSSION

La croissance des couches du dispositif a été réalisée par épitaxie par jets moléculaires (MBE) sur un substrat GaP de type-n. La structure laser est composée d'une couche de 100 nm de GaP type-n, d'un guide d'onde incluant 1,5 μm d' $\text{Al}_{0,37}\text{Ga}_{0,63}\text{P}$ type-n, 0,3 μm de GaP non intentionnellement dopé et 1,5 μm d' $\text{Al}_{0,37}\text{Ga}_{0,63}\text{P}$ type-p, puis de 10 nm de GaP type-p. La zone active, au cœur du guide d'onde, est constituée de 5 plans de boîtes quantiques (In,Ga)As séparées par 30 nm de

barrières GaP. Les contacts p et n sont décrits dans la référence [7]. Le spectre d'électroluminescence à une température de 126 K est présenté en Fig. 1 pour différents courants continus d'injection et montre une saturation de l'émission avant l'obtention d'un seuil laser. Afin d'optimiser ces structures, des simulations du facteur de confinement optique sont tout d'abord proposées et démontrent l'importance de la composition d'Aluminium dans les couches de confinement et de l'épaisseur de la zone active pour le fonctionnement laser. (Fig. 2) Ensuite, l'influence de la barrière AlGaP/GaP de type-II sur les caractéristiques électroniques de la diode laser est étudiée par différences finies. (Fig. 3) Un compromis est donc à réaliser entre les propriétés électroniques et optiques. Finalement, les propriétés d'émission des boîtes quantiques (In,Ga)As/GaP sont explorées. Nous démontrons que le mûrissement des boîtes quantiques, par recuit ou empilement, augmente considérablement l'efficacité de photoluminescence. Nous interprétons cette très forte augmentation de l'intensité de photoluminescence par un renforcement du caractère direct de la transition électronique associée. Ces résultats sont une étape importante pour le développement d'un laser intégré de manière monolithique sur substrat silicium.

Ce projet de recherche est supporté par le labex Cominlabs : "3D Optical Many Cores" et l'ANR OPTOSI N°12-BS03-002-02.

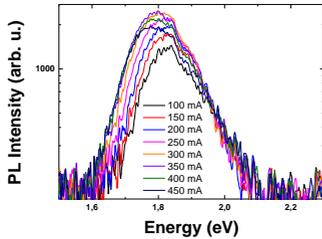


Fig. 1 : Spectre d'électroluminescence d'un laser à boîtes quantiques InGaAs/GaP à 126 K pour différents courants d'injection.

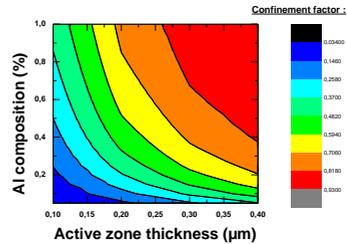


Fig. 2 : Evolution du facteur de confinement en fonction du pourcentage d'Al dans les couches de gaine de confinement optique et de l'épaisseur de la zone active pour une structure AlGaP/GaP/AlGaP simulée par la méthode des éléments finis.

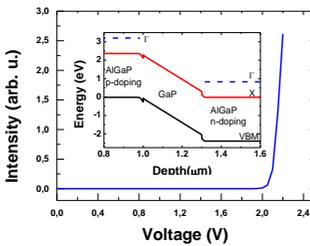


Fig. 3 : Caractéristique I (V) d'une structure AlGaP(type-n)/GaP(non intentionnellement dopé)/AlGaP(type-p) issue de la modélisation de la structure par différences finies. L'encart montre l'alignement de bandes correspondant.

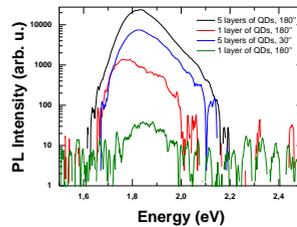


Fig. 4 : Spectre de photoluminescence à température ambiante de boîtes quantiques InGaAs/GaP pour différents empilement et différents temps de recuits.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Heidemann, S. Höfling, et M. Kamp, « (In,Ga)As/GaP electrical injection quantum dot laser », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no 1, p. 011113, janv. 2014.
- [2] B. Kunert, A. Klehr, S. Reinhard, K. Volz, et W. Stolz, « Near room temperature electrical injection lasing for dilute nitride Ga(NAsP)/GaP quantum-well structures grown by metal organic vapour phase epitaxy », *Electron. Lett.*, vol. 42, no 10, p. 601-603, mai 2006.
- [3] C. Robert, T. N. Thanh, A. Létoublon, M. Perrin, C. Cornet, C. Levallois, J. M. Jancu, J. Even, P. Turban, A. Balocchi, X. Marie, O. Durand, et A. Le Corre, « Structural and optical properties of AlGaP confinement layers and InGaAs quantum dot light emitters onto GaP substrate: Towards photonics on silicon applications », *Thin Solid Films*, vol. 541, p. 87-91, août 2013.
- [4] C. Robert, M. O. Nestoklon, K. P. da Silva, L. Pedesseau, C. Cornet, M. I. Alonso, A. R. Goñi, P. Turban, J.-M. Jancu, J. Even, et O. Durand, « Strain-induced fundamental optical transition in (In,Ga)As/GaP quantum dots », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no 1, p. 011908, janv. 2014.
- [5] C. Robert, C. Cornet, P. Turban, T. Nguyen Thanh, M. O. Nestoklon, J. Even, J. M. Jancu, M. Perrin, H. Folliot, T. Rohel, S. Tricot, A. Balocchi, D. Lagarde, X. Marie, N. Bertru, O. Durand, et A. Le Corre, « Electronic, optical, and structural properties of (In,Ga)As/GaP quantum dots », *Phys. Rev. B*, vol. 86, no 20, p. 205316, nov. 2012.
- [6] G. Stracke, E. M. Sala, S. Selve, T. Niermann, A. Schliwa, A. Strittmatter, et D. Bimberg, « Indirect and direct optical transitions in In_{0.5}Ga_{0.5}As/GaP quantum dots », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no 12, p. 123107, mars 2014.
- [7] J.-P. Gauthier, C. Robert, S. Almosni, C. Cornet, Y. Leger, M. Perrin, A. Létoublon, C. Levallois, C. Paranthoen, J.-P. Burin, J. Even, T. Rohel, K. Tavernier, J. Lepoulquen, H. Carrere, A. Balocchi, X. Marie, et O. Durand, « Electrical injection in GaP-based laser waveguides and active areas », in *26th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, 2014, p. 1 - 2.

ETUDE DE L'INFLUENCE DU RECUIT SUR LES PROPRIETES DE COUCHES MINCES DE ZnO ELABOREES PAR PULVERISATION CATHODIQUE RF POUR DES APPLICATIONS EN OPTIQUE GUIDEE

**Tahar Touam¹, Azeddine Chelouche², Faiza Meriche³, Jeanne Solard⁴, Alexis Fischer⁴,
Azzedine Boudrioua⁴, Lung-Han Peng⁵, Abdellaziz Doghmane¹**

¹ *Laboratoire des Semi-conducteurs, Université Badji Mokhtar-Annaba, Annaba 23000, Algérie*

² *Laboratoire de Génie de l'Environnement, Université de Bejaia, 06000 Bejaia, Algérie*

³ *Laboratoire d'Etudes des Matériaux, Université de Jijel, 18000 Jijel, Algérie*

⁴ *Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Villetaneuse 93430, France*

⁵ *Graduate Institute of Photonics and Optoelectronics, National Taiwan University, Taipei 106, Taiwan*

touamt@gmail.com

RÉSUMÉ

Des couches minces d'oxyde de zinc (ZnO) ont été déposées par la méthode de pulvérisation cathodique radiofréquence (RF) sur des substrats en verre. Les couches minces obtenues ont subi un recuit d'une heure à des températures de 300, 400 et 500 °C. Les effets de la température de recuit sur les propriétés structurales, optiques et de guidage des couches minces ont été étudiés. Les analyses par diffraction des rayons X (DRX) ont montré que tous les films déposés présentent une orientation de croissance privilégiée selon l'axe c (002). Cette orientation est plus marquée en fonction du traitement thermique appliqué. La spectroscopie des lignes de modes (MLS) a montré que les guides d'ondes planaires élaborés sont monomodes. Les valeurs des indices de réfraction ordinaire (n_o) et extraordinaire (n_e) des films de ZnO recuits à 500 °C ont été trouvés très proches de ceux du ZnO monocristallin. Des pertes optiques modérées de l'ordre de $1,25 \pm 0,1$ dB/cm ont été observées.

MOTS-CLEFS : *pulvérisation ; film mince ZnO ; recuit thermique ; optique guidée.*

1. INTRODUCTION

Depuis plusieurs années, le ZnO suscite un engouement important dans de nombreux domaines technologiques. Ses propriétés chimiques, électriques et optiques remarquables font de lui un candidat idéal pour des applications en optoélectronique, en photovoltaïque ou encore pour la réalisation de guides d'ondes optiques et dispositifs photoniques [1]. De nombreuses techniques de dépôt ont été utilisées pour préparer les couches minces de ZnO, telles que la déposition chimique en phase vapeur (CVD), l'épitaxie par jets moléculaires (MBE), l'ablation laser, la voie sol-gel et la pulvérisation cathodique.

Dans ce travail, nous présentons l'élaboration de couches minces de ZnO par pulvérisation cathodique RF. Les effets du traitement thermique après-dépôt sur leurs propriétés structurales et leurs aptitudes au guidage optique sont étudiés en utilisant la DRX et la spectroscopie MLS.

2. PROCEDURE EXPERIMENTALE

Une cible de ZnO pur (99.999%) ayant un diamètre de 5 cm est utilisée pour le dépôt des couches minces sur des substrats en verre préalablement nettoyés par ultrasons. Le dépôt est réalisé sous une atmosphère d'argon et la pression a été maintenue à 10^{-3} Torr. Avant chaque dépôt, une pré-pulvérisation d'une durée de 25 min est effectuée pour éliminer les contaminants de la surface de la cible. Une puissance RF de 100 W a été appliquée à la cible de ZnO et le dépôt a été effectué à la température ambiante. La distance entre la cible et le substrat a été fixé à 25 cm. Sous ces

conditions, la vitesse de dépôt des films de ZnO est de l'ordre de ~ 150 nm/hr. Après le dépôt, les couches minces obtenues sont recuites pendant 1h aux températures 300, 400 et 500 °C. L'analyse structurale des couches a été effectuée à l'aide d'un diffractomètre de marque Panalytical X'Pert Pro. Les caractérisations optiques des guides d'ondes ZnO ont été effectuées par la technique MLS en utilisant un système de couplage par prisme (Metricon 2010/M). Les épaisseurs des films de tous nos échantillons sont mesurées par un profilomètre mécanique du type Veeco Dektak 150.

3. RESULTATS ET DISCUSSION

La figure 1(a) représente le diffractogramme des couches minces de ZnO sans traitement thermique et ayant subi un recuit d'une heure à des températures de 300, 400 et 500 °C. Tous les films de ZnO obtenus sont monophasés avec une structure hexagonale wurtzite. Lorsque la température de recuit augmente, on assiste à une augmentation rapide de l'intensité du pic (002). En même temps, on constate l'affinement de ce pic et son déplacement vers les grands angles c'est-à-dire la diminution de la distance interréticulaire. Ces résultats traduisent une augmentation de la cristallinité du matériau associé à une orientation plus facile des cristallites selon l'axe c . D'autre part, d'après les résultats illustrés par la figure 1(b), on constate que le pic (002) se déplace vers la position angulaire du pic de ZnO monocristallin à savoir $2\theta=34,42^\circ$ lorsque la température de recuit s'élève. Nos observations sont en bon accord avec ceux reportés dans des études antérieures [2]. Ce déplacement indique que le paramètre de maille c décroît avec la température du recuit, qui est attribué à l'effet des contraintes résiduelles dans les couches minces de ZnO pulvérisées [3]. Ainsi, l'augmentation de la température permet aux atomes de diffuser et d'occuper une position normale dans le réseau, ce qui a pour conséquence une augmentation de la cristallinité et une réduction des contraintes compressives et des dislocations.

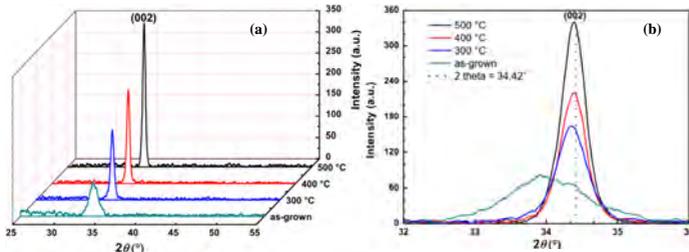


Fig. 1 : (a) Spectres de diffraction X des couches minces de ZnO, (b) Agrandissement de la zone du pic (002).

Les propriétés optiques des couches minces de ZnO relatives aux applications photoniques telles que les modes guidés, l'indice de réfraction et les pertes optiques sont étudiés par un système de couplage par prisme du type Metricon équipé d'un laser He-Ne émettant à la longueur d'onde 632.8 nm. La figure 2 présente les modes transverses électriques (TE) des films de ZnO. Ces guides d'ondes planaires supportent seulement les modes fondamentaux TE_0 et TM_0 (transverses magnétiques).

L'épaisseur des films de ZnO a été mesurée à l'aide du profilomètre et trouvée égale à 135,8, 132,1, 127,9 et $120,7 \pm 0,2$ nm pour les films non recuit et recuits à 300, 400 et 500 °C, respectivement. Ces valeurs de l'épaisseur et ceux des indices effectifs mesurés pour les modes guidés sont utilisées pour le calcul des indices de réfraction à l'aide de l'approche théorique de la technique MLS basé sur le modèle du profil à saut d'indice [4].

La figure 3 montre la corrélation entre la valeur extraite des indices de réfraction n_o et n_e et l'épaisseur des films en fonction de la température de recuit. A partir de cette figure, on peut constater que n_o et n_e augmentent avec la température du recuit alors que l'épaisseur diminue. Ainsi, on peut conclure que les valeurs de l'indice de réfraction des couches minces de ZnO recuites sont très proches de ceux du ZnO monocristallin ($n_o=1,9888$, $n_e=2,0050$ et $n_e-n_o=0,0162$) [5]. Par

exemple, pour le film recuit à 500 °C, nous avons mesuré un indice de réfraction n_o de 1,9676, un indice n_e de 1,9818 et une biréfringence de 0,0142.

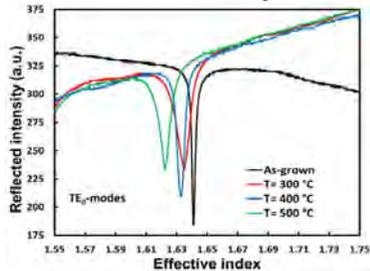


Fig. 2 : Spectres typiques du mode guidé TE_0 des films ZnO, non recuit et recuits 1h à différentes températures.

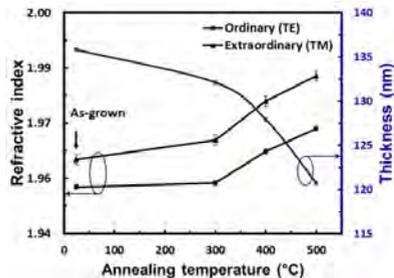


Fig. 3 : Indices de réfraction n_o et n_e et épaisseurs des films de ZnO non recuit et recuits 1h à différentes températures.

La mesure des pertes optiques des guides d'ondes planaires de ZnO est effectuée grâce à une fibre optique qui scanne la surface et collecte la lumière diffractée. Les pertes optiques dans les couches étudiées sont estimées en général à $1,25 \pm 0,1$ dB/cm pour la longueur d'onde 632,8 nm polarisée en TE. Cette valeur nous semble très prometteuse pour des investigations futures. En effet, il serait intéressant d'optimiser les principaux paramètres de dépôts tels que la pression, la distance entre la cible et le substrat, la durée de dépôt, et la puissance RF ainsi que les conditions des traitements thermiques afin de préparer des couches minces de ZnO possédant de très faibles pertes en vue de leur utilisation dans la réalisation de composants photoniques.

CONCLUSION

Des couches minces de ZnO homogènes, monophasées et fortement orientées suivant le plan (002) ont été déposées sur des substrats en verre par la pulvérisation cathodique RF. Les analyses effectuées par DRX ont montré que tous les films déposés présentent une orientation de croissance privilégiée selon l'axe c . Ceci est significatif d'une structure hexagonale du ZnO. La cristallinité et l'orientation préférentielle sont plus marquées en fonction du recuit appliqué. Une meilleure cristallisation de la phase hexagonale du ZnO a été obtenue sur le film recuit à 500 °C. D'après les mesures MLS, tous les films de ZnO sont des guides d'ondes monomodes aux polarisations TE et TM. Nous avons aussi montré que l'indice de réfraction augmente avec la température du recuit. Les valeurs des indices n_o , n_e et de la biréfringence des films recuits à 500 °C sont à 98,93%, 98,84% et 87,76% des valeurs du ZnO monocristallin indiquant leur haute qualité optique. Les guides d'ondes de ZnO ont montré des pertes optiques de l'ordre de $1,25 \pm 0,1$ dB/cm.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Khodja, T. Touam, A. Chelouche, F. Boudjouan, D. Djouadi, Z. Hadjoub, A. Fischer, and A. Boudrioua, "Effects of stabilizer ratio on structural, morphological, optical and waveguide properties of ZnO nano-structured thin films by a sol-gel process," *Superlattice Microsc.*, vol. 75, pp. 485–495, 2014.
- [2] J. W. Jeon, M. Kim, L. W. Jang, J. L. Hoffman, N. S. Kim, and I. H. Lee, "Effect of substrate temperature on residual stress of ZnO thin films prepared by ion beam deposition," *Electron. Mater. Lett.*, vol. 8, pp. 27–32, 2012.
- [3] V. Gupta and A. Mansingh, "Influence of postdeposition annealing on the structural and optical properties of sputtered zinc oxide film," *J. Appl. Phys.*, vol. 80, pp. 1063–1073, 1996.
- [4] P. K. Tien and R. Ulrich, "Theory of prism-film coupler and thin-film light guides," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 60, pp. 1325–1337, 1970.
- [5] W. L. Bond, "Measurement of the refractive indices of several crystals," *J. Appl. Phys.*, vol. 36, pp. 1674–1677, 1965.

VERROUILLAGE ÉLECTRONIQUE D'UNE DIODE LASER DFB TRÈS ACCORDABLE SUR UNE CAVITÉ FABRY-PEROT FIBRÉE

Ayman Hallal, Steve Bouhier, François Bondu

Institut de Physique de Rennes – UMR 6251, Université de Rennes 1, 35042 Rennes CEDEX

ayman.hallal@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous montrons un verrouillage tout électrique de la fréquence optique d'une diode laser DFB (Distributed Feedback Laser diode) à 1545 nm accordable sur 7 nm, sur une cavité Fabry-Perot (FP) fibrée. Un asservissement de 7 MHz de bande passante et une suppression de bruit de fréquence jusqu'à $10 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 100 Hz dans le signal d'erreur ont été démontrés. Ce laser stabilisé sera un élément d'une source compacte d'onde continue millimétrique ou sub-millimétrique à bas bruit de phase.

MOTS-CLEFS : *Verrouillage électronique ; DFB ; Cavité Fabry-Perot.*

1. INTRODUCTION

Une des techniques pour la génération des sources millimétriques bas bruit de phase est de réaliser un battement entre deux lasers accordables [1]. Pour avoir des sources compactes, sans alignement et accordables, nous avons choisi des lasers commerciaux DFB (EBLANA) de 650 kHz de largeur de raie et une cavité FP fibrée de largeur de raie de 15,5 MHz avec un intervalle spectral libre de 10 GHz. Dans la deuxième partie nous présentons la technique de stabilisation de la fréquence optique par la technique PDH (Pound Drever Hall) [2], avec deux voies d'asservissement rapide et lente. Nous montrons dans la troisième partie la suppression du bruit de fréquence effectuée sur le laser par le verrouillage et l'effet sur son bruit d'intensité relatif RIN.

2. CONCEPTION DU VERROUILLAGE

La difficulté principale pour asservir la diode laser DFB avec un bruit de fréquence initial qui s'étend sur plusieurs MHz est d'avoir des signaux d'erreur et de correction qui ne saturent pas. Nous avons créé un modèle LTspice de la boucle d'asservissement. Nous introduisons dans ce modèle une valeur réaliste du bruit de fréquence à partir d'une mesure hétérodyne du laser libre dans un interféromètre asymétrique Mach-Zehnder [3] (voir fig. 2 (a), courbe en noir). Le modèle nous a montré que la fréquence de gain unité doit être la plus élevée possible. Lors de la conception du circuit correcteur, il nous a permis de sélectionner les amplificateurs opérationnels les plus rapides dans leur configuration d'utilisation. Le même modèle nous a permis de faire la conception pour que la valeur efficace du signal d'erreur soit plus petite que sa valeur crête et que la valeur efficace du signal de correction soit plus petite que la tension d'alimentation du circuit électronique.

La figure 1 présente la diode laser DFB et sa boucle d'asservissement à deux voies, rapide (1) et lente (2). Le DFB fonctionne à 1545 nm à 25 °C. Une puissance optique de 11 mW est générée par le laser pour un courant d'injection de 130 mA.

La technique d'asservissement à deux voies consiste à diviser le signal de correction sur deux actionneurs différents. La première voie (1) sert à l'asservissement à partir d'une correction de phase du laser à l'aide d'un modulateur de phase électro-optique (EO-2) de 150 MHz de bande passante avec un coefficient de 0,89 rd/V ($V_{\pi} = 3,5 \text{ V}$). Cette voie permet un asservissement jusqu'à 7 MHz de fréquence de gain unité. Cette fréquence est limitée par la marge de phase de la fonction de transfert en boucle ouverte, due au retard pur créé par la longueur de la boucle rapide de 5,2 m. Le modulateur de phase (EO-2) utilisé comme actionneur de la voie rapide n'est pas capable de corriger les fluctuations de fréquences du laser en basse fréquence ; nous recourons à une deuxième voie d'asservissement (2) qui sert à la correction de la dérive de fréquence optique en

introduisant un biais sur l'alimentation en courant bas bruit du laser (Vescent de 10 MHz de bande passante) avec un coefficient de 3,22 GHz/mA. En effet la fréquence optique et le courant d'injection sont proportionnels par le facteur d'Henry dans les semi-conducteurs [4]. Cela permet un asservissement de 350 kHz de bande passante. La voie lente sert également à réduire l'amplitude du signal de correction de la voie rapide et évite ainsi de le saturer.

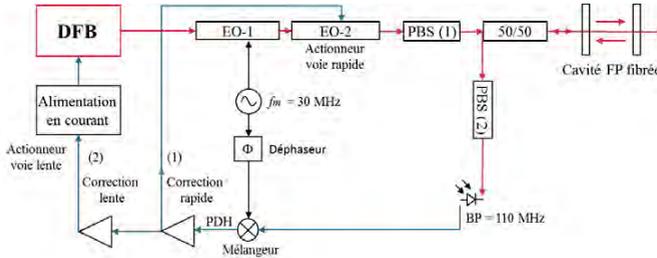


Fig. 1: Schéma de l'asservissement électronique à deux voies et tous fibré d'une diode laser DFB

La technique PDH consiste à générer des bandes latérales autour de la fréquence optique du laser par une modulation de phase appliquée sur un modulateur de phase électro-optique (EO-1). Le signal d'erreur a une symétrie impaire, permettant un verrouillage au sommet de la raie de la cavité. Une fréquence de modulation f_m de 30 MHz plus grande que la demi-largeur de raie de la cavité est choisie. Un taux de modulation égal à 1 demande une puissance électrique de 14 dBm injectée à l'entrée RF du modulateur de V_{π} égale à 5V.

L'onde optique modulée en phase est injectée dans notre cavité fibrée à partir d'un coupleur 50/50. Un signal optique filtré en fréquence est transmis par la cavité. L'onde lumineuse réfléchie est captée par une photodiode trans-impédance de 110 MHz de bande passante. La tension en sortie est mélangée à une porteuse électrique à la fréquence f_m pour donner un signal PDH proportionnel à l'écart de fréquence entre la porteuse optique et la fréquence de résonance de la cavité lorsque cet écart est plus petit que sa demi-largeur de raie.

Le signal d'erreur arrive sur un circuit d'asservissement électronique. Ce circuit, avec une composante proportionnelle et des intégrateurs multiples, est conçu de façon à maximiser la fréquence de gain unité et à assurer une boucle d'asservissement stable.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les densités spectrales linéaires de bruit de fréquence de notre diode laser DFB en $\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ avant et après le verrouillage et de bruit d'intensité relatif sont représentées dans les figures 2 (a) et 2 (b) successivement.

La mesure hétérodyne du bruit de fréquence du laser libre (fig. 2 (a), courbe en noir) est prise par un interféromètre asymétrique Mach-Zehnder fibré. Celui-ci comporte dans un bras un modulateur d'amplitude acousto-optique à 80 MHz et dans l'autre bras une fibre de longueur $L = 700$ m. En sortie de l'interféromètre, nous démodulons le signal sur une photodiode rapide en phase (I) et en quadrature (Q) ; à partir des signaux I et Q nous calculons le bruit de phase ϕ de l'onde à 80 MHz en fonction de la fréquence f . L'appareil de mesure (un analyseur de spectre électrique) a une bande passante limite de 4 MHz. Nous remontons au bruit de fréquence ν du laser par la formule suivante :

$$\nu(f) = \frac{\phi(f)}{\frac{V\pi \sin(jL\pi/V)}{L} (fL\pi/V)} \quad (1)$$

où $V = 2.10^8$ m/s est la vitesse de l'onde dans la fibre optique.

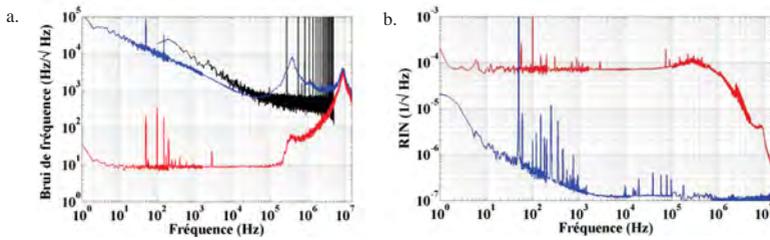


Fig. 2: a. Densités spectrales linéaires de bruit de fréquence du laser DFB libre (courbes en noir et en bleu) et verrouillé (courbe en rouge), b. Densités spectrales linéaires de bruit d'intensité relatif RIN du laser DFB libre (courbe en bleu) et verrouillé (courbe en rouge).

Le bruit de fréquence du laser libre est aussi évalué à partir de la combinaison des signaux de correction des deux voies d'asservissement et calibré par la fonction de transfert des actionneurs en Hz/V dans une bande de 15 MHz (fig. 2 (a), courbe en bleu). Le signal d'erreur est calibré par la fonction de transfert de la chaîne de mesure en V/Hz (fig. 2 (a), courbe en rouge).

Nous observons une dégradation du bruit d'intensité relatif (fig.2 (b), courbe en rouge) en transmission de la cavité par rapport au laser libre (courbe en bleu) de 1 Hz jusqu'à 100 kHz ; au-delà de cette fréquence cette courbe bleue représente le bruit de fond de l'appareil de mesure. Nous notons que cette dégradation ne suit pas la densité spectrale du courant de biais envoyé à l'alimentation du laser.

CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce papier un verrouillage de la fréquence optique d'une diode laser DFB à 1545 nm accordable sur ~ 7 nm, sur une cavité Fabry-Perot fibrée. Une technique PDH à deux voies d'asservissement nous a permis d'augmenter la fréquence de gain unité jusqu'à 7 MHz. Une suppression de bruit de fréquence jusqu'à $10 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 100 Hz dans le signal d'erreur a aussi été démontrée.

La fréquence de gain unité pourrait être améliorée par une meilleure intégration des composants (ensemble plus court). La marge de saturation doit être améliorée par une cavité de finesse plus élevée et un modulateur avec un meilleur V_{pi} : nous attendons une meilleure performance spectrale du bruit de fréquence en basse fréquence.

Des séparateurs de polarisations du faisceau optique (PBS (1) et PBS (2)) dans le montage (fig. 1) permettront le battement entre deux lasers DFB. La prochaine mesure de battement hyperfréquence et millimétrique permettra d'évaluer les performances de la cavité.

RÉFÉRENCES

- [1] D. Wake, C. R. Lima, P. A. Davis, "Optical generation of millimeter wave signals for fiber-radio systems using a dual-mode DFB semiconductor laser", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 43, pp. 2270–2276, 1995.
- [2] R. W. P. Drever, J. L. Hall *et al.*, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator", Appl. Phys. B 31, pp. 97-105, 1983.
- [3] R. Schimpe, J. E. Bowers, T. L. Koch, "Characterization of frequency response of $1.5 \mu\text{m}$ InGaAsP DFB laser diode and InGaAs PIN photodiode by heterodyne measurement technique", Electronics Letters, vol. 22, no. 9, pp. 453-454, 1986.
- [4] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 18, no. 2, pp. 259-264, 1985.

MODÈLE DE LA RÉPONSE TEMPORELLE DE LA DISPERSION CHROMATIQUE

François Bondu¹, Mehdi Alouini¹

¹ Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251, Université Rennes 1, 35042 Rennes, France

francois.bondu@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons un modèle numérique de fonction de transfert en z d'un milieu dispersif (fibre, milieux gazeux dense) pour l'enveloppe temporelle (modulations de phase et d'amplitude) de porteuses optiques ou hyperfréquence. Les modélisations existantes (FFT, filtre à réponse impulsionnelle finie, transformée bilinéaire) sont insuffisantes pour des signaux contenant des bruits colorés ou même ne reproduisent pas la dispersion voulue. À partir de développements de Padé des fonctions exponentielle et logarithme, nous obtenons une fonction de transfert sous forme de fraction rationnelle. Les pôles instables sont traités par retournement temporel. Le modèle est étudié pour un objectif de modulation en quadrature à haut débit sur de longues fibres, par exemple plusieurs centaines de mètres de fibre SMF à 2*28 Gb/s en QAM4.

MOTS-CLEFS : dispersion chromatique ; développement de Padé ; transformée en z ; retournement temporel

1. INTRODUCTION

La propagation d'une onde monochromatique à travers un milieu se caractérise par un retard βL , où β est la constante de propagation et L la longueur (ou l'épaisseur suivant le contexte) du milieu traversé. Dans le cas général β dépend de la pulsation ω ; les signaux réels, modulés en phase et en amplitude, sur des porteuses comportant des bruits généralement colorés, peuvent être sensiblement déformés.

Nous avons à l'entrée du milieu dispersif une porteuse de fréquence ν_0 avec une modulation d'amplitude $a(t)$ (bruit et signal de modulation d'amplitude) et une modulation de phase $p(t)$ (bruit et signal de modulation de phase). Si le milieu a une fonction de transfert $H(\nu)$, nous montrons qu'il suffit de calculer la propagation du signal complexe $c(t) = (1 + a(t)) \exp(i p(t)) = I(t) + iQ(t)$ où $I(t)$ et $Q(t)$ sont les deux quadratures réelles à travers le filtre $G(f) = H(\nu_0 + f)$, c'est-à-dire $(I_{in}(f) + iQ_{in}(f))G(f) = I_{out}(f) + iQ_{out}(f)$, pour restituer l'enveloppe de la porteuse en sortie.

La dispersion chromatique de l'enveloppe se caractérise par une réponse fréquentielle de la forme

$$G(f) = \exp(-i \phi(f)), \text{ avec } \phi(f) = \frac{1}{2} \beta_2 L (2 \pi f)^2 \quad (1)$$

où f est la fréquence d'écart à la porteuse, β_2 est la dérivée seconde de β par rapport à ω évaluée à la pulsation de la porteuse. Nous avons un signal correspondant à l'enveloppe à l'entrée $c_{in}[n]$ échantillonné à la fréquence F_s . Si z^{-1} est un retard élémentaire

$$z^{-1} = \exp(-i2\pi f / F_s). \quad (2)$$

en inversant l'équation (2) dans (1) on obtient la fonction de z :

$$G(z) = \exp\left(-i \frac{1}{2} \beta_2 L F_s^2 \ln(z)^2\right). \quad (3)$$

Nous cherchons à approximer $G(z)$ de l'équation (3) avec une fraction rationnelle

$$G_a(z) = \frac{b(0)+b(1)z^{-1}+\dots+b(M)z^{-M}}{1+a(1)z^{-1}+\dots+a(N)z^{-N}} \quad (4)$$

pour un traitement numérique du signal temporel : l'enveloppe en sortie sera déterminée par la classique équation aux différences [1] :

$c_{out}(n) = b(0)c_{in}(n) + \dots + b(M)c_{in}(n - M) - a(2)c_{out}(n - 1) - \dots - a(N)c_{out}(n - N)$ (5)
qui peut se calculer rapidement par un processeur numérique de signal.

2. MODÈLES EXISTANTS

Lorsque la phase $\phi(f)$ de l'exponentielle de $G(f)$ est très petite devant l'unité pour toutes les fréquences d'intérêt, nous montrons un filtre simple avec des coefficients complexes qui répond au besoin. Lorsque la phase est très grande devant l'unité, le développement imaginé pour l'implantation en électronique numérique des réverbérateurs acoustiques mécaniques [2] donne de bons résultats dans la gamme de fréquences où cette phase est très grande ; nous notons cependant numériquement que ce n'est pas le cas dans une échelle plus basse de fréquences. Dans le cas de signaux à très haut débit sur une fibre standard SMF, on est dans un cas intermédiaire : par exemple, avec 1 km de fibre SMF, on a 8 radians à 100 GHz de la porteuse ; les méthodes précédentes ne conviennent pas.

Supposons que nous ayons P échantillons ; la résolution en fréquence du signal est $f_{res} = F_s/P$. Si le signal à l'entrée s'écrit

$$c(t) = \sum_{k=-\frac{P}{2}+1}^{\frac{P}{2}-1} c_k e^{-i2\pi k f_{res} t} \quad (7)$$

avec c_k complexe, alors il suffit de prendre la FFT, puis de multiplier le résultat par la fonction $G(f)$ évaluée aux fréquences kf_{res} . Mais un signal réel ou réaliste n'obéit généralement pas à l'équation (6). Si les P échantillons sont une portion tronquée d'un signal réel, alors la FFT ne représente pas le spectre, mais la convolution de celui-ci avec la transformée de Fourier de la fonction de fenêtrage appliquée. L'écart peut être très sensible (erreur de plusieurs ordres de grandeur) si $c(t)$ contient un bruit d'amplitude ou de phase coloré, même avec une fenêtre de type Hanning si le bruit est en $1/f^n$ avec $n \geq 2$ [3]. Les spectres de bruit de phase de lasers libres sont généralement très colorés, donc inadaptés à la procédure FFT. Si le signal contient une information, il n'est pas imaginable de le traiter par une fenêtre Hanning ou, plus efficace pour les signaux très colorés, « Slepian » [4] : cela ferait estomper la porteuse et la modulation sur une portion temporelle significative.

Pour traiter le problème spécifique de la dispersion, S. Savory remarque que la transformée de Fourier inverse de $G(f)$ est aussi une gaussienne [5], avec un coefficient complexe devant la valeur t^2 dans l'exponentielle temporelle. Il remarque ensuite que la troncature temporelle revient à limiter les fréquences accessibles, et en déduit que cela correspond à la version tronquée en fréquence : en fait, c'est incorrect, la version temporelle tronquée n'est pas la troncature de la transformée de Fourier ; l'incohérence provient de la non-distinction entre fréquence instantanée dans le domaine temporel et fréquence de Fourier. Il obtient un filtre à réponse impulsionnelle finie ; de tels filtres sont connus pour donner des réponses fréquentielles exactes aux fréquences multiples de f_{res} , mais fortement oscillantes entre ces valeurs. Nous vérifions numériquement que la dispersion estimée peut être fautive de plusieurs ordres de grandeur pour des fréquences intermédiaires, voire même montrer pour certaines fréquences un signe erroné. Par ailleurs, pour les déphasages modestes qui nous intéressent, le nombre de coefficients est très réduit, ce qui conduit inévitablement à des fortes erreurs d'approximation.

3. APPROXIMANTS DE PADÉ POUR LA DISPERSION

Les fractions rationnelles sont connues pour donner de meilleures approximations de fonctions que les polynômes [6]. Un approximant de Padé d'une fonction $f(x)$ est une fonction rationnelle $f_a(x)$ de numérateur de degré N et de dénominateur de degré M telle que $f(x) - f_a(x) = O(x^{N+M+1})$. L'approximation d'une fonction quelconque n'est pas aisée [7]. La virtuosité mathématique de la détermination à un ordre quelconque des fonctions exponentielle [8] et

réemment logarithme [9] est hors de notre portée : le développement de Padé de l'équation (3) paraît inaccessible. Nous nous replions donc sur le développement de la fonction logarithme, puis exponentielle, comme décrits dans les articles, à la fonction (4), en espérant que la résultante donnera un résultat satisfaisant. Nous retenons des ordres de numérateur et de dénominateur identiques pour une fonction donnée, mais pas forcément identiques pour les fonctions exponentielle et logarithme.

Notons que le développement de Padé de la fonction exponentielle (2) à l'ordre 1 est bien connu : il s'agit de la transformée bilinéaire, qui respecte la stabilité. Wikipedia (entrée « bilinear transform ») propose un développement à des ordres plus élevés, à partir du développement de la fonction logarithme et de la transformée bilinéaire : nous avons vérifié numériquement qu'il donne de moins bons résultats que le véritable développement de Padé.

Nous approximons la fonction logarithme à un ordre donné, puis nous remplaçons la fonction obtenue dans le développement de la fonction exponentielle à un autre ordre. Nous vérifions numériquement que le développement de la fonction exponentielle à des ordres supérieurs à 2 ne donne pas d'amélioration significative.

Le développement de Padé de la fonction logarithmique à des ordres supérieurs ou égal à deux amène des pôles instables symétriques inverses de pôles stables. Nous décomposons donc la fonction résultante en un produit de deux fractions, une avec les pôles stables et les zéros associés, et une avec les pôles instables et les zéros associés. Pour la partie instable, il faut faire la remarque que si un signal $X(z)$ filtré par un filtre $F(z)$ donne en sortie $Y(z) = F(z)X(z)$ alors on a évidemment $Y(1/z) = F(1/z)X(1/z)$ [10], [11]. Les signaux $X(1/z)$ et $Y(1/z)$ sont les signaux renversés dans le temps. La fonction $F(1/z)$ représente un filtre dont tous les pôles initialement instables vont rentrer à l'intérieur du cercle unité : la fonction est donc stable. Nous traitons donc l'enveloppe d'abord par la partie stable de la fonction de transfert en z , puis nous renversons le résultat pour le filtrer par la partie initialement instable et nous renversons de nouveau le résultat.

Nous montrons que la fonction résultante reproduit bien la dispersion souhaitée sur 70% de la bande de fréquence souhaitée : avec un léger sur-échantillonnage ou un filtre anti-repliement adapté, la solution proposée ici est bien plus satisfaisante que les existantes. La réponse temporelle peut présenter un bruit numérique important si l'ordre du développement est trop élevé.

Cette étude est réalisée dans le cadre du projet ANR COM*TONIQ (ANR-13-INFR-0011).

RÉFÉRENCES

- [1] M. Kunt, *Traitement Numérique des Signaux*, vol. XX. Lausanne: Presses Polytechniques et Universitaires Romandes.
- [2] J. S. Abel et J. O. Smith, « Robust Design of very high-order allpass dispersion filters », in *Proc. of the 9th Int. Conference on Digital Audio effects (DAFx-06)*, Montréal, Québec, Canada.
- [3] D. J. Thomson, « Spectrum estimation and harmonic analysis », *Proc. IEEE*, vol. 70, n° 9, p. 1055-1096, sept. 1982.
- [4] D. Slepian et H. O. Pollak, « Prolate Spheroidal Wave Functions, Fourier Analysis and Uncertainty — I », *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 40, n° 1, p. 43-63, janv. 1961.
- [5] S. J. Savory, « Digital filters for coherent optical receivers », *Opt. Express*, vol. 16, n° 2, p. 804, 2008.
- [6] W. Van Assche, « Pade and Hermite-Pade approximation and orthogonality », *arXiv:math/0609094*, sept. 2006.
- [7] A. Hautot, « Leçon sur les approximants de Padé ». www.physinfo.org/Acc_Conv/Acc_Conv_Part3.pdf.
- [8] L. Baratchart, E. B. Saff, et F. Wielonsky, « Rational interpolation of the exponential function », *Can. J. Math.*, vol. 47, n° 6, p. 1121-1147, déc. 1995.
- [9] W. Chu, « Harmonic number identities and Hermite–Padé approximations to the logarithm function », *J. Approx. Theory*, vol. 137, n° 1, p. 42-56, nov. 2005.
- [10] S. R. Powell et P. M. Chau, « Time reversed filtering in real-time », in *IEEE International Symposium on Circuits and Systems, 1990, 1990*, p. 1239-1243 vol.2.
- [11] J. M. Chen et M. I. Parr, « Time-reversed infinite impulse response filtering in digital communications receivers », in *1994 Third Annual International Conference on Universal Personal Communications, 1994. Record, 1994*, p. 220-224.

SOURCE SUPERCONTINUE DANS L'INFRAROUGE MOYEN AVEC UNE FIBRE EN VERRE FLUORÉ

Samuel Poulain, Marcel Poulain, Franck Joulain

Le Verre Fluoré SAS, Campus Kerlann, F-35150 BRUZ

info@leverrefluore.com

RESUME

Ce document présente la source supercontinue infrarouge développée par Le Verre Fluoré, ses améliorations en cours et ses applications. Elle opère entre 700 nm et 4 μm .

1. INTRODUCTION

Le domaine spectral de l'infrarouge moyen est d'un grand intérêt scientifique et technique car de très nombreuses molécules organiques possèdent des absorptions dans la plage de longueur d'onde située entre 2 et 4,5 μm . Le verre ZBLAN [1] est idéal dans ce domaine.

Dans les décennies passées, la génération de supercontinuum (SC) dans les fibres optiques a attiré l'attention pour ses applications dans la métrologie de fréquence, la tomographie de cohérence optique et la spectroscopie. Le supercontinuum a d'excellentes propriétés en terme de largeur de bande passante, de cohérence élevée, de forte luminosité et de compacité [2].

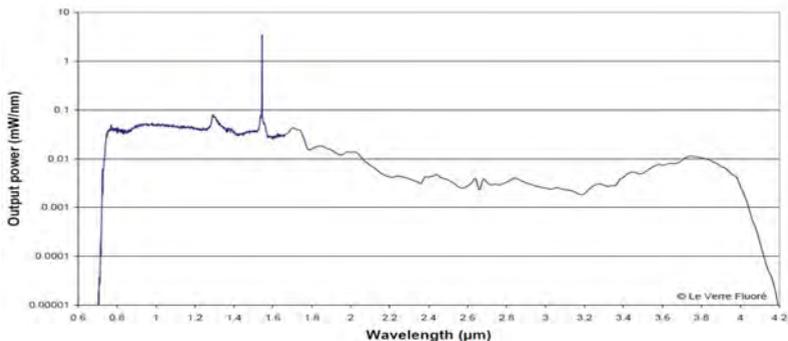
1 Etat de l'art

Le Verre Fluoré a développé une source laser supercontinue dont le spectre d'émission s'étend de 700nm à 4000nm. Sa puissance moyenne de sortie est supérieure à 400mW.

Le système comprend un boîtier avec son électronique et son IHM, un laser de pompe et une fibre monomode en ZBLAN dans laquelle une émission est générée par effets non linéaires.

Les caractéristiques de la pompe sont les suivantes :

- Longueur d'onde : 1550nm Puissance-crête : 13kW,
- Durée des impulsions : 0,6 ns Puissance moyenne : 700 mW
- Taux de répétition : 100 kHz

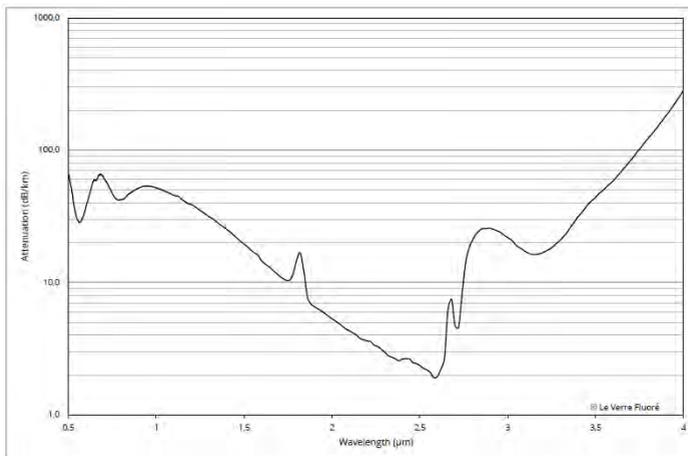


Courbe d'émission spectrale de la source supercontinue LVF

La fibre monomode en ZBLAN (53 ZrF_4 , 25 BaF_2 , 6 LaF_3 , 4 AlF_3 , 12 NaF) a été conçue pour privilégier la génération de supercontinu :

- Longueur : 25m
- \varnothing cœur : 8.5 μm
- \varnothing gaine: 125 μm
- Type : monomode
- Ouverture numérique : 0.23
- Zéro de dispersion : 1.6 μm (*)

(*) : le zéro de dispersion est obtenu par différentiation à l'ordre 2 de la constante de phase dont l'évolution en fonction de la longueur d'onde est calculée à partir des indices des verres de cœur et de gaine, eux même évalués par la méthode mise au point par Fuxi Gan [3].



Courbe d'atténuation typique de fibre ZBLAN monomode (8.5/125)

Pour élargir l'étendue spectrale vers les grandes longueurs d'onde, le principal facteur limitant est la baisse de transparence au-delà de 4 μm due à la frontière multiphonon.

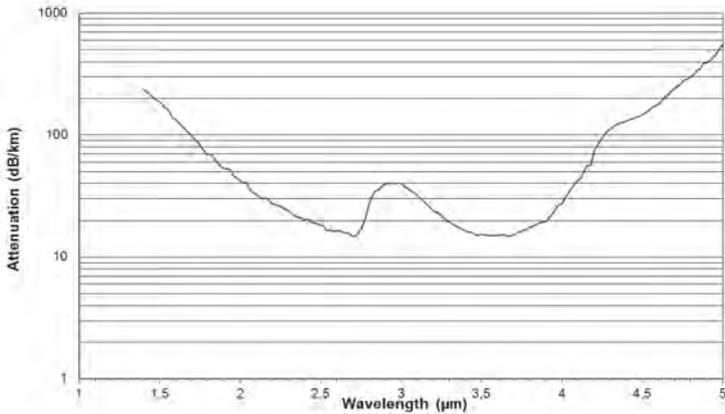
2 Développements en cours

Des développements sont en cours pour améliorer la performance de cette source supercontinue en termes de puissance moyenne et d'étendue spectrale.

Premier levier : la source de pompe. Une pompe plus puissante avec des puissances crêtes plus intenses permettra à la fois d'augmenter la puissance moyenne et l'étendue spectrale. Il est également envisagé de pomper à 2 μm au lieu de 1,55 μm pour décaler le spectre vers les grandes longueurs d'onde.

Second levier : la fibre. L'élargissement du spectre vers les grandes longueurs d'onde étant limité par la frontière multiphonon du ZBLAN, l'utilisation de fibres en fluorodrate (à base

de InF_3 [4,5] est privilégiée. Elle permet un décalage d'environ $1\mu\text{m}$ du domaine de transparence et ouvre la voie à des sources supercontinues s'élargissant de 800nm à 5000 nm.



Courbe d'atténuation typique d'une fibre de fluoruroindate multimode

3 Applications potentielles

Outre les évidentes applications comme instrument de laboratoire, cette source ouvre la voie à des systèmes d'analyse par spectrométrie d'absorption d'une sensibilité inégalée. Le rapport signal/bruit est considérablement accru. Le domaine d'application de tels systèmes englobe le contrôle industriel, mais aussi, sous certaines conditions, le diagnostic médical. Cette technologie est utilisable aussi bien en milieu gazeux qu'en phase liquide, soit par onde évanescente, soit au moyen d'une cellule à circulation.

L'utilisation de fibres optiques transparentes dans ce domaine spectral autorise la spectrométrie déportée et les mesures en ligne.

Un autre domaine d'application concerne les contre-mesures pour lesquelles ce type de source est très prometteur, à la condition d'atteindre des puissances moyennes plus élevées.

Références

- [1] M. Poulain - Halide glasses *J. Non-Cryst Solids*, **56**, 1-14 (1983)
- [2] Chenan Xia, Malay Kumar, Ojas P. Kulkarni, Mohammed N. Islam, and Fred L. Terry, Jr., Mike J. Freeman, Gwenaél Mazé and Marcel Poulain, *Optics Letters*, **31** [17] (2006) 2553-2555
- [3] Fuxi Gan. Optical properties of fluoride glasses. *Journal of non-Crystalline solids* **184** (1995) 9-20.
- [4] M. Poulain et M. Poulain, Trivalent fluoride glasses, *Mat. Sci. Forum*, **32-33**, 137-142 (1988)
- [5] G. Mazé, M. Poulain, J. Y. Carrée, A. Soufiane et Y. Messaddeq – Indium fluoride glasses Brevet US N° 5480845 délivré le 02 01 96

DEVELOPPEMENT ET CARACTERISATION PROCHE ET MOYEN INFRA ROUGE DE CIRCUITS OPTIQUES INTEGRES EN TECHNOLOGIE CHALCOGENURE SUR SILICIUM

Raphaël K. Kribich¹, Mai Vu Thi², Quentin Kauffmann² et Caroline Vigreux²

¹ Institut d'Electronique et des Systèmes UMR CNRS 5214, Université de Montpellier, 34095 Montpellier, France

² Institut Charles Gerhardt UMR CNRS 5253, Université de Montpellier, 34095 Montpellier, France

kkribich@um2.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons dans ce papier, une nouvelle plateforme technologique pour le développement de circuits optiques intégrés. Cette technologie est basée sur des verres de chalcogénure ternaires. Les propriétés du matériau pour différentes stœchiométries sont exposées ainsi que le procédé de synthèse/dépôt sur Silicium par co-évaporation. La stratégie de conception des guides d'onde est ensuite expliquée et utilisée pour fabriquer, par photolithographie et usinage ionique, des guides monomodes aux longueurs d'onde de 1.55 μm et 4.2 μm . Enfin, les premiers résultats de caractérisation dans le proche et moyen infrarouge sont fournis.

MOTS-CLEFS : *Optique intégrée ; Moyen infrarouge ; Verre de chalcogénure.*

1. INTRODUCTION

Les verres de chalcogénure sont connus pour leur transparence dans une gamme de longueurs d'onde située dans le moyen infrarouge, typiquement entre 2 et 20 μm . Ils présentent de plus une forte susceptibilité non-linéaire d'ordre 3 et certains sont compatibles avec le dopage aux ions, terres rares notamment. Ces propriétés font que ces verres sont utilisés dans l'optique moyen infrarouge pour réaliser des lentilles pour les caméras thermiques et la vision nocturne, ainsi que des fibres et circuits pour l'observation spatiale dans les fenêtres de transparence de l'atmosphère et pour la réalisation de capteurs[1]. Leurs propriétés non-linéaires permettent de réaliser des fonctions de conversion de longueur d'onde et de génération de super continuum[2]. Leur dopage par des ions erbium en fait des matériaux amplificateurs[3].

2. MATERIAU ET DEPOT EN COUCHES MINCES

Lors de travaux précédents[4], un binaire de type TeGe, transparent de 4 à 20 μm , avait permis de réaliser des guides d'onde monomodes dans la gamme de longueurs d'onde de 6 à 20 μm . Ces travaux étaient réalisés sur substrat de verre tellurure. Afin de décaler vers les basses longueurs d'onde le spectre de transmission et couvrir les fenêtres télécom, du Sélénium a été ajouté et nous avons étudié l'impact de cette modification sur le domaine de transparence, l'indice de réfraction et la stabilité du matériau. Cette étude a été menée sur substrat de Silicium dans le but de développer une technologie compatible avec les technologies Silicium de microélectronique et micromécanique. La technique de co-évaporation (évaporation séparée spatialement mais simultanée des éléments) a été utilisée pour mélanger les précurseurs selon une stœchiométrie précise lors de leur dépôt sur le substrat. Les sources de Tellure et de Sélénium ont été évaporées par effet Joules alors que la source de Germanium l'a été par bombardement électronique. Après avoir optimisé les niveaux et durées des 2 paliers thermiques lors de la phase de préchauffage, le dépôt est amorcé lorsque la vitesse de dépôt stable de 420nm/min est atteinte. Une fois la couche,

uniforme en épaisseur à 3% près sur un diamètre de 4cm, déposée, son gap optique et son indice de réfraction ont été mesurés par spectrophotométrie visible/proche infrarouge. Les résultats montrent un gap maximal, et donc une transmission tendant vers les basses longueurs d'onde (fenêtre de transparence: $1\mu\text{m}$ à $17\mu\text{m}$), pour une proportion minoritaire de Tellure et de Germanium (Figure 1, zone inférieure droite des diagrammes ternaires). Cette zone correspond aussi au minimum d'indice de réfraction, ce qui devrait permettre de limiter les pertes de couplage par réflexion de Fresnel avec des milieux comme l'air ou la silice. De plus, des études complémentaires[5] par calorimétrie différentielle à balayage ont montré que cette zone correspond aussi à la meilleure stabilité thermique du verre. Afin de limiter l'impact des fluctuations des paramètres expérimentaux sur la différence d'indice des guides, des indices de 2.55 et 2.65 ont été choisis pour les matériaux de gaine et de cœur qui sont: $\text{Te}_{14}\text{Ge}_{20}\text{Se}_{66}$ et $\text{Te}_{22}\text{Ge}_{20}\text{Se}_{58}$.

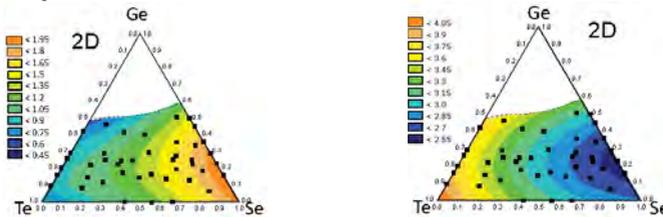


Figure 1: Gap optique [en eV] (gauche) et indice de réfraction réel (droite) pour différentes compositions (marqueurs carrés noirs). La zone vierge n'a pas été étudiée.

3. CONCEPTION DES STRUCTURES DE CONFINEMENT TRANSVERSE

L'intérêt des télécommunications pour l'optique intégrée et la disponibilité du matériel fonctionnant aux longueurs d'onde télécom nous ont poussé à développer des guides pour la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$ d'une part et, dans la perspective d'application dans le domaine des capteurs, notamment la détection et la mesure de dioxyde de carbone, pour la longueur d'onde de $4.2\mu\text{m}$ d'autre part.

La conception a été élaborée à l'aide d'un logiciel de calcul numérique (OlympIOS) pour la résolution de l'équation d'onde vectorielle par la méthode des différences finies. La structure étudiée de type guide en arête est composée d'un guide canal (section rectangulaire) haut indice de largeur déterminée surplombant un guide plan de même indice; ce guide plan permet de limiter le confinement pour augmenter la taille du mode guidé et limiter la désadaptation modale avec le mode d'une fibre optique. La hauteur totale (guide canal + guide plan) du guide doit empêcher la propagation d'un mode d'ordre 1 verticalement et a été calculée à partir de la coupure d'un guide plan à $1.5\mu\text{m}$ pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$. La profondeur de gravure est choisie à $0.5\mu\text{m}$ afin de suffisamment confiner latéralement le mode guidé fondamental sans permettre l'apparition d'autres modes. Des guides de différentes largeurs ont été fabriqués afin d'étudier les conditions d'injection depuis une fibre. Pour $\lambda=4.2\mu\text{m}$, la conception s'oriente vers une étude croisée entre la hauteur du guide canal et celle du guide. Des guides de largeur égale à la hauteur totale ont été conçus afin d'obtenir un profil de mode au plus proche de la circularité du mode d'injection. L'épaisseur du guide plan varie de $1\mu\text{m}$ pour les largeurs inférieures à $6\mu\text{m}$ à $4\mu\text{m}$ au delà. Une fois la partie guidante définie, l'épaisseur de la couche tampon est déterminée de sorte que l'indice effectif du mode soit pratiquement constant en fonction de cette dernière. L'épaisseur minimale est de $4\mu\text{m}$.

4. FABRICATION DES GUIDES D'ONDE

Les guides d'ondes ainsi conçus ont été réalisés à partir d'un empilement de couches. La couche tampon bas indice est déposée dans un premier temps, suivie de la couche guidante haut indice. Le motif du guide d'onde est ensuite gravé dans la couche guidante. Pour cela, une étape de photolithographie est nécessaire. Une couche de résine négative AZ2020 est déposée sur l'empilement et des motifs y sont écrit grâce à un procédé de masquage classique ou un système

d'écriture laser (Dilase™ 250, K1oé S.A.). Une fois le motif développé dans la résine, la couche guidante est gravée par usinage ionique: la sélectivité est de 1.5µm d'épaisseur de verre pour 1µm de résine et la vitesse de gravure du verre est de 80nm/min. On peut apprécier sur la Figure 2 (gauche) la qualité de l'état de surface supérieur du guide (l'impact de la rugosité des flancs sur les pertes de propagation est limité dans le cas de nos guides en arrière) et (droite) de la précision d'inscription/gravure des motifs entre les branches d'un diviseur de puissance en Y.

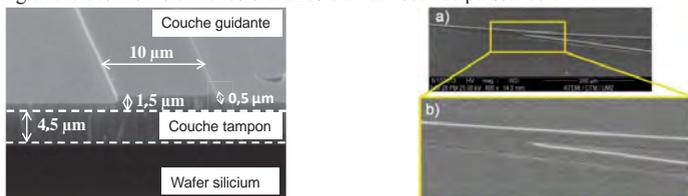


Figure 2 Photographie MEB d'un guide droit (gauche) et d'un diviseur en Y (droite).

5. CARACTERISATION DES GUIDES D'ONDE

Le banc de caractérisation est composé de sources laser fibrées, d'une fibre d'injection, d'un système d'alignement micrométrique fibre→guide et guide→optique de mise en forme ainsi que d'une caméra pour la visualisation des modes et d'une photodiode pour la mesure de puissance. L'observation du profil d'intensité lumineuse en sortie pour différentes injections nous a permis de conclure sur le nombre de modes guidés sur une distance de quelques centimètres. Pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$, il est difficile d'exciter le mode fondamental sans exciter les modes du guide plan pour des largeurs inférieures à 6µm. A partir de 8µm de large les guides deviennent multimodes. Une mesure par la technique du cut-back nous a permis de quantifier, pour un guide de 6µm de large, les pertes de propagation du mode fondamental (Figure 3) à 1.1dB/cm et les pertes de couplage cumulées sur les deux facettes d'entrée/sortie à 15dB. Les caractérisations des guides conçus pour guider le signal à $\lambda=4.2\mu\text{m}$ sont en cours et seront présentées lors du congrès.



Figure 3 Image du mode fondamental pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$ (gauche) et ses pertes (droite).

CONCLUSION

Une nouvelle technologie pour l'optique intégrée planaire infrarouge a été développée à base de couches minces chalcogénures ternaires déposées sur Silicium. Des guides monomodes à faibles pertes ont été réalisés ainsi que des structures plus complexes. Cette technologie ouvre la voie à de nouveaux dispositifs de micro-optique planaire pour le moyen infrarouge ainsi que de composants utilisant l'optique active et/ou non-linéaire pour l'infrarouge en général.

REFERENCES

- [1] Charrier et al., Sensors and actuators B, 173, 468-476, 2012.
- [2] Gattass et al., Optical fiber technology, 18, 345-348, 2012.
- [3] Felix et al., Journal of luminescence, 87-89, 1020-1022, 2000.
- [4] C. Vigreux et al., Optics Letters, 36, 2922-2924, 2011.
- [5] M. Vu Thi et al., Thin Solid Films, 524, 309-315, 2012.

COMPRESSION SPECTRALE DANS LES FIBRES OPTIQUES EN PRESENCE DE DISPERSION NORMALE

Christophe Finot¹ et Sonia Boscolo²

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

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

christophe.finot@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions numériquement le phénomène de compression spectrale se déroulant dans une fibre optique à dispersion normale. Les conditions conduisant à une rétrécissement du spectre. Ce processus a ainsi été exploité dans les fibres optiques pour générer à partir d'impulsions femtosecondes à dérive de fréquence anormale des impulsions picosecondes en limite de Fourier [1; 2; 3; 4]. Au contraire d'un filtrage spectral usuel qui s'accompagne d'une dissipation d'énergie significative, ce regroupement des fréquences autour de la longueur d'onde centrale de l'impulsion n'entraîne aucune perte d'énergie et conduit donc une augmentation de l'intensité spectrale.

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

1. INTRODUCTION

Le processus d'auto-modulation de phase (self phase modulation – SPM) est traditionnellement connu pour contribuer à élargir le spectre optique d'une impulsion se propageant dans un milieu Kerr. Néanmoins, sous certaines conditions, il peut également conduire à un rétrécissement du spectre. Ce processus a ainsi été exploité dans les fibres optiques pour générer à partir d'impulsions femtosecondes à dérive de fréquence anormale des impulsions picosecondes en limite de Fourier [1; 2; 3; 4]. Au contraire d'un filtrage spectral usuel qui s'accompagne d'une dissipation d'énergie significative, ce regroupement des fréquences autour de la longueur d'onde centrale de l'impulsion n'entraîne aucune perte d'énergie et conduit donc une augmentation de l'intensité spectrale.

Travailler en régime purement non-linéaire où, en l'absence d'effets dispersifs, l'auto-modulation de phase est maximale semble a priori plus favorable à une compression spectrale. Nous montrons néanmoins ici que la présence d'un certain niveau de dispersion normale lors de la propagation dans une fibre optique permet d'améliorer significativement la qualité de l'impulsion obtenue après compression spectrale.

2. PRINCIPE DE LA COMPRESSION SPECTRALE ET MODELE UTILISE

Lors de sa propagation dans un milieu Kerr, une impulsion acquiert une dérive de fréquence temporelle (chirp) proportionnelle au gradient de son profil temporel d'intensité. Si l'impulsion possède initialement un chirp anormal (de pente opposée à celui induit par la SPM), celui-ci peut donc être partiellement compensé par l'action de la SPM. La figure 1 illustre cette situation : en régime purement non-linéaire, l'impulsion ne subit pas alors de modification de son profil temporel et la compensation ne peut être que partielle si l'impulsion initiale n'est pas de forme parabolique [3; 4]. Il en résulte des piédestaux marqués dans le spectre recomprimé.

Nous nous intéressons ici à l'influence d'une dispersion normale dans la fibre servant de milieu non-linéaire. Une impulsion en limite de Fourier de forme Gaussienne est tout d'abord élargie temporellement à travers un élément dispersif pour acquérir un chirp linéaire. L'impulsion étendue se propage ensuite dans une fibre optique non-linéaire à dispersion normale. Pour modéliser l'action conjointe de la dispersion et de la non-linéarité, nous utilisons l'équation de Schrödinger non-linéaire [5]. Cette équation peut se normaliser [5-6] et les résultats s'exprimer alors en fonction d'une distance de propagation normalisée par rapport à la longueur dispersive L_D et en fonction

d'un nombre 'soliton' N , rapport des distances linéaires et non-linéaires [6]. Pour mesurer l'efficacité de la compression spectrale, nous mesurons trois paramètres : les facteurs de compression définis comme les rapports des largeurs des spectres comprimés et initiaux (en se basant soit sur la largeur à mi-hauteur – C_{FWHM} , soit sur l'écart type de la largeur C_{RMS}) et le facteur de Strehl S , défini comme le rapport entre la brillance spectrale maximale mesurée et la brillance idéale prédite numériquement en considérant une impulsion ayant une phase temporelle plate.

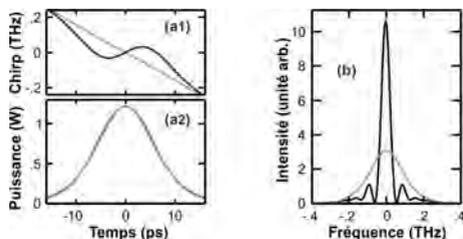


Fig. 1 : Illustration du processus de compression spectrale dans une fibre hautement non-linéaire. (a) Profils temporels de chirp et d'intensité (panneaux 1 et 2 respectivement). (b) Profil spectral de l'impulsion. L'impulsion après recompression spectrale (courbe noire) est comparée à l'impulsion initiale (courbes grises).

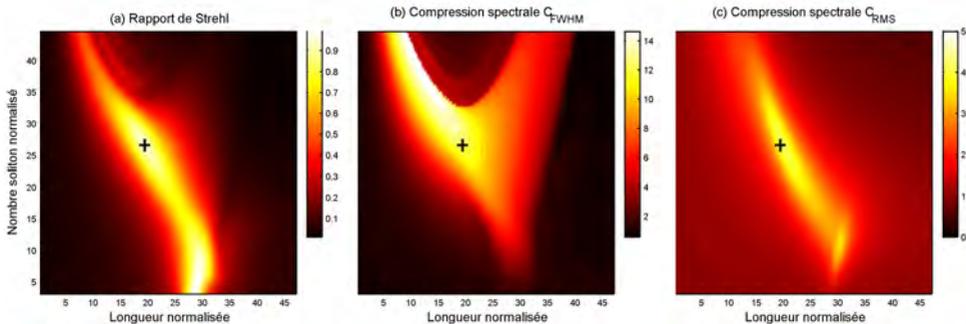


Fig. 2 : Rapport de Strehl S (a) et facteur de compression spectrale (b et c, C_{FWHM} et C_{RMS}) en fonction de la distance de propagation normalisée z/L_D (avec $L_D = T^2 / \beta_2$, β_2 étant la dispersion de la fibre de compression et T une durée caractéristique de l'impulsion initiale [5]) et du nombre 'soliton' N défini par $N^2 = L_D/L_{NL}$ avec $L_{NL} = 1 / \gamma P$, γ étant le coefficient non-linéaire de la fibre de compression. Les résultats montrés correspondent à un élargissement temporel initial de 25. Les croix noires indiquent les paramètres pour lesquels S est maximal.

3. DETERMINATION DES CONDITIONS OPTIMALES EN PRESENCE DE DISPERSION NORMALE

Nous avons conduit numériquement une recherche exhaustive du couple longueur/puissance optimal. Les résultats obtenus à partir de cette analyse bi-dimensionnelle sont rapportés figure 2 pour une impulsion initialement élargie temporellement d'un facteur 25. En présence de dispersion, nous constatons qu'un facteur de Strehl supérieur à 0.9 est atteignable, ce qui est à comparer à la valeur maximale obtenue en propagation purement non-linéaire, à savoir 0.35. La dispersion normale n'influe donc pas négativement sur la qualité de la compression, les impulsions générées se rapprochant davantage de la limite de Fourier (i.e. $S = 1$). Ceci est rendu possible car la dispersion modifie progressivement le profil d'intensité de l'impulsion, l'aplatissant peu à peu et introduisant

ainsi un chirp qui n'est pas limité à celui introduit via SPM. Cette amélioration se fait en maintenant un facteur de compression C_{FWHM} élevé au point optimal de compression où S est maximal. Notons que ce point peut être assez éloigné des conditions permettant une compression C_{FWHM} maximale. Concernant C_{RMS} la présence de dispersion normale permet une amélioration sensible du résultat, soulignant une baisse marquée des piédestaux spectraux.

4. INFLUENCE DU NIVEAU D'ÉLARGISSEMENT TEMPOREL INITIAL

Nous étudions finalement toujours numériquement l'influence du facteur d'élargissement initial de l'impulsion sur les paramètres étudiés. Les résultats sont résumés figure 3 et montrent que des performances similaires en termes de qualité sont obtenus en présence de dispersion alors que dans un régime de SPM pure, la qualité décroît avec l'élargissement initial. Dans tous les cas, la compression réalisée C_{FWHM} augmente avec l'élargissement initial.

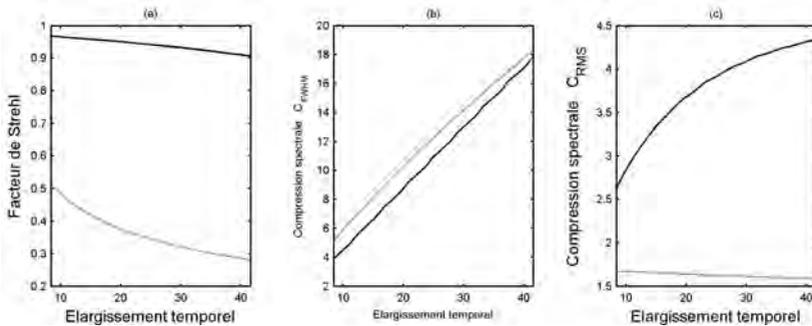


Fig. 3 : Évolution en fonction de l'élargissement temporel appliqué à l'impulsion initiale : (a) du rapport de Strehl, (b) du facteur de compression spectrale C_{FWHM} , (c) du facteur de compression spectrale C_{RMS} . Les résultats sont enregistrés systématiquement pour les paramètres donnant le facteur de Strehl maximal. Les résultats obtenus en régime purement non-linéaire (courbe grise) sont comparés à ceux obtenus en présence de dispersion normale (courbe noire).

CONCLUSION

Nous avons montré numériquement que la présence de dispersion normale dans une fibre optique n'était pas un frein à l'observation d'une compression spectrale de bonne qualité. Au contraire, la déformation progressive du profil d'intensité temporel permet de se rapprocher d'une impulsion en limite de Fourier. Les différentes tendances mentionnées ici sont également reproduites pour d'autres formes d'impulsions comme les sécantes hyperboliques.

RÉFÉRENCES

- [1] S.A. Planas, N.L. Pires Mansur, C.H. Brito Cruz, and H.L. Fragnito, Spectral narrowing in the propagation of chirped pulses in single-mode fibers. *Opt. Lett.* 18 (1993) 699-701.
- [2] A.V. Zohrabian, and L.K. Mouradian, Compression of the spectrum of picosecond ultrashort pulses. *Quantum Electronics* 25 (1995) 1076.
- [3] J. Fatome et al, All-fiber spectral compression of picosecond pulses at telecommunication wavelength enhanced by amplitude shaping. *Appl. Opt.* 51 (2012) 4547-4553.
- [4] E.R. Andresen, C. Finot, D. Oron, and H. Rigneault, Spectral Analog of the Gouy Phase Shift. *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013) 143902.
- [5] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Fourth Edition, Academic Press, San Francisco, CA, 2006.
- [6] C. Finot, L. Provost, P. Petropoulos, and D.J. Richardson, Parabolic pulse generation through passive nonlinear pulse reshaping in a normally dispersive two segment fiber device. *Opt. Express* 15 (2007) 852-864.

ÉTUDE PRELIMINAIRE D'UN OSCILLATEUR OPTOELECTRONIQUE ULTRA COMPACT UTILISANT DES CIRCUITS INTEGRES PHOTONIQUES

Peppino Primiani¹, Frédéric van Dijk¹

¹ III-V Lab, GIE entre Thales Research and Technology, Alcatel-Lucent Bell Labs France et CEA-LETI, 1 Av. A. Fresnel, Campus Polytechnique, 91767 Palaiseau Cedex

peppino.primiani@3-5lab.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons ici les études préliminaires pour la réalisation d'un Oscillateur Optoélectronique (OEO) compact, dont les fonctions actives, comme l'émission de lumière, la modulation électro-optique, l'amplification optique et la photodétection sont intégrées de façon monolithique dans une puce réalisée sur un substrat d'InP.

MOTS-CLEFS : *circuits intégrés photoniques; optique hyperfréquence*

1. INTRODUCTION

Un oscillateur optoélectronique (OEO) est un système qui utilise la lumière comme médium de transport pour produire un signal pure et stable dans le domaine électrique [1]. Le passage en optique du signal permet de bénéficier des très faibles pertes de propagation dans les fibres optiques, de la très large bande passante de ce type de guide d'onde mais éventuellement aussi de la facilité d'effectuer des fonctions comme l'amplification, le filtrage et la division de la puissance. A la différence des oscillateurs purement électriques, pour lesquels la montée en fréquence est limitée notamment par les pertes de propagation du signal électrique, la fréquence de fonctionnement d'un OEO est limitée essentiellement par les bandes passantes des composants actifs (laser, modulateur, photodiode). Cependant la majorité des démonstrations n'offrent pas encore une compacité suffisante pour une intégration aisée dans les systèmes. Nous présentons dans cet article des solutions pour améliorer le degré d'intégration des oscillateurs. Dans un premier temps nous décrivons les différentes architectures envisagées, montrées en fig. 1. Puis nous comparerons les performances attendues, notamment en comparant les gains en boucle ouverte attendus. Enfin nous décrivons les options envisagées pour réaliser l'intégration.

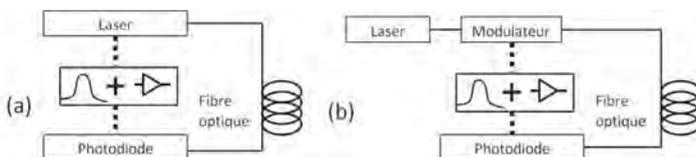


Fig. 1 : (a) Oscillateur en modulation directe ; (b) oscillateur en modulation externe. En ligne pleine le chemin du signal optique, en tiret celui du signal électrique.

2. OEO EN MODULATION DIRECTE

Dans le cas d'une liaison en modulation directe, loin de la fréquence de coupure des composants, le gain petit signal est [2]:

$$G = \frac{1}{4} (\eta_L \alpha \eta_{PD})^2 \frac{R_{PD}}{R_L} \quad (1)$$

avec η_L et η_{PD} les rendements externe du laser et de la photodiode, α les pertes optiques dans le guide optique (fibre ou autre) et au niveau des différents couplages (choisis à 75%), et R_L et R_{PD} sont les résistances de laser et photodiode respectivement. En modulation directe le gain de liaison

est faiblement négatif (-0.1 dB) si une résistance R_L de 1.5 Ohm, une résistance R_{PD} de 150 Ohm, des pertes de propagation de 0.1 dB et des efficacités η_L de 0.36 W/A et η_{PD} de 1A/W sont considérées [3]. L'effet qui compense les pertes, pour ce cas de figure qui n'applique pas de restriction à une impédance à 50 Ohm, est le rapport des résistances de la photodiode et du laser, qui vaut 100. La principale limitation d'un OEO en modulation directe reste la bande passante du laser. Il est difficile aller au-delà des 10GHz avec des lasers de puissance, nécessaires pour réduire le bruit d'amplitude (RIN) du laser et ainsi augmenter la pureté spectrale de l'oscillateur.

3. OEO EN MODULATION EXTERNE

Nous considérons deux types de modulation externe distinctes : celle utilisant un modulateur à électro-absorption (MEA) et celle utilisant un modulateur de type Mach-Zehnder (MZ). Dans le premier cas le gain vaut, loin de la fréquence de coupure:

$$G = (\alpha L_{MEA} \eta_{PD})^2 \left(\frac{P_{opt}}{I_\alpha} \right)^2 \frac{R_{PD}}{R_{MEA}} \quad (2)$$

où α , comme de la modulation directe, représente les pertes optique de propagation dans le guide optique et au niveau des couplages, L_{MEA} les pertes de propagation dans le modulateur, $I_\alpha = V_\alpha / R_{MEA}$ est le paramètre qui traduit l'efficacité de modulation du MEA et R_{MEA} est la résistance du modulateur. La puissance optique choisie est de 50 mW. Un modulateur avec des pertes de propagation de 2 dB, une tension V_α de 1V et une résistance R_{MEA} de 5 Ohm entraîne un gain de liaison de -0.65 dB, en gardant la résistance de la photodiode R_{PD} de 150 Ohm. En modulation externe, le gain est proportionnel au carré de la puissance optique, mais l'intégration d'un laser haute puissance et un MEA est difficile à cause de l'adaptation du mode grand et déconfiné issu d'une structure de puissance vers le mode petit et confiné nécessaire pour que le MEA soit efficace.

Dans l'hypothèse d'utilisation d'un modulateur MZ polarisé en quadrature, le gain vaut [1]:

$$G = \left(\frac{\pi}{2} \alpha L_{MZ} \eta_{PD} \right)^2 \left(\frac{P_{opt}}{I_\pi} \right)^2 \frac{R_{PD}}{R_{MZ}} \quad (3)$$

où α a la même définition que précédemment, $I_\pi = V_\pi / R_{MZ}$ est lié à la tension de demi-onde du modulateur et les pertes L_{MZ} sont de 3 dB et liées à la nature interférométrique du modulateur. Un modulateur avec une tension V_π de 3V et une résistance de 50 Ohm donne un gain de liaison de 1.73dB. L'utilisation d'un modulateur MZ semble très attractive car elle ne subit pas les phénomènes de saturation qui apparaissent avec un MEA. On peut ainsi augmenter sans risque la puissance incidente et ainsi avoir accès à des gains de liaison élevés. Cependant ce type de dispositif prend une place importante (bras du modulateur suffisamment long pour pouvoir obtenir l'opposition de phase) ce qui le rend moins attractif pour réaliser un dispositif compact.

4. TECHNIQUES DE FILTRAGE DE LA RAIE RF ET INTEGRATION HYBRIDE

Dans un OEO plusieurs modes hyperfréquence peuvent coexister dans la cavité électro-optique créée par le re-bouclage de la liaison sur elle-même. Ils sont espacés en fréquence de $1/T_P$, T_P étant le temps de propagation dans la boucle. Pour restreindre l'émission à une des ces fréquences possibles, un filtrage est donc nécessaire. La solution classique consiste à utiliser un filtre hyperfréquence à forte finesse. Cependant ce type de filtre est volumineux au regard des dimensions d'une puce électronique.

Une première solution alternative pour réaliser le filtrage est l'adaptation d'impédance réactive en bande étroite entre le laser et la photodiode. Une adaptation de ce genre est faite par des guides d'onde et des éléments passifs. Même si elle ne permet pas d'atteindre la finesse des filtres plus classiques et même si, aux fréquences micro-ondes, les dimensions restent importantes, cette solution permet de très faibles pertes.

Une deuxième solution alternative consiste à utiliser un filtrage dans le domaine optique en couplant la cavité électro-optique de l'oscillateur avec une cavité optique de forte finesse. Ceci a déjà été testé avec succès en utilisant des résonateurs à mode de galerie [4]. Nous proposons de transcrire ce type de solution en utilisant un résonateur en anneau combiné avec les guides d'entrée et de sortie intégrés sur une plateforme de type silicium. Les progrès réalisés sur les guides d'onde optique passifs sur ce type de plateforme en termes de pertes permettent d'espérer l'obtention de résonateurs avec un facteur de qualité suffisant [5]. La figure 2 montre la réponse équivalente en hyperfréquences simulée pour un résonateur à 10 GHz réalisé avec des guides d'onde présentant des pertes de propagation de 0.1 dB/m. Ce type de composant passif intégré sur silicium peut être intégré par hybridation sur une plateforme commune. Ce type de solution a déjà été utilisée pour la réalisation de lasers accordable à faible largeur de raie [6].

Le système complet qui doit être réalisé, pour l'option en modulation directe qui semble la plus facile à intégrer, se compose donc d'une puce intégrant les fonctions actives, les circuits électroniques et une puce intégrant les circuits optiques passifs comme une ligne à retard optique, des coupleurs optiques et un résonateur (voir figure 2). Une manière simple pour augmenter le gain pour un circuit photonique intégré est d'ajouter des amplificateurs optiques (SOA).

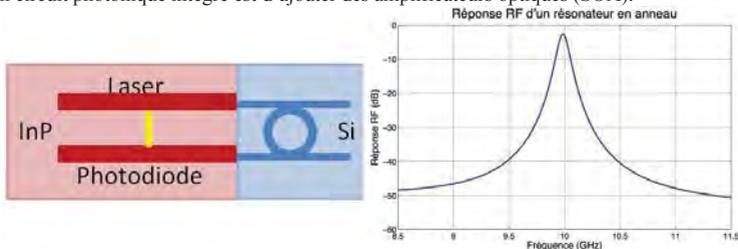


Fig. 2 : Gauche : système hybride InP/Si intégré. Droite : réponse RF du résonateur.

CONCLUSION

Nous avons examiné les architectures des OEO et préparé les développements futurs du laboratoire dans ce domaine. En particulier nous allons utiliser principalement des moyennes de filtrage optique à l'aide de guides passives faible pertes. Ce type de filtrage nous permettra d'atteindre des systèmes plus compacts. L'intégration des composants, avec une régulation en température commune, permettra de réduire la consommation électrique. La suppression des amplificateurs électriques permettra d'éviter la dégradation du bruit de phase habituellement obtenue lors de leur utilisation.

RÉFÉRENCES

- [1] Yao, X. S. and Maleki, L., "Optoelectronic microwave oscillator," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 8, pp. 1725-1735, 1996
- [2] Daryoush, A.S. et al., "High-speed fiber-optic links for distribution of satellite traffic," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 38, pp. 510-517, 1990
- [3] Faugeron, M. et al., "High Optical Power, High Gain and High Dynamic Range Directly Modulated Optical Link," Journal of Lightwave Technology, vol. 31, pp. 1227-1233, 2013
- [4] Liang, W. et al., "Spectrally pure RF photonic source based on a resonant optical hyper-parametric oscillator," SPIE Proceedings, vol. 8960, 2014
- [5] Bauters et al., "Planar waveguides with less than 0.1 dB/m propagation loss fabricated with wafer bonding," Optics Express vol. 19, n.24, 2011
- [6] Kobayashi, N. et al., "Silicon Photonic Hybrid Ring-Filter External Cavity Wavelength Tunable Lasers," Journal of Lightwave Technology, vol. 33, pp 1241-1246, 2015

ÉVÈNEMENTS EXTREMES DANS UN LASER A FIBRE DOPEE Yb AUTO-PULSE PAR DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE

Mohamed Talbi, Pierre-Henry Hanzard, Mincheng Tang, Thomas Godin, Ammar Hideur

*CORIA UMR 6614, Normandie-Université, CNRS-INSA-Université de Rouen, 76801 Saint Etienne
du Rouvray, France*

thomas.godin@coria.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une étude expérimentale de la dynamique d'un laser à fibre dopé ytterbium déclenché par diffusion Brillouin stimulée et l'observation d'impulsions de très fortes intensités. L'apparition de ces événements extrêmes, fortement localisés temporellement et qualifiés d'ondes scélérates de par leurs propriétés statistiques, peut avoir un impact considérable sur le fonctionnement de ce type d'oscillateur laser. L'influence des différents paramètres de la cavité sur la dynamique et la stabilité du laser est étudiée.

MOTS-CLEFS : *ondes scélérates ; laser à fibre ; diffusion Brillouin stimulée;*

1. INTRODUCTION

Le terme onde scélérate optique (*optical rogue wave*), originellement utilisé dans le cadre de l'analogie entre le domaine de l'hydrodynamique et la propagation d'impulsions dans une fibre optique [1], est utilisé pour décrire les phénomènes rares et d'intensités très supérieures à la valeur moyenne. Ce type d'évènement extrême a été rapporté dans des systèmes très variés, pour la majorité mettant en jeu une propagation fortement non-linéaires d'impulsions ultra-courtes dans différents milieux. Dans ce cadre, l'apparition d'évènements scéléérats est souvent traitée en termes de solution analytique à l'équation de Schrödinger non-linéaire et conditionnée par le phénomène d'instabilité modulationnelle (influence du bruit) et des dynamiques de *breather* [2]. De nombreux travaux expérimentaux et numériques ont ainsi concerné l'observation ou le contrôle de ces ondes scélérates optiques lors de la génération de supercontinuum. Ces instabilités extrêmes ont aussi été observées dans des configurations expérimentales très différentes et notamment dans le domaine spatial avec, par exemple, l'apparition d'évènements scéléérats lors du phénomène de filamentation ou bien dans un champ de speckle [3,4]. De telles localisations temporelles, synonymes d'évènements extrêmes, ont également été rapportées dans différents systèmes lasers tels que les lasers à semi-conducteurs [5], les lasers à fibre à verrouillage de modes [6], les lasers à fibre dopée Erbium [7] ou bien les lasers à fibre Raman [8].

Dans cette communication, nous rapportons une étude expérimentale qui révèle, pour la première fois, l'observation de tels phénomènes extrêmes dans un laser à fibre à déclenchement passif par diffusion Brillouin. En effet, les lasers à fibre passivement déclenchés et basés sur les phénomènes non-linéaires de diffusions Raman (SRS) et Brillouin (SBS) stimulées ont été fortement étudiés dans les 10 dernières années [9-12]. En particulier, l'exploitation de la rétrodiffusion Brillouin comme mécanisme de Q-switch passif a permis la génération d'impulsions courtes avec de fortes puissances crêtes [9-11]. La nature stochastique de l'effet Brillouin peut

toutefois conduire à un fonctionnement instable et à la génération aléatoire d'impulsions avec de fortes puissances crêtes pouvant causer des dommages irréversibles au système laser, empêchant ainsi le développement de cette technologie. Par conséquent, la compréhension détaillée des processus concernés lors de la génération de ces impulsions scélérates permettrait d'avoir un nouveau regard sur les dynamiques non-linéaires mises en jeu, avec comme objectif leur potentiel contrôle.

2. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Le dispositif expérimental en question, présenté sur la Fig. 1, se compose d'une fibre double gaine dopée ytterbium pompée par une diode laser à 976 nm. Un mode de fonctionnement pulsé est obtenu en ajoutant un réseau de Bragg fibré ($R > 99\%$ @ 1040 nm) à l'une des sortie du milieu amplificateur et en utilisant la réflexion de Fresnel sur l'autre face de sortie. Pour une puissance de pompe suffisante, un fonctionnement déclenché est obtenu avec des « bouffées » d'impulsions de fortes intensités, celles-ci étant enregistrées à l'aide d'un système de détection rapide avec une mémoire suffisante (LeCroy SDA820Zi/Tektronix DPO72004C). L'acquisition des données est en effet effectuée sur un intervalle de temps relativement long (~ 1 s) afin d'obtenir une quantité de donnée suffisante pour un traitement statistique.

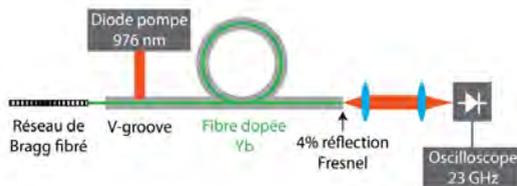


Fig. 1 : Montage expérimental typique de l'oscillateur à fibre dopée ytterbium.

D'autres configurations expérimentales, conduisant à des régimes impulsionnels différents (durée d'impulsion, distributions d'intensité et puissances crêtes), ont aussi été étudiées : utilisation de miroirs larges bandes, ajout d'une section de fibre passive afin d'exacerber la rétrodiffusion Brillouin ou encore variation des pertes intra-cavité. Les comportements obtenus seront discutés lors de la conférence.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

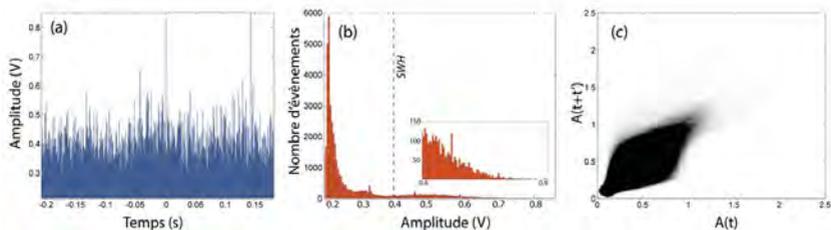


Fig. 2 : (a) Trace temporelle enregistrée sur 400 ms ; (b) Distribution d'intensité *en L* correspondante et intensité significative (*SWH*) ; (c) Représentation de la dynamique du laser sous forme d'attracteur.

Dans le cadre de l'étude des événements extrêmes, les propriétés statistiques des systèmes étudiés permettent d'attester de la présence d'événements scélérats, avec des distributions

d'intensité caractéristiques en L, mais ce critère ne justifie pas à lui seul le terme « scélétrat ». D'autres indicateurs tels que l'intensité significative (*Significant Wave Height* : deux fois la moyenne du tiers supérieur des événements) peuvent être utilisés. Nous avons donc effectué un traitement complet des données obtenues à partir des différentes configurations expérimentales et tracé les densités de probabilité (PDF) et intensités significatives, comme présenté sur la Fig. 2. Sur la trace temporelle présentée sur la Fig. 2(a), nous observons ainsi des événements fortement localisés temporellement, d'intensités nettement supérieures à la moyenne des impulsions, et de fortes fluctuations en intensité. Ces impulsions géantes ont des durées de l'ordre de la ns. L'histogramme correspondant représentant la distribution en intensité (Fig. 2(b)) présente une forme caractéristique en L et de nombreux événements sont observés pour des intensités bien supérieures à l'intensité significative (SWH), attestant ici de la présence d'événements scélétrats. L'évolution dynamique de ce système, avec des impulsions s'écartant de manière importante de la zone de stabilité, est mise en évidence sur l'attracteur représenté sur la Fig. 2(c).

4. CONCLUSION

Nous avons étudié expérimentalement l'apparition d'événements extrêmes dans un laser à fibre déclenché par diffusion Brillouin stimulée. A notre connaissance, il s'agit de la première fois qu'une telle étude est conduite dans ce type de laser. L'observation de ces instabilités, présentant des caractéristiques d'événements scélétrats, ouvre un nouveau champ d'étude quant aux dynamiques extrêmes dans les systèmes fortement dissipatifs.

REMERCIEMENTS

Ce travail a bénéficié des aides de l'Agence Nationale de la Recherche au titre du projet EMC3 (ANR-10-LABX-09-01) et de la région Haute Normandie.

REFERENCES

- [1] D. R. Solli, C. Roper, P. Koonath, and B. Jalali, "Optical rogue waves", *Nature* **450**, 1054–1057 (2007).
- [2] J. M. Dudley, F. Dias, M. Erkintalo, and G. Genty, "Instabilities, breathers and rogue waves in optics", *Nat. Photon.* **8**, 755 (2014).
- [3] S. Birkholz, E. T. J. Nibbering, C. Brée, S. Skupin, A. Demircan, G. Genty, and G. Steinmeyer, "Spatiotemporal Rogue Events in Optical Multiple Filamentation", *Phys. Rev. Lett.* **111**, 243903 (2013).
- [4] F. T. Arecchi, U. Bortolozzo, A. Montina, and S. Residori, "Granularity and inhomogeneity are the joint generators of optical rogue waves", *Phys. Rev. Lett.* **106**, 153901 (2011).
- [5] C. Bonatto, M. Feyereisen, S. Barland, M. Giudici, C. Masoller, J. R. Rios Leite, and J. R. Tredicce, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 053901 (2011)
- [6] C. Lecaplain, P. Grelu, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, "Dissipative RogueWaves Generated by Chaotic Pulse Bunching in a Mode-Locked Laser", *Phys. Rev. Lett.* **108**, 233901 (2012).
- [7] A. N. Pisarchik, R. Jaimes-Reategui, R. Sevilla-Escoboza, G. Huerta-Cuellar, and M. Taki, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 274101 (2011).
- [8] S. Randoux, and P. Suret, "Experimental evidence of extreme value statistics in Raman fiber lasers", *Opt. Lett.* **37**, 500 (2012).
- [9] S. V. Chernikov, Y. Zhu, J. R. Taylor, and V. P. Gapontsev, "Supercontinuum self-Q-switched ytterbium fiber laser", *Opt. Lett.* **22**, 298 (1997).
- [10] A. A. Fotiadi and R. V. Kiyon, "Cooperative stimulated Brillouin and Rayleigh backscattering process in optical fiber", *Opt. Lett.* **23**, 1805 (1998).
- [11] M. Salhi, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, G. Martel, C. Ozkul, and F. Sanchez, "Evidence of Brillouin scattering in an ytterbium-doped double-clad fiber laser", *Opt. Lett.* **27**, 1294 (2002).
- [12] Y. Zhao and S. D. Jackson, "Passively Q-switched fiber laser that uses saturable Raman gain", *Opt. Lett.* **31**, 751 (2006).

ADAPTATION MODALE PAR LES METAMATERIAUX POUR DES GUIDES D'ONDE RECTANGULAIRES

Abdelaziz Qarchi^{1,2}, Hicham Belkebir^{3,2}, Abdenbi Bouzid³, Abdellah Mir¹

¹ *Laboratoire d'études des matériaux avancés et applications (LEM2A), Université Moulay Ismail, faculté des sciences, Meknès, Maroc*

² *Département AEEE, Université Moulay Ismail, ENSAM, Meknès, Maroc.*

³ *Laboratoire d'Atomique, Mécanique, Photonique et Energétique (LAMPE), Université Moulay Ismail, faculté des sciences, Meknès, Maroc*

qarchia@gmail.com

RÉSUMÉ

L'adaptateur de mode est un composant très utile en télécommunication et en optique intégrée. Il assure la transition adiabatique d'un signal entre les guides d'onde de tailles différentes. Dans ce travail, nous proposons une nouvelle méthode d'adaptation modale à base des métamatériaux qui utilise la technique de compression des coordonnées spatiales. Une étude comparative des performances du composant en question pour les modes TE_1 et TE_3 avec celles d'un adaptateur conventionnel est réalisée en vue de répondre à des besoins de compacité. L'éventuelle fabrication de ce type de composant est aussi examinée en procédant à la décomposition spatiale en plusieurs sous-couches de ses paramètres électromagnétiques qui serviront à la définition du matériau à concevoir pour réaliser le comportement d'adaptation de mode.

MOTS-CLEFS : *Métamatériaux ; Adaptation modale ; Perméabilité ; Permittivité.*

1. INTRODUCTION

Depuis leur apparition à la fin des années 90, les métamatériaux ne cessent de se développer dans plusieurs domaines de recherche : La réfraction négative basée sur l'imbrication de structure métallique de topologie tubulaire [1], qui modélise une permittivité négative, au sein d'une structure résonante [2] qui modélise une perméabilité négative. Ce concept est l'idée de base de la conception d'une Super-lentille [3-6] qui s'affranchirait des limitations de résolution imposées par le critère de Rayleigh. Les surfaces à haute impédance [7-9] qui se sont montrées une alternative de taille pour remplacer un plan de masse conventionnel d'une antenne dans le but d'améliorer ses performances. Le Cloaking [10-15] basé sur la compression des coordonnées spatiales et l'invariance des équations de Maxwell [16,17], et ce, pour contrôler de la trajectoire de la lumière, et l'astreindre à contourner un objet en vue de le rendre invisible.

Dans le domaine des télécommunications, la technique de compression des coordonnées spatiales permet la conception de différents composants optoélectroniques, à savoir des concentrateurs de rayonnement [18], des diviseurs et des amplificateurs de faisceaux [19-21], des polariseurs [22] et des antennes à haute directivité [23-26].

Dans ce travail, nous envisageons de montrer numériquement la possibilité de conception d'une nouvelle génération d'adaptateur en vue de guider des modes d'une onde électromagnétique Polarisée TE, et ce, en utilisant des métamatériaux, exploitant la technique de compression de l'espace. Nous investiguerons la qualité de ces types d'adaptateurs en comparant leur taux de transmission à celui d'un adaptateur conventionnel.

2. MODELISATION

Deux types de transformations des coordonnées spatiales sont proposés :

- Une transformation linéaire (figure 1) dont les nouvelles coordonnées vérifient les équations suivantes :



Figure 1 : Illustration de la transformation linéaire des coordonnées spatiales

- Une transformation exponentielle (figure 2) dont les nouvelles coordonnées s'expriment en fonction des anciennes comme suit :

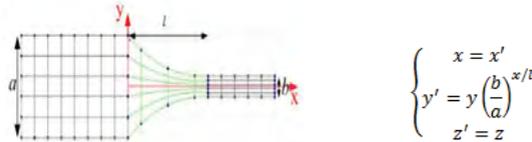


Figure 2 : Illustration de la transformation exponentielle des coordonnées spatiales

Ainsi on a accès aux nouveaux tenseurs de perméabilité μ' et de permittivité ϵ' relatives aux deux types de transformation [27].

3. SIMULATION ET DISCUSSION

Le guide d'onde d'entrée est un guide rectangulaire de largeur 10 cm est connecté via un adaptateur à métamatériaux de longueur « l » à un guide d'onde rectangulaire de largeur 3 cm. En utilisant un code de calcul numérique commercial qui utilise la méthode des éléments finis, on cherche à vérifier le phénomène d'adaptation des modes TE₁, TE₂ et TE₃ entre les deux guides d'onde. La fréquence de travail est de 16 GHz pour assurer l'excitation du troisième mode du guide de sortie ayant une fréquence de coupure voisine de 15 GHz.

Sont représenté ci-dessous la distribution du champ électrique des différents modes et des différents types de transformation.

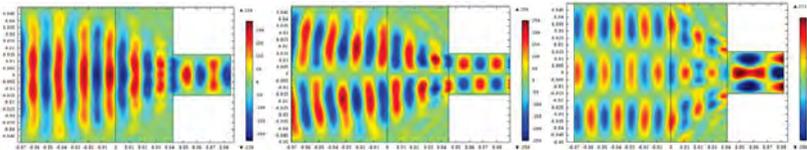


Figure 3 : Adaptation des modes TE₁, TE₂ et TE₃ par une compression linéaire de l'espace.

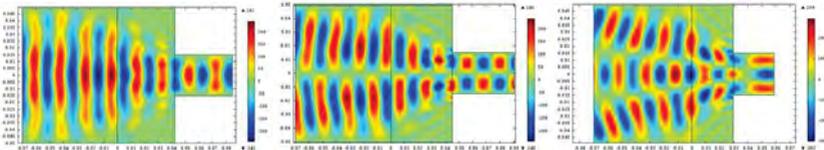


Figure 4 : Adaptation des modes TE₁, TE₂ et TE₃ par une compression exponentielle de l'espace

En intégrant le milieu obtenu par transformation de l'espace entre les deux guides d'onde, et dans les deux cas de figure de transformation : linéaire et exponentielle, l'onde électromagnétique est parfaitement guidée avec grande fluidité, à partir du guide d'onde d'entrée vers celui de sortie, sans qu'elle subisse de réflexions ni au sein du milieu intégré ni aux interfaces guides-adaptateur, sauf quelques distorsions de phase à la deuxième interface. Donc du point de vue quantitatif, l'adaptateur à métamatériaux peut être un moyen de jonction entre les guides d'ondes à largeurs différentes pour assurer la transition du signal avec conservation du mode d'entrée.

Du point de vue qualitatif, pour vérifier l'efficacité de ce genre d'adaptateur, une étude paramétrique est effectuée où l'on fait varier la longueur de l'adaptateur entre 2.5 cm et 5 cm afin de vérifier le taux de couplage du signal entre le guide d'onde d'entrée et celui de sortie. Une comparaison des spectres de transmission est réalisée entre une adaptation conventionnelle (fig.5) et une autre basée sur la compression exponentielle (fig.6) des coordonnées spatiales, et ce pour les modes TE_1 et TE_3 .

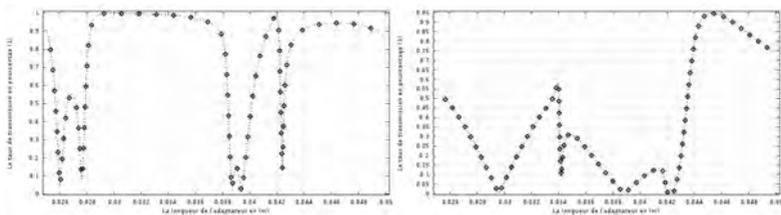


Fig. 5 : le spectre de transmission des modes TE_1 et TE_3 en fonction de la longueur de l'adaptateur conventionnel

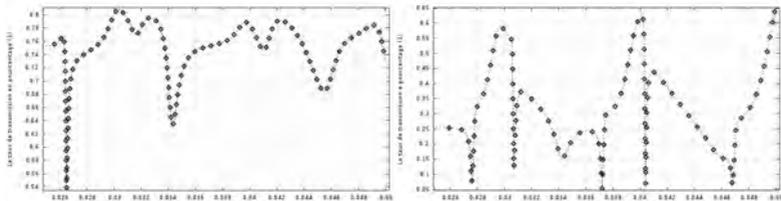


Fig. 6 : le spectre de transmission des modes TE_1 et TE_3 en fonction de la longueur de l'adaptateur à transformation exponentielle de l'espace

D'après les spectres de transmissions, le premier mode TE_1 est relativement bien guidé pour les deux types d'adaptateur. Alors que le mode TE_3 l'est moins, avec un léger avantage pour le composant conventionnel en terme de taux de couplage qui avoisine les 90 % pour le premier mode, alors qu'il est voisin de 70 % pour l'adaptateur proposé. Cependant, si on s'intéresse plus à la compacité des composants, l'adaptateur à transformation d'espace devient intéressant pour les modes supérieurs. Ainsi nous obtenons des taux de couplage voisinant les 60 % du mode TE_3 pour une longueur de 3 cm, alors que l'on n'atteint cette valeur que pour une longueur de 4.4 cm pour l'adaptateur conventionnel. Dans ces conditions, l'adaptateur à métamatériaux peut concurrencer l'adaptateur conventionnel en termes de compacité des composants.

D'autres parts, la distribution spatiale des tenseurs de perméabilité et de permittivité montre que ces valeurs sont raisonnables (fig. 7,8). Par conséquent, leur fabrication ne devrait pas poser de difficultés majeures.

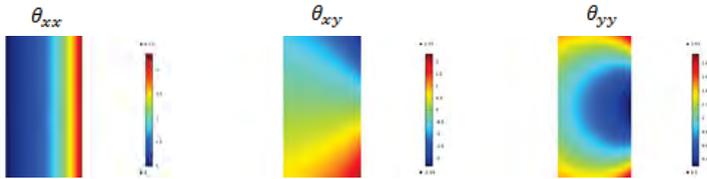


Fig. 7 : Distribution spatiale des composantes des tenseurs de perméabilité et de permittivité pour la transformation linéaire d'espace



Fig. 8 : Distribution spatiale des composantes des tenseurs de perméabilité et de permittivité pour la transformation exponentielle d'espace

CONCLUSION

Nous avons montré la possibilité de synthèse d'un composant important dans l'optique intégrée : l'adaptateur de mode à base de métamatériaux en exploitant la technique de compression de l'espace. Bien que le taux de couplage demeure relativement faible, on peut tirer profit de l'éventuelle compacité du composant si l'on ne s'intéresse pas à une transmission importante surtout pour les modes d'ordre supérieure.

REFERENCES

- [1] J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, W.J. Stewart. "Low frequency plasmons in thin-wire structures", *J. Phys. Cond. Matter.* 10, pp.4785-4809, (1998).
- [2] J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, W.J. Stewart. «Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena.» *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*47, pp. 2075-2084, (1999).
- [3] J. B. Pendry, "Negative refraction makes a perfect lens", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, no.18, pp. 3966–3969, Oct. 2000.
- [4] A. Grbic and G. V. Eleftheriades, "Overcoming the diffraction limit with planar left handed transmission lines lens", *physical review letters*, Vol. 92, pp. 117403, (2004).
- [5] A. Koray, B. Irfan, and O. Ekmel, "Subwavelength resolution with a negative index metamaterial superlens", *applied physics letters*, Vol. 90, pp. 254102, (2007).
- [6] N. Fang, H. Lee, C. Sun, X. Zhang, "Sub-Diffraction-Limited Optical Imaging with a Silver Superlens", *Science* Vol. 308, no 5721, pp. 534-537, (2005).
- [7] D. F. Sievenpiper, "High Impedance Electromagnetic Surfaces", Ph.D. dissertation, Electrical Engineering Department, University of California, Los Angeles, (1999).
- [8] Y. Zhu. "Modélisation de structure à haute impédance", thèse de doctorat, université Paris sud 11, (2011).
- [9] R. Elliot, "On the Theory of Corrugated Plane Surfaces", *IRE Trans. Ant. Prop.*, vol. 2, pp. 71 - 81, (1954).
- [10] J. B. Pendry, D. Schurig, D.R Smith, "Controlling electromagnetic fields", *Science* Vol. 312, pp. 1780-1782, (2006).
- [11] D. Schurig, J.J. Mock, B.J. Justice, S.A. Cummer, J.B. Pendry, A.F. Starr, D.R. Smith, "Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies", *Science* Vol. 314 no 5801, pp. 977, (2006).
- [12] W. Cai, U.K. Chettiar, A.V. Kildishev, V.M. Shalaev, "Optical cloaking with metamaterials", *Nature Photonics* 1, pp. 224–227, (2007).
- [13] S.A. Cummer, D. Schurig, "One path to acoustic cloaking", *New Journal of Physics* 9, pp. 45, (2007).

- [14] R. Podgornik, "Invisibility cloak", university of Ljubljana, Seminar (2009/2010).
- [15] B. Wood, "Metamaterials and invisibility", *C. R. Physique* 10, pp. 379-390, (2009).
- [16] A. J. Ward, and J. B. Pendry, "Refraction and geometry in Maxwell's equations", *journal of modern optics*, Vol. 43, n°4, pp. 773-793, (1996).
- [17] U. Leonhardt, "Optical conformal mapping", *Science* Vol.312, no 5781, pp. 1777, (2006).
- [18][18] D. Schurig, J.B. Pendry, D.R. Smith, "Calculation of material properties and ray tracing in transformation media", *Optics Express* Vol. 14, pp. 9794-9804, (2006).
- [19] M. Rahm, D. A. Roberts, J. B. Pendry, D. R. Smith, "Transformation-optical design of adaptive beam bends and beam expanders", *Opt. Express* 16, 11555-11567, (2008).
- [20] M. Rahm, S. A. Cummer, D. Schurig, J. B. Pendry, D. R. Smith, "Optical design of reflectionless complex media by finite embedded coordinate transformations", *Phys. Rev. Lett.* 100, 063903, (2008).
- [21] L. Lin, W. Wang, J. Cui, C. Du, X. Luo, "Design of electromagnetic refractor and phase transformer using coordinate transformation theory", *Opt. Express* 16, 6815-6821, (2008).
- [22] H. Chen, B. Hou, S. Chen, X. Ao, W. Wen, C. T. Chan, "Design and experimental realization of a broadband transformation media field rotator at microwave frequencies", *Phys. Rev. Lett.* 102, 183903, (2009).
- [23] F. Kong, B.-I. Wu, J. A. Kong, J. Huangfu, S. Xi, H. Chen, "Planar focusing antenna design by using coordinate transformation technology", *Appl. Phys. Lett.* 91, 253509, (2007).
- [24] P. H. Tichit, S. N. Burokur, A. de Lustrac, "Ultradirective antenna via transformation optics", *J. Appl. Phys.* 105, 104912, (2009).
- [25] P. H. Tichit, S. N. Burokur, D. Germain, A. de Lustrac, "Design and experimental demonstration of a high-directive emission with transformation optics", *Phys. Rev. B.* 83, 155108, (2011).
- [26] P. H. Tichit, S. N. Burokur, D. Germain, A. de Lustrac, "Un rayonnement ultra-directif par transformation optique", *Proc. 17èmes Journées Nationales Microondes*, (2011).
- [27] P. H. Tichit, S. N. Burokur, A. de Lustrac, "Adaptateur de guide d'onde par transformation spatiale", *Proc. 17ème Journées Nationales Microondes*, (2011).

DIFFRACTION NON-LINÉAIRE PAR UNE ONDE ACOUSTIQUE STATIONNAIRE DANS UN FILM MINCE : ÉTUDE COMPARÉE DES MÉCANISMES MIS EN JEU

Florian F. L. Bentivegna¹, Yuliya S. Dadoenkova^{2,3}, Nataliya N. Dadoenkova^{2,3},
Igor L. Lyubchanskii², Young-Pak Lee⁴

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

² Donetsk Physical and Technical Institute of the National Academy of Sciences, Donetsk, Ukraine

³ Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Fédération de Russie

⁴ Quantum Photonic Science Research Center (q-Psi) et Université Hanyang, Séoul, Rép. de Corée

fb@enib.fr

RÉSUMÉ

Les mécanismes de la diffraction non-linéaire d'une onde lumineuse par une onde acoustique stationnaire dans un film mince non-centrosymétrique sont étudiés. L'efficacité et les dépendances polarimétriques et angulaires d'un processus direct (contribution photo-élastique à la susceptibilité électrique d'ordre 2) sont comparées à celles de mécanismes en cascade résultant soit d'un processus de diffraction acousto-optique linéaire suivi d'une génération de fréquence somme, soit d'une génération de second harmonique suivie d'une diffraction acousto-optique linéaire.

MOTS-CLEFS : *Diffraction optique non-linéaire ; interaction acousto-optique ; polarisation*

1. INTRODUCTION

Un milieu présentant une inhomogénéité périodique de permittivité peut donner lieu à la diffraction non-linéaire d'une onde électromagnétique (OEM). C'est ainsi le cas si ce réseau de permittivité est induit de manière transitoire et dynamique par une onde acoustique (OA) stationnaire à l'origine d'une modulation de la susceptibilité non-linéaire d'ordre 2 du milieu *via* une interaction photo-élastique non-linéaire [1]. Une polarisation électrique aux fréquences angulaires $2\omega \pm \Omega$ en résulte, où ω et Ω sont les pulsations respectives de l'OEM et de l'OA, qui peut alors être source d'un processus de diffraction acousto-optique non-linéaire, par un mécanisme direct [2] ou par un mécanisme en cascade. Dans chaque cas, l'approche est similaire à un traitement perturbatif du second-ordre dans une description quantique des processus acousto-optiques non-linéaires [3]. Ses principes généraux en espace libre sont exposés, et généralisables en configuration guidée, pour laquelle des applications à la conversion de fréquence et à l'adressage optique sont possibles.

2. MÉCANISME DIRECT DE LA DIFFRACTION ACOUSTO-OPTIQUE NON-LINÉAIRE

Le mécanisme direct menant à la diffraction non-linéaire du second ordre d'une OEM par une OA stationnaire a été décrit en détail dans une publication antérieure [2]. Dans ce mécanisme, le vecteur polarisation non-linéaire intervenant comme terme-source dans l'équation de propagation non-linéaire dépend du tenseur de susceptibilité non-linéaire d'ordre 2 dont les éléments s'écrivent :

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_{ijk}^{(2,0)} + \left(\frac{\partial \chi_{ijk}^{(2)}}{\partial u_{lm}} \right)_{u_{lm}=0} u_{lm} + \dots = \chi_{ijk}^{(2,0)} + p_{ijklm} u_{lm} + \dots, \quad (1)$$

où $\hat{\chi}^{(2,0)}$ est le tenseur de susceptibilité non-linéaire en l'absence de modulation spatiale des propriétés du matériau, \hat{p} est le tenseur photo-élastique *non-linéaire* et \hat{u} celui des contraintes. Dans le régime de diffraction de Raman-Nath, les vecteurs d'onde \mathbf{k}_ω , $\mathbf{k}_{2\omega}$ et \mathbf{Q} des OEM et de l'OA vérifient l'une des conditions $\mathbf{k}_{2\omega} = 2\mathbf{k}_\omega + N\mathbf{Q}$, où $N \in \mathbb{Z}$ désigne l'ordre de diffraction.

3. MÉCANISMES EN CASCADE

Outre la génération directe de second harmonique par diffraction par une onde acoustique stationnaire évoquée ci-dessus, deux mécanismes concurrents sont possibles, qui mènent au même résultat que le mécanisme direct. Ces deux mécanismes sont des processus *en cascade* en deux étapes successives, que l'on peut décrire phénoménologiquement comme suit :

(a) Dans le premier [Fig. 1(a)] processus en cascade (PC1), une OEM de pulsation ω subit une diffraction acousto-optique linéaire sur une OA stationnaire établie dans le film cristallin ; l'onde diffractée de pulsation $(\omega \pm \Omega)$ interagit ensuite non-linéairement avec l'onde incidente pour donner naissance à une OEM de pulsation $(2\omega \pm \Omega)$ par génération de fréquence somme.

(b) Dans le second [Fig. 1(b)] processus en cascade (PC2), l'OEM incidente donne naissance, par génération de second harmonique, à une OEM de pulsation 2ω ; la diffraction acousto-optique linéaire de cette dernière par une OA stationnaire mène alors à une OEM de pulsation $(2\omega \pm \Omega)$.



Fig. 1 : Principe des processus en cascade : (a) Type 1 (PC1) : diffraction acousto-optique linéaire par une OA stationnaire, suivie d'une génération de fréquence somme ; (b) Type 2 (PC2) : génération de second harmonique suivie d'une diffraction acousto-optique linéaire par une OA stationnaire.

Ici, les vecteurs d'onde des OEM en présence doivent vérifier, toujours dans le régime de diffraction de Raman-Nath, les conditions respectives suivantes pour les mécanismes en cascade :

$$\mathbf{k}_{\omega \pm \Omega} = \mathbf{k}_\omega + N\mathbf{Q} \quad (\text{PC1}) \quad \text{ou} \quad \mathbf{k}_{2\omega \pm \Omega} = \mathbf{k}_{2\omega} + N\mathbf{Q} \quad (\text{PC2}). \quad (2)$$

À la différence du mécanisme direct, il est nécessaire de résoudre, pour un mécanisme en cascade, deux équations de propagation : l'une implique un vecteur polarisation relatif à une diffraction acousto-optique linéaire (dans l'expression de ce dernier, la correction photo-élastique à la susceptibilité fait intervenir un tenseur photo-élastique \hat{p} linéaire) ; l'autre implique un vecteur polarisation non-linéaire lié à la génération de fréquence somme (PC1) ou de second harmonique (PC2).

Les vecteurs d'accord de phase qui gouvernent l'efficacité des trois mécanismes (direct et en cascade) de diffraction non-linéaire par une OA stationnaire prennent, en fonction des vecteurs d'onde \mathbf{k}_ω , $\mathbf{k}_{2\omega}$, $\mathbf{k}_{\omega \pm \Omega}$ et $\mathbf{k}_{2\omega \pm \Omega}$ des OEM mises en jeu et du vecteur d'onde \mathbf{Q} de l'OA, les formes :

$$\text{Processus direct :} \quad \mathbf{q}_d = 2\mathbf{k}_\omega - \mathbf{k}_{2\omega} + N\mathbf{Q}, \quad (3)$$

$$\text{PC1 :} \quad \mathbf{q} = \mathbf{k}_\omega + N\mathbf{Q} - \mathbf{k}_{\omega \pm \Omega} \quad \text{suivi de} \quad \boldsymbol{\kappa} = \mathbf{k}_\omega + \mathbf{k}_{\omega \pm \Omega} - \mathbf{k}_{2\omega \pm \Omega}, \quad (4)$$

$$\text{PC2 :} \quad \tilde{\mathbf{q}} = 2\mathbf{k}_\omega - \mathbf{k}_{2\omega} \quad \text{suivi de} \quad \tilde{\boldsymbol{\kappa}} = \mathbf{k}_{2\omega} + N\mathbf{Q} - \mathbf{k}_{2\omega \pm \Omega}, \quad (5)$$

ce qui montre que les conditions de synchronisme sont différentes d'un mécanisme à l'autre. On peut dès lors s'attendre à ce que les dépendances angulaires de ces mécanismes soient elles aussi très différentes, ce qui est de nature à permettre de les distinguer.

L'efficacité et les dépendances angulaires et polarimétriques de ces trois mécanismes sont ici comparées dans le cas d'un film de GaAs d'épaisseur $L = 1 \mu\text{m}$ pour une OEM incidente de pulsation $\omega = 1,77 \cdot 10^{14} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$ (longueur d'onde dans le vide $\lambda_0 = 10,6 \mu\text{m}$) et une fréquence d'excitation de l'OA longitudinale (resp., transverse) de 475 MHz (resp., 252,5 MHz) — soit une même périodicité spatiale, compte-tenu des vitesses de propagation respectives de ces ondes. Pour

chaque mécanisme, on s'intéresse à la conversion $\omega \rightarrow 2\omega \pm \Omega$, et notamment aux combinaisons polarimétriques (entre ondes incidentes et diffractées) qui la permettent (Tableau 1).

Tab. 1 : Combinaisons de polarisations s ou p des ondes incidentes et diffractées permettant la diffraction acousto-optique non-linéaire dans GaAs pour chacun des mécanismes et pour chaque type d'onde acoustique.

	Direct	PC1	PC2
OA longitudinale	$s \rightarrow p$ $p \rightarrow p$	$p \rightarrow s$	$p \rightarrow p$
OA transverse		$s \rightarrow p$ $p \rightarrow s$ $p \rightarrow p$	$p \rightarrow s$

Ainsi, trois des quatre combinaisons polarimétriques sont possibles *via* deux ou trois des mécanismes, seule la combinaison $s \rightarrow s$ étant exclue. Dans la perspective de déterminer expérimentalement les éléments des tenseurs photo-élastiques linéaire et non-linéaire de GaAs, il faut pouvoir distinguer les contributions des mécanismes mis en jeu. Pour ce faire, on peut jouer sur le type d'onde acoustique responsable de la diffraction. Mais on peut surtout exploiter les conditions de synchronisme propres à ces mécanismes, et donc la spécificité de leurs dépendances angulaires, telles, par exemple, celles des efficacités de diffraction $D_{s,pp} = I_s(2\omega \pm \Omega) / I_p^2(\omega)$ comparées des mécanismes PC1 et PC2, où I_s et I_p sont les intensités des ondes diffractées et incidentes (Fig. 2).

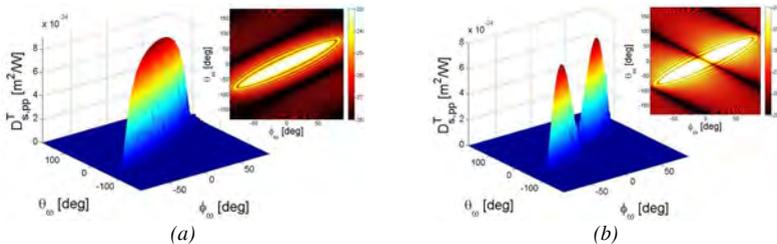


Fig. 2 : Dépendances angulaires, dans le cas d'une onde acoustique transverse, des efficacités de diffraction $D_{s,pp}$ pour le premier ordre de diffraction obtenu (a) par le mécanisme PC1 ; (b) par le mécanisme PC2.

CONCLUSION

Les mécanismes (direct ou en cascade) qui contribuent à la diffraction non-linéaire d'une onde électromagnétique par une onde acoustique stationnaire dans un film mince cristallin ont été analysés, et leurs dépendances polarimétriques et angulaires et leurs efficacités ont été comparées. Généralisables à des dispositifs en configuration guidée, ces résultats permettent la détermination expérimentale des propriétés photo-élastiques, tant linéaires que non-linéaires, d'un cristal.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Lax and D. F. Nelson, "Linear and Nonlinear Electrodynamics in Elastic Anisotropic Dielectrics," Phys. Rev. B, vol. 4, pp. 3694–3731, 1971.
- [2] N. A. Shevchenko, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, F. F. L. Bentivegna, Y.-P. Lee, and Th. Rasing, "Nonlinear Optical Diffraction by Standing Acoustic Waves in a GaAs Film," Photon. Nanostruct. Fundam. Appl., vol. 10, pp. 400–408, 2012.
- [3] P. N. Keating and Ch. Deutsch, "Resonant Phonon-Assisted Generation of Second-Harmonic Light," Phys. Rev. B, vol. 3, pp. 3531–3539, 1971.

ÉTUDE THÉORIQUE DE L'AMÉLIORATION DE LA PUISSANCE DE SATURATION D'UN MQW-SOA LARGE BANDE EN CONFIGURATION MULTI-ÉLECTRODES

Tammam Motaweh¹, Pascal Morel¹, Romain Brenot², François Lelarge², Ammar Sharaiha¹, Mikael Guegan¹

¹ École Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB), UEB, Lab-STICC UMR CNRS (6285), CS 73862, 29238 Brest Cedex 3, France

² Alcatel Thales, III-V Lab, Route Départementale 128, 91767 Palaiseau Cedex, France

motaweh@enib.fr, morel@enib.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une étude théorique portant sur l'amélioration de la puissance de saturation d'un amplificateur optique à semi-conducteurs à multi-puits quantiques large bande (MQW-SOA) tout en maintenant les performances en termes de facteur de bruit, de bande passante optique et de gain. Cette amélioration est obtenue par l'emploi d'une configuration multi-électrode permettant l'optimisation de la répartition du courant d'alimentation. Le SOA large bande étudié est un MQW-SOA fabriqué par III-V-Lab dans le cadre des projets ANR AROME et UltraWIDE qui permet d'obtenir une bande passante optique définie à -1dB de 76 nm pour un gain de 15 dB. Nous montrons que seule une structure tri-électrodes permet de maintenir ces performances optimales tout en améliorant la puissance de saturation de 2 dB par rapport au cas mono-électrode.

MOTS-CLEFS : *Amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA) ; Modélisation SOA large bande ; SOA à multi-puits quantiques ; Multi-électrodes ;*

1. INTRODUCTION

L'amplificateur optique à semi-conducteurs à base de puits quantiques (MQW-SOA) peut devenir, grâce à sa large bande passante optique (BO), un composant indispensable pour une meilleure utilisation de la large bande spectrale des systèmes de transmission par fibre optique, afin d'assurer la montée en débit de ces derniers. En vue de cette utilisation, il est crucial, pour optimiser l'ensemble de ses performances, d'améliorer sa puissance de saturation (P_{sat}), bien évidemment sans sacrifier sa très large bande passante optique, son gain et son facteur de bruit (NF). Récemment, des structures SOA multi-électrodes ont été proposées [1] pour optimiser la P_{sat} ou le NF. Sur le même principe et avec le même objectif, mais tout en maintenant le NF, le gain et la bande passante optique définie à -1dB pour des raisons « système » (BO@-1dB) à leurs valeurs optimales, nous proposons d'exploiter ces configurations multi-électrodes pour la nouvelle structure de MQW-SOA large bande, fabriquée par III-V Lab dans le cadre des projets ANR AROME (ANR-06-TCOM-0034) et UltraWIDE (ANR-10-VERS-0011). Pour réaliser cette étude, nous avons préalablement développé et validé expérimentalement un modèle large bande du MQW-SOA [2]. Dans la suite, nous décrivons brièvement le MQW-SOA utilisé et la confrontation des résultats de simulation et de mesure. Nous présentons ensuite l'optimisation effectuée en termes de répartition du courant pour différentes configurations multi-électrodes et son influence sur les performances du MQW-SOA étudié.

2. MODÉLISATION ET COMPARAISON SIMULATIONS-MESURES

Le MQW-SOA utilisé est un composant constitué de 6 puits quantiques à base de GaInAsP élaboré sur un substrat InP [3]. Il présente, pour un courant d'alimentation de 260 mA, un spectre de gain plat permettant d'obtenir une BO@-1dB optimale de 76 nm. Cependant, dès que le courant s'écarte de part et d'autre de cette valeur de 260 mA, le spectre de gain évolue sensiblement vers

des formes spectrales présentant une allure « bosselée » et comportant, selon la valeur du courant, un ou deux pics. Pour bien prendre en compte ce comportement du gain sur une large plage de longueurs d'onde, de puissances injectées et de courants d'alimentation, nous avons développé un modèle semi-phénoménologique du gain matériel et du coefficient de gain [2]. Ces deux derniers ont été utilisés dans un modèle complet au niveau composant permettant la simulation des SOA large bande [4] dans des configurations variées et notamment multi-électrodes. La figure 1 présente quelques extraits des résultats obtenus et montre une bonne concordance entre les spectres de gains (1a) et du NF (1b) obtenus par simulation et par mesure, pour différents courants d'alimentation sur une large plage de longueurs d'onde.

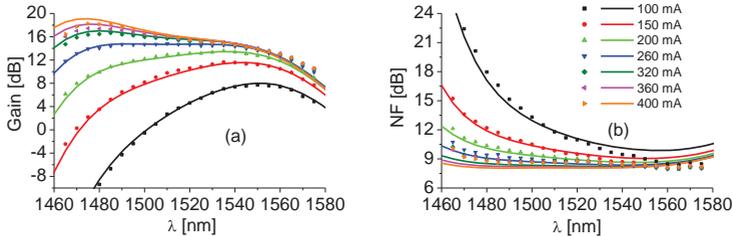


Fig. 1 : Spectres du gain (a) et du NF (b) simulés (trait plein) et mesurés (en pointillé) du SOA mono-électrode

3. OPTIMISATION DE LA RÉPARTITION DE COURANT

A l'aide du modèle développé, nous avons déterminé la répartition optimale du courant d'alimentation des SOA bi- et tri-électrodes permettant de maximiser la BO pour un gain cible fixé (15 dB ici). Parmi toutes les configurations possibles du SOA multi-électrodes, nous avons choisi deux configurations dont la longueur totale est de 1 mm qui correspond à la longueur de notre composant mono-électrode de référence : un SOA bi-électrodes {0,5 ; 0,5 mm} et un SOA tri-électrodes {0,5 ; 0,25 ; 0,25 mm}. Nous avons imposé, pour ces configurations, le courant appliqué sur la première électrode (Fig. 2). Le courant appliqué sur les autres électrodes est automatiquement déterminé par un algorithme afin d'optimiser la bande passante et le gain cible. Dans tous les cas, les densités de courants sont limitées à 500 mA/mm (donnée constructeur III-V Lab). Les figures 2a et 2b montrent que seules les structures multi-électrodes permettent de retrouver une BO optimale (valeur identique quel que soit le nombre d'électrodes) et un gain cible pour plusieurs répartitions du courant d'alimentation donc avec une bonne robustesse par rapport à cette répartition du courant d'alimentation.

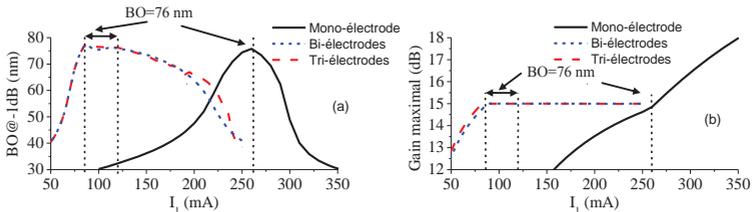


Fig. 2 : BO@-1dB (a) et Gain maximal (b) en fonction de courant appliqué sur la première électrode pour les configurations de SOA étudiées.

4. RÉSULTATS

Nous comparons maintenant les structures en termes de P_{sat} et de NF. Pour ce faire, nous fixons dans le cas tri-électrodes le courant appliqué sur la troisième électrode à sa valeur maximale

(125 mA) pour favoriser une P_{sat} maximale [1]. Nous reprenons ensuite la même procédure que précédemment, à savoir fixer le courant de l'électrode 1 et optimiser celui de l'électrode 2. Il est à noter que la longueur d'onde choisie pour les comparaisons est de 1530 nm. La figure 3 compare les trois structures en termes de P_{sat} et de NF en fonction du courant d'alimentation appliqué sur la première électrode. On constate tout d'abord que la P_{sat} et le NF dans les cas multi-électrodes peuvent toujours être au moins aussi bons que le meilleur cas mono-électrode, à savoir respectivement 5,8 dBm et 8,4 dB. Dans le cas bi-électrodes, la figure 3a montre que la P_{sat} est plus importante avec un couple {I1 faible ; I2 fort} avec un maximum autour de I1=80 mA (pour des I1 < 80 mA elle est plus faible mais pour ces courants le gain cible ne peut plus être assuré). Le NF au contraire est meilleur pour les couples {I1 fort ; I2 faible}, ce qui rend impossible l'amélioration combinée de P_{sat} et du NF pour des configurations bi-électrodes. La configuration tri-électrodes assure au contraire cette possibilité puisqu'elle permet d'appliquer de fortes densités de courant aux électrodes 1 et 3, et ainsi de relever fortement la P_{sat} tout en ayant un NF quasiment optimal soit égale à du cas mono-électrode.

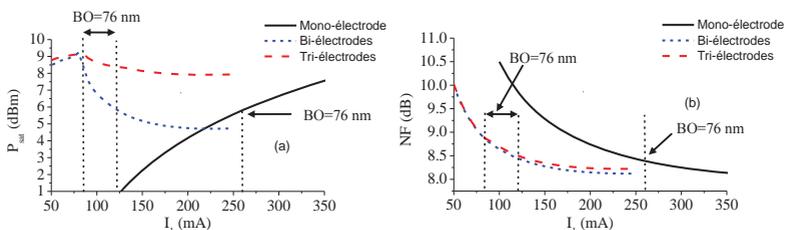


Fig. 3 : P_{sat} (a) et NF (b) en fonction du courant appliqué sur la première électrode I_1 pour les SOA mono et multi-électrodes étudiés. Le courant de la deuxième électrode est optimisé et celui de la troisième électrode est fixé à 125 mA.

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons mis en évidence par l'emploi d'une configuration multi-électrodes la potentialité d'optimiser la puissance de saturation (P_{sat}) des MQW-SOA large bande, sans sacrifier leur très large bande passante optique, leur gain et leur facteur de bruit (NF). Nous avons montré que cette potentialité était en partie liée au fait que l'utilisation d'une configuration multi-électrode permet vis-à-vis de la BO optimale et du gain cible une meilleure robustesse par rapport à la répartition du courant d'alimentation. Nous avons aussi montré que seule la configuration tri-électrodes permet d'optimiser conjointement le NF et la P_{sat} contrairement à la configuration bi-électrodes, où l'amélioration de la puissance de saturation s'accompagne d'une dégradation du NF. Cette étude sera poursuivie par une analyse sur ces améliorations possibles de la P_{sat} et du NF effectuée sur l'intégralité de la bande passante optique et en fonction de la répartition des longueurs des électrodes de la configuration tri-électrodes.

RÉFÉRENCES

- [1] K. Carney et al., "Method to improve the noise figure and saturation power in multi-contact semiconductor optical amplifiers: simulation and experiment," *Optics Express*, 21(6):7180–7195, 2013
- [2] T. Motaweh, et al., "A semi-phenomenological model for the material gain of broadband MQW-SOAs," (NUSOD), 2013 13th International Conference on, vol., no., pp.43,44, 19-22, 2013.
- [3] H. Carrère et al., "Large optical bandwidth and polarization insensitive semiconductor optical amplifiers using strained InGaAsP quantum wells," *Applied physics letters*, 97, 121101, 2010.
- [4] P. Morel, "Modélisation des amplificateurs optiques à semi-conducteurs : du composant au système," Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, Brest, 2006.

OPTIMISATION DE LA LIMITE DE DETECTION DES CAPTEURS A RESONATEUR OPTIQUE

David CHAUVIN¹, Camille DELEZOIDE^{1,2}, Isabelle LEDOUX-RAK¹, Chi Thanh NGUYEN¹

¹ *Laboratoire de Physique Quantique et Moléculaire UMR CNRS 8537, ENS CACHAN, 94230 Cachan, France*

dchauvin@ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

La présence de substances toxiques dans l'eau, même en concentrations infimes, peut s'avérer dangereuse. Les détecter est un défi, que l'on tente de relever grâce à la grande sensibilité des capteurs à résonances optiques. Nous proposons, afin d'optimiser la limite de détection, une nouvelle méthode de mesure utilisant les propriétés mathématiques des résonances, avec la particularité de n'introduire aucun coût ni aucune complexité supplémentaire pour l'instrument. Appliquée à notre capteur optofluidique à base de microrésonateur passif en anneau, nous avons pu, comparée à une technique standard, améliorer la limite de détection d'un facteur 3.

MOTS-CLEFS : *capteur ; optofluidique ; microrésonateur ; polymère*

1. INTRODUCTION

Les capteurs à résonateur optique ont de multiples applications : mesures différentielles de pression, de température, de concentration, et également en détection biochimique [1]. Qu'ils soient actifs (cavité laser), ou passifs (à résonateur passif: anneau, disque, microsphère, ... etc.), tous reposent sur la détection d'une raie spectrale, résonance de la cavité optique servant de transducteur. Une variation de la mesurande, i.e. de la quantité à mesurer, engendre une variation de l'indice effectif du mode guidé dans le résonateur. Ceci provoque un décalage spectral des résonances, détecté par l'observation de sa réponse optique. Améliorer la résolution de la mesure de ce décalage revient donc à optimiser la limite de détection, définie comme la plus petite variation détectable de mesurande. La méthode de détection la plus fiable d'un décalage spectral $\delta\lambda(t)$ repose sur la mesure continue de la transmittance du résonateur [1]. Typiquement, $\delta\lambda(t)$ est mesuré d'après le minimum (ou maximum) de la transmittance. Nous montrons, en théorie, en quoi cette technique est sous-optimale, et que c'est en mesurant $\delta\lambda(t)$ au niveau des points d'inflexion que l'incertitude de mesure est minimisée. Ensuite, nous vérifions expérimentalement le bien-fondé de cette technique sur notre capteur optofluidique [2,3], en comparant les niveaux de bruit obtenus en fonction du point d'observation lors de la transition entre deux solutions d'indices légèrement différents.

2. ASPECTS THEORIQUES DE LA DETECTION

On considère une variation de mesurande δM détectable si le signal $\delta\lambda$ correspondant est significatif. On peut, entre autres, qualifier un écart $\delta\lambda$ de significatif lorsqu'il est supérieur au seuil $\delta\lambda_C = 3\sigma[\delta\lambda]$ où $\sigma[\delta\lambda]$ est l'écart-type de la ligne de base. Le bruit de détection étant gaussien, ce seuil représente une probabilité de 99.7% que l'écart mesuré n'est pas dû au bruit. Le décalage $\delta\lambda$ est mesuré en continu, à partir des croisements entre la transmittance mesurée $I(\lambda)$ et un seuil fixe I_s , que l'on peut choisir librement (cf. Fig. 1). Le décalage $\delta\lambda$ mesuré peut s'écrire comme la somme d'un signal $\delta\lambda_M$, décalage proportionnel à la variation δM , et d'un terme de bruit blanc gaussien B , caractérisé par une moyenne nulle et un écart-type $\sigma[\delta\lambda]$. On écrit: $\delta\lambda(t) = \delta\lambda_M(t) + B(t)$.

² *actuellement à Alcatel-Lucent Bell Labs, Centre de Villardereaux, 91620 Nozay, France*

L'écart-type $\sigma[\delta\lambda]$ résulte de plusieurs incertitudes [4], principalement dues aux fluctuations de longueur d'onde de référence (définissant les abscisses de la transmittance), ainsi qu'aux bruits de photodétection (relatifs aux ordonnées). On caractérise ces bruits indépendants par les écarts-types $\sigma[\lambda_{ref}]$ et $\sigma[I_{phot}]$, tels que $\sigma^2[\delta\lambda] \propto \sigma^2[\lambda_{ref}] + \sigma^2[I_{phot}]$. Les perturbations externes (température, pression), liées soit à l'environnement, soit à l'écoulement visqueux au niveau du résonateur, se manifestent principalement comme une dérive lente de la ligne de base. Ces effets se corrigent donc facilement [4], si bien qu'il n'est pas utile de les considérer comme une source d'incertitude.

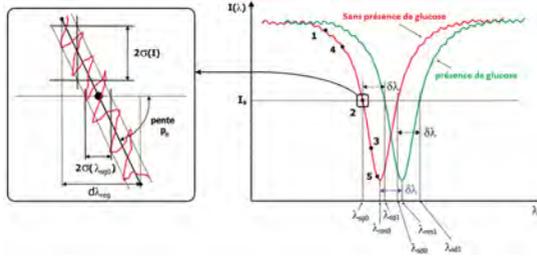


Figure 1. Illustration de la méthode de détection basée sur la mesure de transmittance $I(\lambda)$ du résonateur. Les deux résonances mesurées, en décalage, correspondent à la présence (en vert) ou à l'absence (en rouge) de glucose dans la solution au contact du résonateur. Un zoom (à gauche) sur la zone spécifique où la position de chaque résonance est mesurée, montre l'impact pondéré par la pente locale du bruit de photodétection σ_I sur l'incertitude de mesure $\sigma[\delta\lambda]$.

Il est important de remarquer que $\sigma[\lambda_{ref}]$ est une limite incompressible du lambda-mètre fournissant les abscisses des transmittances. En revanche, l'effet du bruit de photodétection σ_I sur $\sigma[\delta\lambda]$ dépend de la fonction de raie (Fig. 1). En effet, on obtient directement par projection $\sigma[I_{phot}] = \sigma_I/p_0$ où p_0 est la pente locale de la transmittance au point de mesure. On a donc finalement:

$$\sigma[\delta\lambda] \propto \sqrt{\sigma^2[\lambda_{ref}] + \left(\frac{\sigma_I}{p_0}\right)^2} \quad (1)$$

On voit que, tant que $\sigma[\lambda_{ref}]$ n'est pas un terme dominant, on peut améliorer significativement la limite de détection en choisissant le seuil I_S correspondant au point d'inflexion de la transmittance, là où la pente p_0 est maximale (point 2 sur Fig. 1). Le gain possible dépend de manière ultime de la pente au point d'inflexion, donc du résonateur employé comme transducteur [4]. De plus, la pente étant localement constante au voisinage du point d'inflexion, il paraît avantageux d'y opérer une régression linéaire locale de la transmittance pour réduire encore l'incertitude de détection.

3. MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE ET RESULTATS

Nous appliquons la technique discutée ci-dessus à notre capteur optofluidique [2,3], dans le cas référence d'une transition entre eau déionisée et solution aqueuse de glucose à 2,75 mmol/L. Le débit volumique de la solution au contact du résonateur est maintenu à 10 $\mu\text{L}/\text{min}$. Pour cinq seuils différents répartis sur la résonance, correspondant aux points affichés en Fig. 1, nous injectons à trois reprises la solution de glucose, et enregistrons les signaux de détection correspondants. Au point d'inflexion (Point 2), un ajustement par régression linéaire de la transmittance a été réalisé sur une plage $d\lambda_{reg} = 6\text{pm}$ (Fig.1), afin de chiffrer le gain apporté par cette opération simple. Le point d'inflexion expérimental est déterminé par analyse de la dérivée numérique de la transmittance mesurée, après avoir lissé les données avec un filtre de Savitsky-Golay pour contrer l'effet d'amplification de bruit dû à la dérivation. Pour chaque valeur de seuil, le décalage spectral $\delta\lambda(t)$ enregistré est relatif au mode de polarisation TM du résonateur. Les écarts-types mesurés et présentés (Tab. 1) sont obtenus en analysant les signaux stabilisés sur 100 secondes avant et après

injection de glucose. De ces écarts-types, ainsi que du décalage moyen $\delta\lambda_{sig}$ mesuré entre les états haut et bas (cf. Fig. 2), on calcule les rapports $\delta\lambda_{sig}/\delta\lambda_c$ pour chaque seuil testé. On rappelle que $\delta\lambda_c$ est le seuil critique de détection, défini en section 2, au delà duquel un écart mesuré est considéré, par convention, comme significatif.

n° point	1	5	3	4	2	2 avec ajustement linéaire
p_0 (V/nm)	-0,08	-0,11	-0,19	-0,20	-0,26	-0,26
$\delta\lambda_c=3\sigma \delta\lambda_c $ (pm)	0,85	0,65	0,32	0,36	0,30	0,28
$\delta\lambda_{sig}/\delta\lambda_c$	1,28	2,26	3,96	4,31	4,45	6,02

Tableau 1. Tableau comparatif des valeurs des incertitudes et de rapport signal sur bruit pour les mesures.

Dans le tableau ci-dessus, on voit clairement apparaître la corrélation entre p_0 et bruit de détection. Le bruit le plus avantageux est, en accord avec notre analyse théorique, obtenu lorsqu'on place le seuil au niveau des points d'inflexion de la transmittance. De plus, on observe que la régression linéaire opérée dans le cas de la mesure au point d'inflexion permet de réduire encore le bruit, donc d'améliorer la limite de détection du capteur.

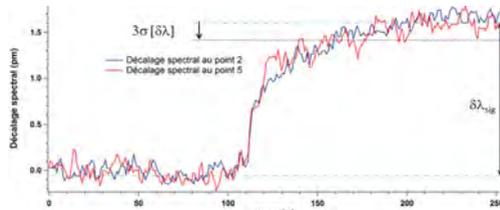


Figure 2. Décalages spectraux dus à l'injection de 2,75 mmol/L de glucose, mesurés au point 2 et au point 5, proche du pic de résonance. On constate que le bruit au point 5 est supérieur à celui du point 2.

4. ANALYSE ET CONCLUSION

La mesure du décalage spectral au point d'inflexion permet d'augmenter sensiblement le rapport signal sur bruit et la résolution : de la mesure d'un rapport signal sur bruit de 1,28 à la position 1 ou de 2,26 à la position 5, nous avons pu augmenter ce rapport à 4,45 au point d'inflexion (position 2). L'ajout d'un ajustement par régression linéaire autour des points d'inflexion permet d'augmenter encore le rapport signal sur bruit, de 4,45 sans régression linéaire à 6,02 avec cette régression. La sensibilité au glucose de notre microrésonateur étant de 1062 pm/(mol/L), la limite de détection passe ainsi de 144 mg/L au point 1 à 47 mg/L au point 2 avec un ajustement par régression linéaire. Cette technique, utilisable pour tous types de résonateurs optiques, a ainsi pu améliorer la limite de détection du capteur d'un facteur 3, sans coût supplémentaire.

REMERCIEMENTS

Ces travaux sont financés dans le cadre d'une thèse DGA (Direction Générale de l'Armement).

REFERENCES

- [1] C. Ciminelli, C. M. Campanella, F. Dell'Olio, C. E. Campanella and M. N. Armenise, Label-free optical resonant sensors for biochemical applications, *Progress in Quantum Electronics*, **37**, pp. 51-107, 2013.
- [2] C. Delezoide, M. Salsac, J. Lautru, H. Leh, C. Nogues, J. Zyss, M. Buckle, I. Ledoux-Rak, and C. T. Nguyen, Vertically coupled polymer microracetrack resonators for label-free biochemical sensors, *IEEE Phot. Technol. Lett.*, vol. 24, no. 4, 270-272, February 15, 2012.
- [3] C. Delezoide, J. Lautru, J. Zyss, I. Ledoux-Rak, and C. T. Nguyen, Vertically coupled polymer microresonators for optofluidic label-free biosensors, *SPIE Photonics West, OPTO 2012*, vol. 8264, pp. 826416-13, 2012.
- [4] C. Delezoide, *Microrésonateurs en anneaux polymères pour des capteurs optofluidiques à champ évanescent*, Thèse de doctorat de l'Ecole Normale Supérieure de Cachan, soutenue le 18 décembre 2012.

COMPENSATION D'EFFETS NON-LINÉAIRES AU SEIN D'UN TRANSMETTEUR OPTIQUE CO-OFDM PAR PRÉ-DISTORSION NUMÉRIQUE EN BANDE DE BASE

Stéphane Azou¹, Şerban Bejan^{1,3}, Pascal Morel¹, Cherif Diouf¹, Mihai Telescu², Noel Tanguy²,
Ammar Sharaiha¹

¹ ENIB / CNRS UMR 6285 Lab-STICC, Brest, France

² UBO / CNRS UMR 6285 Lab-STICC, Brest, France

³ Military Technical Academy, Bucharest, Romania

azou@enib.fr

RÉSUMÉ

Dans cette communication, nous étudions quelques techniques de traitement numérique du signal visant à 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 complémentaires sont considérées en particulier : la réduction du facteur de crête et la linéarisation par une prédistorsion numérique en bande de base. Ces techniques contribuent à une meilleure flexibilité de l'émetteur, qui peut ainsi opérer sur une plage de puissance étendue.

MOTS-CLEFS : *OFDM optique cohérent ; Amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA) ; Facteur de crête (PAPR) ; Prédistorsion non-linéaire*

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 réduction de facteur de crête est un moyen classique de réduire l'impact de non-linéarités dans les systèmes télécoms ; nous explorons ici l'intérêt de la transformée non-linéaire de Wang [3] réalisant un excellent compromis entre performance (*EVM*), complexité et flexibilité. Son principe est de modifier la distribution de probabilité des signaux en bande de base, de sorte qu'ils soient moins exposés aux imperfections du canal. Nous montrons qu'une optimisation de la fonction de pré-distorsion correspondante conduit à un gain de performance appréciable [4]. Toutefois, les propriétés non-linéaires du transmetteur demeurent présentes à l'issue de ce traitement. Nous montrons alors qu'une linéarisation des propriétés dynamiques du transmetteur [5], en complément de la réduction de PAPR, offre de meilleures performances. Deux solutions sont explorées à ce propos ; l'une basique, à base de table de transcodage (*Lookup Table, LUT*) et l'autre généralisant ce principe par l'ajout d'une table de filtres numérique (*Filter Lookup Table, FLUT*) [6].

2. MODÉLISATION DU SYSTÈME CO-OFDM

Le système CO-OFDM étudié est illustré en 1. Au niveau de l'émetteur, des non-linéarités sont engendrées par le modulateur IQ 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 réduction de PAPR (par transformée non-linéaire de Wang) et à la linéarisation (via LUT ou FLUT). Par la suite, nous focalisons sur le cas

d’une transmission QPSK/OFDM à 5 Gb/s 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.

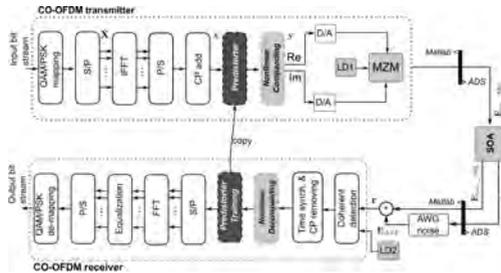


FIGURE 1 : Système CO-OFDM basé sur une co-simulation Matlab/ADS, incluant une linéarisation (*predistorter*) et une réduction de PAPR (*nonlinear companding*)

3. RÉDUCTION DE PAPR & LINÉARISATION VIA PRÉ-DISTORSION NON-LINÉAIRE

La réduction de PAPR à l’aide de transformées non-linéaires consiste à modifier l’amplitude des échantillons originaux x_n en bande de base à l’aide d’une fonction particulière h permettant de corriger les propriétés dynamiques du signal; les pics de puissance inhérents aux signaux multiporteuse sont en particulier atténués. Le signal résultant $y_n = h(x_n)$ est alors converti sous forme analogique. Au récepteur, le signal bruité reçu $r_n = y_n + v_n$ subit alors la transformée inverse pour retrouver x_n plus un terme de bruit : $\tilde{x}_n = h^{-1}(r_n) = x_n + h^{-1}(v_n)$. Selon la technique de Wang, la fonction $h(\cdot)$ est calculée de telle sorte que l’amplitude du signal respecte un gabarit de distribution de probabilité $f_{|y_n|}(x)$ particulier, linéaire par parties. La fonction de pré-distorsion, non détaillée ici, ne dépend que de deux paramètres-clés (c, k_2) permettant d’ajuster la pente des deux portions linéaires. En figure 2, nous illustrons la transformée de Wang obtenue à l’issue d’une minimisation de l’EVM au récepteur par un algorithme génétique [4]; l’optimisation est accomplie pour une puissance $P_m = -16\text{ dBm}$ à l’entrée du SOA.

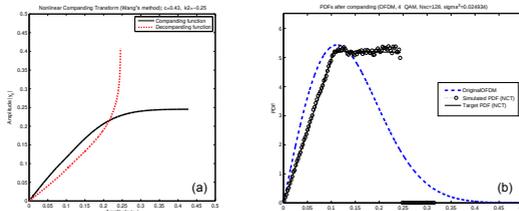


FIGURE 2 : (a) Fonction de Wang et son inverse, optimisées pour $P_m = -16\text{ dBm}$; (b) Distributions de probabilité de l’amplitude des signaux à l’émetteur; sans réduction de PAPR (bleu), avec transformée de Wang (noir).

Un bloc de pré-distorsion peut aussi être mis en oeuvre afin d’inverser les effets non-linéaires agissant en aval (au niveau modulateur optique, puis SOA), en absence de transformée de Wang. Une simple LUT peut être mise en oeuvre; des facteurs de correction complexes sont alors calculés à partir des caractéristiques d’entrée/sortie (courbes amplitude/amplitude et amplitude/phase) de l’élément non-linéaire modélisé (modulateur+SOA ici). En sortie du bloc de prédistorsion, nous avons alors le signal $x_{out}(n) = G(|x_{in}(n)|) \cdot x_{in}(n)$, où $G(|x_{in}(n)|)$ désigne le gain complexe instantané de compensation et x_{in} étant le signal OFDM original. Cette solution statique peut être étendue à une FLUT; dans ce cas un dictionnaire de filtres numériques est rajouté à la LUT pour modéliser les effets mémoires (résultant

de l'amplification optique dans notre cas). Utilisé seul, le bloc de linéarisation présente l'inconvénient d'augmenter les pics de puissance instantanée. Ainsi, une utilisation conjointe de réduction de PAPR et d'une linéarisation devient pertinente, comme nous le montrons dans la suite.

4. RÉSULTATS DE SIMULATION

La figure 3 montre les résultats obtenus, en termes d'EVM en fonction de la puissance de sortie P_{out} du SOA, pour divers traitements : absence de réduction de PAPR et de linéarisation (système conventionnel), avec transformée de Wang, avec une linéarisation via FLUT et combinaison de la transformée de Wang et FLUT. 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.

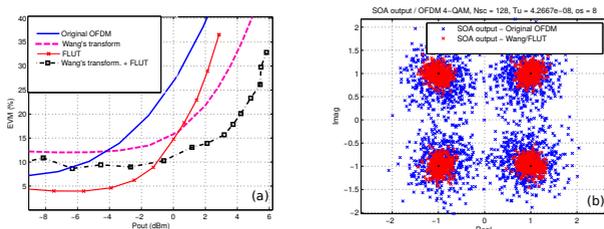


FIGURE 3 : (a) EVM en fonction de P_{out} (b) Constellations en sortie de SOA ($P_{out} \simeq -1dBm$)

Il peut être clairement observé que l'approche de Wang offre un net gain de performance en régime saturé de l'amplificateur ($P_{out} > -4dBm$), mais cette solution s'avère sensible au bruit d'émission spontanée (ASE). La linéarisation par FLUT affiche des performances complémentaires, à savoir une nette réduction d'EVM en régime faiblement saturé mais une moindre amélioration à P_{out} élevée. L'utilisation combinée des deux approches réalise alors un compromis tout à fait intéressant, permettant d'élargir la plage de fonctionnement du transmetteur.

5. CONCLUSIONS & PERSPECTIVES

La compensation d'effets non-linéaires pour un transmetteur OFDM optique cohérent a été étudiée dans ce travail. Nous avons montré l'intérêt d'un ajustement des propriétés dynamiques des signaux en bande de base en jouant à la fois sur la réduction de facteur de crête via transformée de Wang et sur la linéarisation des caractéristiques de l'émetteur. Ce travail sera poursuivi par une étude expérimentale, en considérant d'autres modèles comportementaux que la FLUT 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. Rampone, "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] Y. Wang, J. Ge, L. Wang, J. Li, B. Ai, "Nonlinear Companding Transform for Reduction of Peak-to-Average Power Ratio in OFDM Systems," *IEEE Trans. Broadcast.*, vol. 59, no. 2, june 2013.
- [4] S. Azou, Ş. Bejan, P. Morel, A. Sharaiha, "Performance Improvement of a SOA-based Coherent Optical-OFDM Transmission System via Nonlinear Companding Transforms", *Optics Comm.*, vol. 336, 2015.
- [5] L. Guan, A. Zhu, "Green Communications : Digital Predistortion for Wideband RF Power Amplifiers", *IEEE Microw. Mag.*, nov/dec. 2014.
- [6] P. Jardin, G. Baudoin, "Filter look up table method for power amplifiers linearization", *IEEE Trans. Veh. Technol.*, vol. 56, pp. 1076-1087, 2007.

DEVELOPPEMENT ET CARACTERISATION DE DIODE LASER DE POMPE DFB, DE PUISSANCE ET RENDEMENT ELEVES, EMETTANT A 975nm

R. Mostallino¹, M. Garcia¹, Y. Deshayes², A. Larrue¹, Y. Robert¹, E. Vinet¹, O. Parillaud¹, M. Krakowski¹, L. Bechou²

¹ III-V Laboratoire, 1 avenue Augustin Fresnel 91767 Palaiseau, France

² Laboratoire IMS, Université de Bordeaux, CNRS UMR 5218, 351 Cours de la Libération, 33405 Talence Cedex, France.

roberto.mostallino@3-5lab.fr

RÉSUMÉ

Le travail s'inscrit dans le cadre du projet LAFIP-SOMUST, financé par la DGA. Dans ce contexte, III-V Lab s'attache à développer des lasers de pompe émettant à 975nm à contre réaction répartie (DFB), fonctionnant en régime continu, avec une puissance optique > 10W, un rendement à la prise élevé (> 60%), une émission spectrale stabilisée en longueur d'onde avec un SMSR > 40 dB, une faible largeur spectrale (< 1nm) et avec un objectif d'intégration de la fiabilité au plus tôt de la conception (« Design for Reliability »). Cette étude synthétise les caractérisations électro-optiques obtenues sur les premiers lasers Fabry-Perot (FP) et DFB, basés sur une structure LOC (« Large Optical Cavity »). Un des points critiques pour ce type de laser réside dans la gestion de l'écoulement thermique et des résultats de modélisation thermique sont présentés pour garantir une meilleure rétroaction sur la conception du laser.

MOTS-CLES : Laser de pompe ; DFB ; forte puissance ; thermique

1. INTRODUCTION

À l'heure actuelle, il n'existe pas de filière nationale pour les diodes laser de pompe de forte puissance, émettant à 975nm. Ce projet répond à cette exigence en apportant une certaine indépendance par rapport aux acteurs internationaux du domaine et en visant à développer un nouveau type de laser à fibre Er/Yb impulsif à 1,55µm, pompé par une diode de puissance à fort rendement à la prise (> 60%), émettant à 975nm, avec une émission spectrale affinée (1 nm) et stabilisée ($0,07\text{nm } ^\circ\text{C}^{-1}$) en s'appuyant sur une technologie « Al-free » pour la zone active, fruit de l'expertise du III-V Lab. Plusieurs applications sont visées : la télémétrie, le guidage de drone ou la détection d'obstacle, le développement de système de contre-mesures optroniques. Ce type de diode laser est à ce jour le plus utilisé compte tenu de son rendement élevé de conversion et l'expérience du III-V Lab dans le développement de ces lasers s'exprime par des travaux publiés depuis 2009 notamment en s'appuyant sur une particularité originale et unique d'une région active « Al-free » [1] (figure 1).

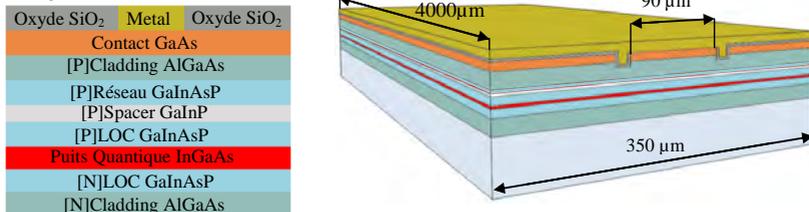


Fig. 1 : Structure épitaxiale et dimensions d'un laser DFB 975nm en technologie LOC.

2. PERFORMANCES DU LASER DFB

Des lasers, de $90\mu\text{m}$ de largeur de guide, comportant plusieurs longueurs de cavité de (2mm, 3mm et 4mm), ont été fabriqués, pour évaluer l'impact de la longueur sur la puissance et le rendement de conversion. Les lasers sont traités HR/AR, avec des réflectivités respectives de 90% et 1%. La figure 2 présente les résultats de caractérisations électro-optiques obtenues. Le tableau 1 résume les grandeurs électro-optiques des lasers.

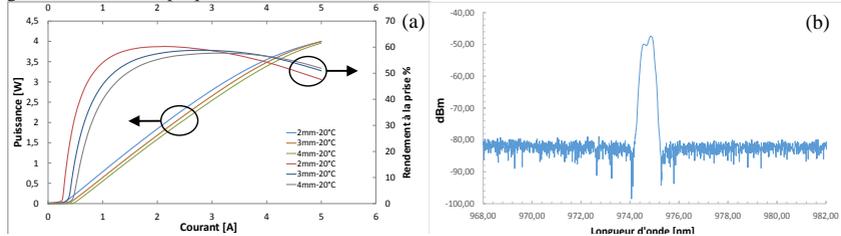


Fig. 2 : (a)- Puissance optique et variations du rendement à la prise pour différentes longueurs de cavité. Les mesures ont été faites à température régulée à 20°C et en courant continu. (b)- Spectre optique, de laser DFB à 975nm , a été obtenu à un courant de polarisation de 5A et à une température fixée à 60°C .

Longueur [mm]	Courant de seuil [mA]	Rendement différentiel externe [W/A]	$R_s[\text{m}\Omega]$
2	261	1.08	79.9
3	409	1.06	60.7
4	480	1.04	58.8

Tableau 1 : Grandeurs électro-optiques en fonction de la longueur du laser.

En régime CW, il apparaît clair que l'objectif visé en puissance optique (10W) nécessite de repousser la saturation thermique vers des courants plus élevés, dont l'origine doit être clairement identifiée et résolue. Par rapport à la concurrence [2], les valeurs de courant de seuil et de rendement différentiel externe sont meilleures, alors que celle de la résistance série est plus élevée. Bien que le rendement à la prise soit plus faible, il reste comparable.

Concernant le comportement spectral, seuls les lasers de 4mm ont montré un bon taux de réjection, avec un SMSR $>45\text{dB}$ et une largeur spectrale inférieure à 1nm . Cela est lié à une valeur du facteur de couplage du réseau ($\kappa L = 1,1$ pour 4mm de cavité). Le spectre présenté (figure 2b) a été obtenu à un courant de polarisation de 5A et à une température fixée à 60°C .

Les paramètres internes extraits pour le laser FP [3] sont présentés sur la figure 3.

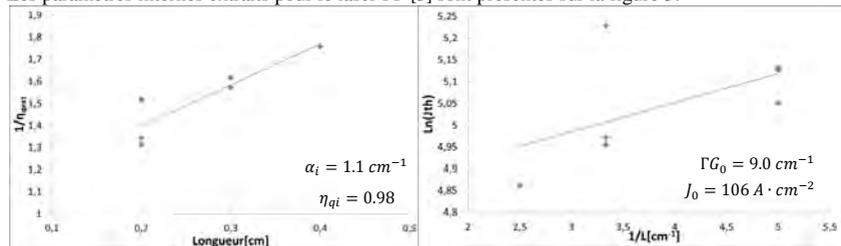


Fig. 3 : Extraction des paramètres internes.

En termes de performances obtenues, les paramètres internes (figure 3), sont comparables à ceux récemment publiés sur des architectures similaires [2]. L'extraction des paramètres internes a été faite à partir de mesures en régime continu, et souffre donc d'un effet d'auto-échauffement du laser.

3. MODELISATION THERMIQUE DU LASER REPORTE SUR EMBASE

La problématique de la saturation thermique prématurée a fait l'objet d'une étude par modélisation thermique, en utilisant la méthode des éléments finis (FEM) en l'environnement COMSOL. Un modèle 2D représentatif de la puce laser sur son embase en cuivre, avec brasure Indium, a été implémenté avec un maillage optimisé. La variation de la température pour un laser de 2mm de longueur et la distribution de température au sein de l'assemblage laser sont respectivement présentées en figure 4 (a) et (b). Un bon accord entre la température évaluée expérimentalement par les mesures spectrales et celle calculée par FEM au niveau du puits quantique (13% de différence) est obtenu.

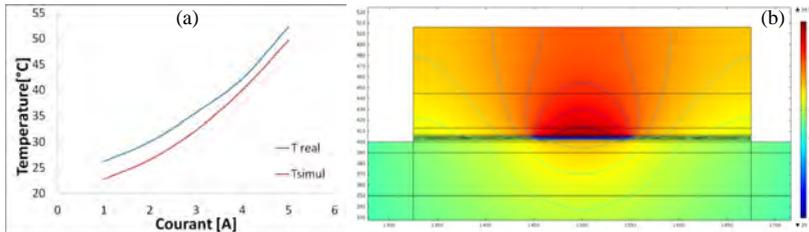


Fig. 4 : (a)- Température réelle et simulée pour un laser. (b)- Résultat de simulation : la zone chaude est le guide laser au centre. Les lignes bleues représentent les isothermes.

4. CONCLUSION

Le laser de haute puissance couvre un rôle très important pour le pompage de fibre. La faisabilité de diode laser DFB, avec une faible densité de courant de seuil ($106 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$), un rendement différentiel externe élevé ($\approx 1 \text{ W} \cdot \text{A}^{-1}$ grâce à de faibles pertes internes) et un filtrage spectral effectif (SMSR $>45\text{dB}$ et une largeur spectrale inférieure à 1nm), a été démontrée. Les lasers présentent actuellement une saturation thermique, qui est en analyse. Nous avons mis en place une modélisation thermique 2D, prenant en compte la structure laser avec son dissipateur thermique, montrant un bon accord (13% de différence) avec les résultats expérimentaux.

Les prochains travaux se focaliseront sur l'éloignement de la saturation thermique vers des puissances optiques plus élevées, ainsi que la compréhension des effets thermiques près des facettes de sortie en utilisant la modélisation 3D. Ces résultats seront corrélés avec des mesures de température par thermographie infra rouge.

REFERENCES

- [1] N. Michel, M. Calligaro, M. Lecomte, O. Parillaud, M. Krakowski, "High wall-plug efficiency diode lasers with an Al free active region at 975nm", Photonics West Conference, San Jose, USA, 24-29 January 2009, paper 7198-53
- [2] H. Wenzel, Carlo Frevert, C.M. Schultz, K.H. Hasler, R. Staske, B. Sumpf, A. Maaßdorf, F. Bugge, S. Knigge, G. Trankle "Efficient High-Power Laser Diodes", IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., Vol. 19, no. 4, pp. 1501211 (2013).
- [3] L. A. Coldren, S. W. Corzine. "A phenomenological approach to diode laser" in "Diode lasers and photonic integrated circuits". A Wiley-Interscience publication (1995), pp 52-54.

REMERCIEMENTS

Ce projet d'une durée 36 mois a été financé par la DGA dans le cadre d'un programme LAFIP-SOMUST.

Guides nanostructurés couplés, à couplage ajustable

A. Talneau¹, R. Tremblay^{1,2} and A. Lupu³

1. CNRS – LPN, route de Nozay, F-91460 Marcoussis, France

2.- INSA Rennes F- 35708 Rennes,

3. IEF, Université Paris Sud, F- 91400 Orsay

RÉSUMÉ

Nous proposons une géométrie de nanostructuration latérale du guide optique qui assure simultanément le confinement optique du mode et peut aussi assurer un couplage entre deux guides. Grâce à la nanostructuration, le couplage peut être ajusté localement. La puissance transmise entre 2 guides couplés est calculée par FDTD 3D. Des guides nanostructurés couplés sont fabriqués dans un guide Si sur substrat SOI et démontrent raisonnablement le couplage attendu.

MOTS-CLEFS : optique guidée, guides couplés, simulation 3D, nanostructuration sub-longueur d'onde

INTRODUCTION

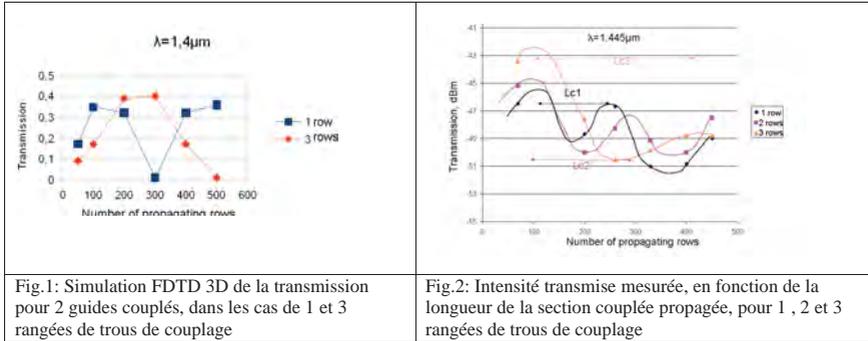
Au sein d'un réseau de guides, le fait de pouvoir ajuster finement et localement le couplage entre les guides permet d'accéder à des fonctions optiques bien spécifiques. La nanostructuration sub- λ que nous introduisons permet d'ajuster le coefficient de couplage, aussi bien latéralement entre guides que dans la direction de propagation. Cette nanostructuration sub- λ peut être envisagée pour obtenir un réseau de guides à couplage variable entre les guides pouvant ainsi supporter des oscillations de Bloch pour le mode propagatif. Ce type de réseau de guides à couplage variable est proposé pour fonctionner comme un isolateur optique [1-2]. Cette géométrie de nanostructuration latérale du guide, quand une super périodicité lui est rajoutée, a déjà démontrée qu'elle peut opérer une sélection en longueur d'onde [3].

ÉTUDE ET RÉALISATION

Les deux sections latérales d'un guide de type shallow ridge sont formées par un cristal photonique 2D opérant sous son gap photonique. Le cristal est un réseau de trous d'air dans du silicium, de maille carrée de période 150nm. Pour des guides couplés, le diamètre et la profondeur des trous sont ajustés selon le coefficient de couplage souhaité. En utilisant le logiciel LUMERICAL, on calcule par FDTD 3D la transmission le long d'un guide, selon le nombre de rangées de trous séparant les 2 guides couplés. On a porté en fig.1 la transmission en fonction de la longueur propagée comptée en nombre de rangées de trous, pour la longueur d'onde $\lambda = 1.4\mu\text{m}$, dans le cas de petits trous (diamètre = 60nm), pour 2 guides couplés, et pour 2 coefficients de couplage correspondant à 1 et 3 rangées de trous de couplage entre les guides. On voit apparaître le comportement oscillatoire bien connu de la puissance transmise en fonction de la longueur couplée.

Nous avons fabriqué ces guides couplés, dans une couche guide silicium de 600nm d'épaisseur sur substrat SOI. Nous avons réalisé 2 nanostructurations, une dans le cas de petits trous- diamètre 60nm, profondeur 300nm- et l'autre dans le cas de gros trous –diamètre 90nm, profondeur 120nm-. Nous avons réalisé 3 coefficients de couplage, correspondant à 1, 2 et 3 rangées de trous séparant les 2 guides couplés.

Ces guides couplés, avec guides d'accès pour l'injection, ont été mesurés sur un set-up end-fire avec contrôle de la polarisation TE à l'injection et fibre micro-lentillée. Nous montrons en Fig.2 la transmission mesurée sur un guide, dans le cas de guides à gros trous, à la longueur d'onde $\lambda = 1.445\mu\text{m}$, en fonction du nombre de rangées propagées, pour les 3 couplages réalisés.



L'intensité mesurée pour différentes longueurs de section couplée montre raisonnablement le comportement oscillatoire calculé par FDTD. On retrouve le fait visible en fig.1 que, quand le couplage diminue associé à un nombre de rangées de couplage plus grand, alors la longueur caractéristique de couplage L_c augmente. D'autres mesures réalisées sur les guides couplés avec une nanostructuration de petits trous mettent en évidence le contrôle du coefficient de couplage. Une caractérisation plus systématique et plus en détail en fonction de la longueur de la zone de couplage est en cours pour mieux quantifier le coefficient de couplage et le domaine de valeurs dans lequel on peut le contrôler.

CONCLUSION

Les guides nanostructurés sub- λ permettent de réaliser des guides couplés ayant un couplage ajustable latéralement et variable longitudinalement. Ils offrent une grande versatilité pour le design de dispositifs.

RÉFÉRENCES

- [1] P.Kumar and M.Levy *On-chip optical isolation via unidirectional Bloch oscillations in a waveguide array* Opt. Lett., **37**,3762 (2012)
- [2] R.El-Ganainy, A.Eisfeld, M.Levy and D.N.Christodoulides, *On-chip non-reciprocal devices based on quantum inspired photonic lattices* Appl. Phys. Lett., **103**,161105 (2013).
- [3] X.Pommarede, A.Talneau, A.Lupu, H.Benisty . *Wavelength selective Nanopatterned III-V on SOI Hybrid Photonic Waveguide*, ECIO 2014, June 2014, Nice France

COUPLAGE NON LINEAIRE PHASE-AMPLITUDE DANS LES RESONATEURS

Gabriel Basset¹, Bo Na¹, François Bondu² et Mehdi Alouini²

¹ Master 1 de physique, Université Rennes 1, 35042 Rennes, France

² Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251, Université Rennes 1, 35042 Rennes, France

francois.bondu@univ-rennes1.fr

RESUME

Nous avons développé une simulation temporelle linéaire pour la propagation de modulation d'enveloppe, phase et amplitude simultanément, d'une porteuse optique dans des éléments de circuits linéaires. Cette simulation met en évidence un couplage non linéaire phase-amplitude dans les filtres à bande étroite (par exemple un résonateur ou une antenne). Ce couplage quadratique connu comprend des effets de réponse en fréquence; nous proposons une formule empirique qui semble s'adapter à de nombreuses situations réalistes. Dans le cas d'une dérive linéaire en fréquence, nous retrouvons sous une nouvelle forme l'effet de « ringing » déjà connu. Le modèle est adapté à des signaux ayant un caractère à la fois aléatoire (bruits de fond d'amplitude et de phase) et déterministe (signaux télécoms QAM 4) pour la transmission sur une porteuse à 280 GHz d'un signal vidéo.

MOTS-CLEFS : *couplage non linéaire phase-amplitude ; résonateurs ; modulation d'enveloppe ; transformée en z*

1. INTRODUCTION

La propagation d'un signal réel $x_{in}(t)$ dans un circuit linéaire se caractérise par une fonction de transfert dans l'espace des fréquences $H(\nu)$ tel que les transformées de Fourier des signaux d'entrée et de sortie sont liés par la relation $x_{out}(\nu) = x_{in}(\nu)H(\nu)$. Pour un signal numérisé, on utilise sa transformée en z : $X(z) = \sum x(n)z^{-n}$ et on a alors $x_{out}(z) = x_{in}(z)H_n(z)$ où $H_n(z)$ est une fraction rationnelle de la variable z :

$$H_n(z) = \frac{b(0)+b(1)z^{-1}+\dots+b(M)z^{-M}}{1+a(1)z^{-1}+\dots+a(N)z^{-N}} \quad (1)$$

telle que l'échantillon en sortie $x_{out}(n)$ peut se calculer en fonction des échantillons précédents $x_{out}(n-k)$ et des échantillons en entrée $x_{in}(n-k)$:

$$x_{out}(n) = b(0)x_{in}(n) + \dots + b(M)x_{in}(n-M) - a(1)x_{out}(n-1) - \dots - a(N)x_{out}(n-N) \quad (2)$$

La transformée de Fourier est inadéquate pour des signaux bruités par un bruit non blanc ou par des signaux à support temporel non fini : la convolution par la fenêtre temporelle fait que le spectre n'est pas correctement représenté [1]. Nous souhaitons représenter des signaux réalistes, superposition par exemple d'une information avec un codage télécom avec des bruits de phase colorés : nous utilisons donc la transformée en z . La transformée en z est une représentation temporelle, nous pourrions donc facilement ajouter par la suite des non-linéarités à notre simulation.

Une porteuse à la fréquence ν_0 modulée en phase par un signal $\phi(t)$ et en amplitude par $m(t)$ peut se représenter par un signal analytique

$$s(t) = (1 + m(t)) \exp(i2\pi\nu_0 t + i\phi(t)). \quad (3)$$

Nous définissons l'enveloppe complexe

$$e(t) = (1 + m(t)) \exp(i\phi(t)). \quad (4)$$

Nous montrons que la propagation de la porteuse modulée en amplitude et en phase à travers un filtre $H(\nu)$ est équivalente à la propagation de l'enveloppe complexe dans un filtre de réponse

fréquentielle $H_e(f) = H(v - v_0)$ où à la propagation de l'enveloppe échantillonnée dans un filtre numérique obtenu par une transformé bilinéaire à partir de $H_e(f)$ [2].

2. PORTEUSE DERIVANT LINEAIREMENT EN FREQUENCE DANS UN RESONATEUR

Un résonateur de coefficient de qualité Q grand devant l'unité a une fonction de transfert $H(v) \propto 1/(v^2 - v_0^2 + ivv_0/Q)$, la fonction de transfert pour une enveloppe $H_e(f = v - v_0)$ est alors approximativement un filtre du premier ordre, de fréquence de coupure f_c égale à la demi-largeur à mi-hauteur du résonateur. L'enveloppe du signal à l'entrée s'écrit

$$e_{in}(t) = A \exp(i\pi\alpha t^2) \quad (5)$$

où A est une amplitude constante et α la dérive de fréquence en Hz/s. La convolution de l'enveloppe en entrée par la réponse impulsionnelle du circuit du premier ordre $H_e(f)$ donne alors en sortie, en posant la fréquence instantanée $v_i = \alpha t$

$$e_{out}(t) = A e^{i\pi/4} \frac{\pi f_c}{\sqrt{\alpha}} \exp\left(-\frac{\pi f_c}{\alpha} (2v_i - if_c)\right) \operatorname{erfc}\left(e^{i\frac{3\pi}{4}} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} (v_i - if_c)\right) \quad (6)$$

où erfc est la fonction d'erreur complémentaire d'argument complexe, que nous avons codée dans Matlab à l'aide de la fonction Faddeeva disponible sur mathworks.com. Cette formule est à rapprocher de la formule (9) de la référence [3]. L'intensité transmise est le module de l'enveloppe au carré ; lorsque la vitesse de balayage est très petite, nous souhaitons la trouver maximale à $t = 0$, ce que nous avons vérifié dans l'équation (6). Nous notons que les deux seuls paramètres physiques sont la demi-largeur de raie et la vitesse de balayage : si le résonateur est une cavité optique résonante, l'intervalle spectral libre n'intervient pas, à condition que l'excursion totale de fréquence soit plus petite que cet intervalle. Les applications numériques avec les paramètres de [3] nous ont permis de reproduire les mêmes courbes.

3. PORTEUSE AVEC UN BRUIT COLORE DE PHASE

Dans la représentation de Cramer, un bruit réel s'écrit sous la forme d'une superposition de bruits élémentaires [4]

$$b(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i2\pi ft) dX(f) \quad (7)$$

avec dX des infinitésimaux aléatoires complexes $dX^*(f) = dX(-f)$ où $*$ représente la conjugaison complexe ; la densité spectrale de puissance $S(f)$ est définie par l'espérance mathématique (réalisations d'un nombre infini d'expériences)

$$S(f) = 2 \langle |dX(f)|^2 \rangle \quad (8)$$

Pour une fréquence f donnée, il faut donc deux quadratures réelles telles que $dX = dX_I(f) + i dX_Q(f)$, chacune de distribution gaussienne de moyenne nulle et d'écart type $\sqrt{S(f)}/2$. Une modélisation discrète de N échantillons d'un bruit temporel réel échantillonné à la période T_{ech} , de moyenne nulle, de densité spectrale de puissance arbitraire $S(f)$, est alors :

$$b(n T_{ech}) = \sum_{k=1}^{N/2} \left(b_I(k f_{res}) + i b_Q(k f_{res}) \right) \exp(i2\pi k f_{res} n T_{ech}) + c.c. \quad (9)$$

où f_{res} est la résolution en fréquence et N le nombre de points tels que $N f_{res} = 1/T_{ech}$, n varie de 1 à N , $b_I(k f_{res})$ et $b_Q(k f_{res})$ sont deux nombres aléatoires gaussiens centrés d'écart type $\sqrt{S(k f_{res})}/2 \times \sqrt{f_{res}}$. Nous générons ensuite deux bruits échantillonnés indépendants d'amplitude $b_a(n T_{ech})$ et de phase $b_p(n T_{ech})$ de densités spectrales $S_a(f)$ et $S_p(f)$ données : le bruit de phase est par exemple en $1/f^2$ comme pour le bruit d'un laser à état solide. Nous créons enfin une enveloppe complexe

$$e_b(n T_{ech}) = (1 + b_a(n T_{ech})) \exp(i b_p(n T_{ech})) \quad (10)$$

Nous filtrons cette enveloppe avec un filtre en z correspondant à un filtre du premier ordre, avec une constante f_c qui représente la demi-largeur à mi-hauteur du résonateur. Après élimination des premiers échantillons de la réponse pollués par la réponse impulsionnelle, nous analysons la densité

spectrale de la sortie du filtre. Avec plusieurs bruits de phases réalistes, nous avons constaté un report du bruit de phase d'entrée sur le bruit d'amplitude en sortie que nous avons pu reproduire avec un traitement séparé des bruits de phase et d'amplitude et la procédure décrite en figure (1) :

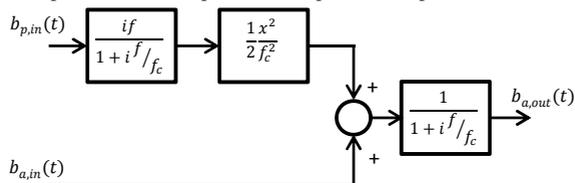


Fig. 1 : report du bruit de phase sur le bruit d'amplitude en sortie.

Nous constatons le facteur quadratique bien connu pour des fluctuations lentes de fréquences. Nous avons noté aussi que la procédure décrite dans la figure 1 n'est pas correcte lorsque le bruit de phase est blanc, aussi petit soit-il. La procédure semble correcte pour toutes les situations que nous avons testées où le bruit haute fréquence est filtré, avec différentes formes de bruits de phase qui nous paraissent réalistes. Nous n'avons pas trouvé de critère général de validité de la procédure de la figure 1.

Nous avons ensuite additionné aux bruits aléatoires une suite numérique complexe de symboles représentant des bits d'information, en quadrature et en phase, codés avec la forme d'onde « root raised cosine » pour représenter l'enveloppe résultante :

$$e_{QAM}(nT_{ech}) = e_b(nT_{ech}) + e_l(nT_{ech}) + i e_q(nT_{ech}) \quad (11)$$

et nous avons propagé ce signal dans le même filtre du premier ordre. Nous avons échantillonné le signal en sortie et analysé les fluctuations en termes d'EVM « error vector modulation ».

4. CONCLUSION

Nous avons développé une simulation qui modélise la propagation d'une enveloppe dans un filtre linéaire, amplitude et phase simultanément. Elle met en évidence un couplage non linéaire phase-amplitude que nous avons pu modéliser par une procédure simple pour les bruits qui nous paraissent réalistes. Nous avons développé les outils pour analyser les transferts de bruit en termes d'EVM.

La mesure des bruits de phase et d'amplitude réels de la porteuse laser permettra de nourrir la simulation avec des paramètres plus proches du dispositif expérimental visé et prédire la performance du système global en termes d'efficacité de communication. La simulation permettra de prévoir les performances du système avec des constellations de degrés plus élevés.

Cette étude est réalisée dans le cadre du projet ANR COM'TONIQ (ANR-13-INFR-0011).

RÉFÉRENCES

- [1] D. J. Thomson, « Spectrum estimation and harmonic analysis », *Proc. IEEE*, vol. 70, n° 9, p. 1055-1096, sept. 1982.
- [2] M. Kunt, *Traitement Numérique des Signaux*, vol. XX. Lausanne: Presses Polytechniques et Universitaires Romandes.
- [3] J. Poirson, F. Bretenaker, M. Vallet, et A. Le Floch, « Analytical and experimental study of ringing effects in a Fabry-Perot cavity. Application to the measurement of high finesse », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, n° 11, p. 2811-2817, nov. 1997.
- [4] D. B. Percival et A. T. Walden, *Spectral Analysis for Physical Applications: multitaper and conventional univariate techniques*. Cambridge university press, 1993.

ÉMISSION RAMAN STIMULÉE DANS DES FIBRES KAGOME A CŒUR LIQUIDE

M.C. Phan Huy¹, P. Delaye¹, G. Pauliat¹, B. Debord², F. Gérôme², F. Benabid²,
S. Lebrun¹

¹Laboratoire Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud,
2 av. A. Fresnel, 91127 Palaiseau cedex, France

²GPPMM group, Institut de recherche Xlim, CNRS UMR 7252, Université de Limoges,
123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges, France.

Gilles.pauliat@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

L'émission Raman stimulée dans le cœur liquide de fibres à cristal photonique est un moyen efficace pour décaler en fréquence un faisceau laser. Néanmoins les décalages en fréquence possibles sont nécessairement inférieurs à la bande passante de ces fibres, bande passante limitée dans le cas des fibres à cristal photonique. Nous démontrons ici que l'emploi de fibres de type Kagome remplies de liquide permet d'atteindre des décalages beaucoup plus grands que ceux obtenus avec des fibres à cristal photonique.

MOTS-CLEFS : Diffusion Raman stimulée; fibres optiques

1. INTRODUCTION

L'émission Raman stimulée est une technique très robuste pour décaler vers le rouge une longueur d'onde. L'absence de condition d'accord de phase à vérifier rend ces convertisseurs peu sensibles aux modifications des conditions expérimentales, telle que la température.

Typiquement la diffusion Raman stimulée convertit les photons d'un faisceau laser focalisé dans le milieu Raman vers des photons Stokes de plus grande longueur d'onde. Le décalage en fréquence ne dépend que du milieu Raman employé. Il peut atteindre 3200 cm^{-1} pour la raie Raman principale de l'eau. Des cascades Raman, c'est-à-dire plusieurs processus de conversion Raman successifs, permettent d'atteindre de plus grands décalages. Néanmoins, les efficacités de conversion sont limitées par les faibles gains Raman de la majorité des matériaux. Pour contourner cette difficulté, l'utilisation de fibres creuses à cristal photonique remplies de liquide a été proposée [1]. Le faisceau Stokes créé possède une structure spatiale « propre » due à la propagation monomode transverse qui est assurée par la structure photonique. Les faibles gains sont compensés par les grandes longueurs d'interaction permises par le guidage par la bande interdite photonique. Des efficacités de plus de 70% sur des fibres de quelques dizaines de centimètres ont été obtenues. Ces efficacités ont été obtenues en positionnant la bande de transmission de la fibre de sorte qu'elle recouvre les longueurs d'onde du faisceau de pompe et du faisceau Stokes. Cette position de la bande dépend en effet à la fois de la structure de la fibre et de l'indice de réfraction du liquide Raman la remplissant. Un positionnement fin de cette bande permet d'arrêter la cascade Raman sur l'ordre Stokes désiré et d'accumuler ainsi tous les photons sur l'ordre Stokes désiré, ce qui maximise les taux de conversion [2]. Malheureusement, la bande passante limitée de ces fibres à cristal photonique ne permet pas d'atteindre de très grands décalages Raman. Ainsi, convertir un faisceau de pompe à 532 nm vers le proche infrarouge n'est pas possible. Si ces grands décalages ont déjà été obtenus avec des fibres microstructurées à cœur creux ce fut en utilisant un guidage par réflexion interne totale et donc en perdant la qualité du faisceau qui devient multimode transverse [3].

Nous démontrons ici que l'emploi de fibres de type Kagome permet d'atteindre de grands décalages Raman tout en assurant une propagation monomode.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET SIMULATIONS

Des fibres Kagome remplies de gaz ont déjà été employées pour la conversion Raman [4]. Plus récemment, nous avons décrit des expériences préliminaires avec des fibres Kagome remplies de liquide [5]. Les résultats présentés ici complètent ces premières expériences. Un microlaser émettant des impulsions de 700 ps à 532 nm à une cadence de 1 kHz est utilisé comme pompe. La figure présentée ci-dessous a été obtenue avec une fibre Kagome longue de 90 cm et de 20 μm de diamètre de cœur. Elle est remplie d'éthanol diluée dans un solvant afin d'ajuster l'indice de réfraction et de maximiser ainsi la transmission aux trois longueurs d'onde : pompe à 532 nm, 1^{er} Stokes à 630 nm et 2nd Stokes à 772 nm.

Ainsi que le montre la figure suivante, nous avons effectivement obtenu avec cette fibre une cascade Raman : le 532 nm est converti en 630 nm qui à son tour est converti en 772 nm. Les profils des faisceaux sont bien « monomode transverse ». Ces résultats sont conformes à nos simulations.

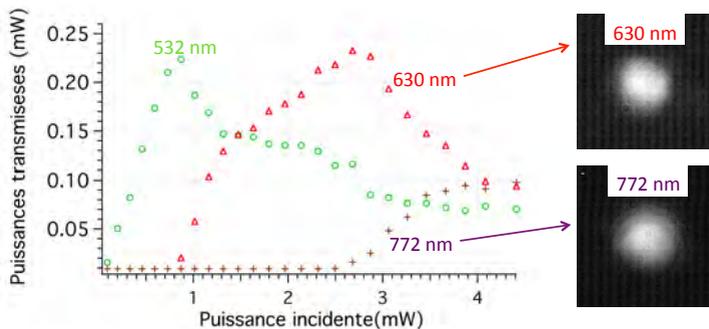


Fig. 1 : Puissance moyenne transmise par la fibre Kagome sur les différentes longueurs d'onde en fonction de la puissance incidente en entrée de fibre.

CONCLUSION

Les fibres Kagome remplies de liquide sont une solution efficace pour réaliser des convertisseurs de longueurs d'onde avec de grands décalages. L'efficacité encore limitée à 772 nm provient des pertes encore relativement importantes de la fibre utilisée à cette longueur d'onde. Les simulations montrent qu'une optimisation plus fine de la position de la bande et de la longueur de cette même fibre doit nous conduire à des efficacités plus fortes.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Lebrun, P. Delaye, R. Frey, G. Roosen, *Opt. Lett.* **32**, 337-339 (2007).
- [2] S. Lebrun, C. Buy, Ph. Delaye, R. Frey, G. Pauliat G. Roosen, *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials* **19**, 101 (2010).
- [3] S. Yiou, P. Delaye, A. Rouvie, J. Chinaud, R. Frey, G. Roosen, P. Viale, S. Février, P. Roy, J.L. Auguste, J.M. Blondy, *Opt. Express* **13**, 4786 (2005).
- [4] F. Benabid, J.C. Knight, G. Antonopoulos, P.S. J. Russell, *Science* **298**, 399 (2002).
- [5] M. C. Phan Huy, P. Delaye, G. Pauliat, B. Debord, F. Jérôme, F. Benabid, S. Lebrun, « Stimulated Raman scattering with large Raman shifts with liquid core Kagome fibers, » *European Optical Society Annual Meeting*, Berlin (2014).

RÉDUCTION DU PHOTO-NOIRCISSEMENT PAR UN CO-DOPAGE AU LANTHANE OU AU CÉRIUM DES FIBRES OPTIQUES DOPÉES AU THULIUM POMPÉES À 1070 NM.

Jean-François Lupi¹, Manuel Vermillac¹, Michèle Ude¹, Stanislaw Trzesien¹, Franck Mady¹, Mourad Benabdesselam¹, Wilfried Blanc¹ et Bernard Dussardier¹.

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

jean-francois.lupi@unice.fr

RÉSUMÉ

Les fibres optiques dopées au thulium pompées à 1,07 μm offrent la perspective de lasers et amplificateurs fonctionnant à de nouvelles longueurs d'onde. Ce système permet d'envisager de nombreuses transitions optiques encore inexploitées dans des fibres à base de silice. Le principal verrou technologique de ce système est le photo-noircissement. Nous présentons ici la réduction du photo-noircissement en co-dopant la silice avec du cérium ou du lanthane. Un modèle pour le photo-noircissement est proposé. Ce modèle implique un processus séquentiel faisant intervenir un défaut et un changement de valence de Tm^{3+} en Tm^{2+} . Les effets bénéfiques du co-dopant sont aussi expliqués grâce à ce modèle.

MOTS-CLEFS : fibre ; photo-noircissement ; thulium ; cérium ; lanthane.

1. INTRODUCTION

Les lasers et les amplificateurs à fibre optique à base de silice sont grandement répandus dans l'industrie, les télécommunications et le médical. Ceci est dû aux avantages combinés de la silice, de la structure de guidage et du dopage aux ions amplificateurs. La silice donne une forte tenue à la puissance. Le dopage aux terres rares apporte de larges plages spectrales d'amplification et de fortes efficacités. Le guidage permet d'assurer une bonne gestion thermique, une bonne stabilité et une forte interaction entre lumière et milieu amplificateur. Les sources et amplificateurs fibrés sont à l'heure actuelle restreints au proche infra-rouge (à 1, 1,5 et 1,9 μm) [1]. Le développement de nouveaux besoins conduit à envisager de nouvelles longueurs d'onde d'émission.

Le thulium trivalent (Tm^{3+}) possède jusqu'à sept transitions de 0,47 à 1,9 μm , excitables par un pompage vers 1,07 μm [2]. Le verre habituel (alumino-silicate) dopé au thulium présente des limitations du fait des déclins non-radiatifs [2] et du photo-noircissement (PN) [2,3]. Le PN est surtout étudié dans les lasers dopés Yb^{3+} : une solution commerciale repose sur le dopage au cérium (Ce^{4+}) [4]. Dans la littérature, le PN des fibres dopées Yb^{3+} est expliqué par l'émission coopérative de photons UV dus aux agrégats d'ions de terres rares. Le lanthane (La^{3+}) peut réduire les effets dus aux agrégats comme il a été démontré pour la fluorescence verte des ions Er^{3+} [5]. Cette communication traite du photo-noircissement dans une fibre dopée aux ions Tm^{3+} , observé en pompant à 1,07 μm , de la réduction de celui-ci par l'ajout de co-dopants comme La^{3+} ou Ce^{4+} et d'un modèle proposé pour décrire l'influence de ces co-dopants sur le PN.

2. MESURE DE L'EFFET DU LANTHANE ET DU CÉRIUM SUR LE PN

Deux séries d'échantillons sont fabriquées. Dans la première série, la concentration en Al_2O_3 et en Tm^{3+} restent constantes respectivement à 2 mol % et 700 ppm at., alors que la concentration en La^{3+} varie de 600 à 3000 ppm at. Dans la deuxième série, la concentration en Al_2O_3 et en Tm^{3+} restent constantes, respectivement à 2 mol % et 550 ppm at., alors que la concentration en Ce varie de 0 à 600 ppm at. Les spectres d'absorption mettent clairement en évidence la présence de Ce^{3+} . Cependant, il a été montré que sous certaines conditions de fabrication, Ce^{3+} peut être oxydé pour former majoritairement du Ce^{4+} [6].

Pour ces deux séries, l'atténuation photo-induite est estimée en mesurant le rapport du signal sonde à $0,55 \mu\text{m}$ avant et après une exposition de 30 min à la pompe ($1,07 \mu\text{m}$; $0,75 \text{ W}$ pompage dans le coeur). La figure 1 montre les coefficients d'absorption induite pour les différents échantillons. L'augmentation de la concentration en ions La^{3+} et Ce^{4+} induit une diminution du photo-noircissement. Les deux séries d'échantillons n'ont pas la même valeur de l'ordonnée à l'origine du fait des différences de concentrations en Tm^{3+} [2].

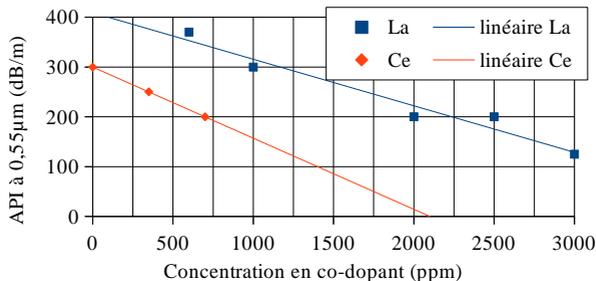


Fig. 1 : Atténuation photo-induite (API) en fonction de la concentration de co-dopant.

3. MODÈLE

Dans cette partie, un modèle simple est proposé pour décrire le processus de photo-noircissement, schématisé sur la figure 2. Il est décomposé en trois étapes détaillées par la suite :

1. La pompe interagit avec des agrégats de Tm^{3+} , ceci conduisant à l'émission de photons UV.
2. Les UV ionisent des défauts de la matrice, plaçant un électron dans la bande de conduction.
3. L'électron se recombine sur un ion Tm^{3+} pour donner un ion Tm^{2+} , absorbant dans le visible.

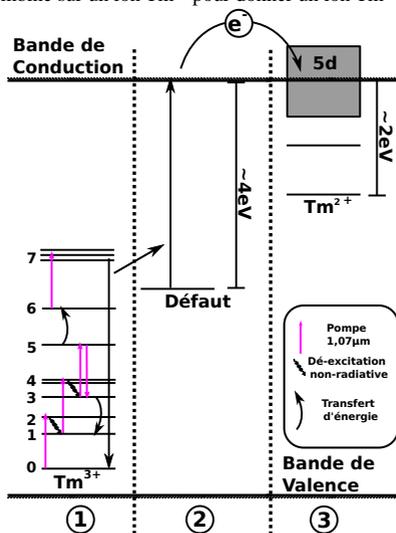


Fig. 2 : (1): interaction pompe Tm^{3+} . (2): ionisation des défauts. (3): réduction $\text{Tm}^{3+} \rightarrow \text{Tm}^{2+}$.

Les sept premiers niveaux d'énergie de Tm^{3+} , $^3\text{H}_6$, $^3\text{F}_4$, $^3\text{H}_5$, $^3\text{H}_4$, $^3\text{F}_{2,3}$, $^1\text{G}_4$, $^1\text{D}_2$ et $^3\text{P}_{0,1,2}$, sont numérotés de 0 à 7 sur la figure 2. Par absorptions successives de la pompe, un échange d'énergie

(3,5) \rightarrow (1,6) puis une quatrième absorption, les ions Tm^{3+} sont excités depuis l'état fondamental vers le niveau 7. Ce niveau émet dans l'UV, vers 290 nm [7]. Le rayonnement UV est connu pour activer des défauts dans la silice. Dans notre matériau, la nature, l'origine, et les caractéristiques des défauts ne sont pas encore identifiés. Par conséquent, le modèle est réduit à un seul type de défaut absorbant à 290 nm. L'électron libéré par l'ionisation du défaut peut se recombinaison avec un ion Tm^{3+} pour former un ion Tm^{2+} . Cet ion bivalent présente une très large bande d'absorption entre 300 et 800 nm [8], domaine de longueurs d'onde pour lequel nous avons observé l'apparition d'une atténuation photo-induite. Les transitions de Tm^{2+} sont de type 4f-5d, dont la force d'oscillateur est deux à trois ordres de grandeurs supérieure à celle des transitions 4f-4f de Tm^{3+} . Ainsi, même si le mécanisme de conversion $\text{Tm}^{3+} \rightarrow \text{Tm}^{2+}$ a une faible probabilité, une faible concentration en ions Tm^{2+} peut avoir un effet non négligeable en absorption. L'absorption par des ions Tm^{2+} est ainsi en accord avec les spectres d'atténuation photo-induite mesurés expérimentalement.

Pour discuter des effets du lanthane et du cérium, il faut noter que le premier ne peut être que trivalent et que le cérium peut être tri- ou tétravalent [9]. L'ion La^{3+} est optiquement neutre, les ions Ce^{3+} et Ce^{4+} sont transparents dans le visible. L'effet du La sur le noircissement est alloué à un effet d'encombrement (comme pour la fluorescence verte de l'ion Er^{3+} [5]). L'ion Ce^{4+} peut jouer le rôle de piège à électron, qui en l'absence de cérium aurait créé un ion Tm^{2+} , se transformant ainsi en un ion Ce^{3+} transparent dans le visible et le proche IR. Les ions cérium (III et IV) peuvent aussi absorber les UV et donc limiter l'ionisation des défauts. Enfin le cérium peut aussi avoir un effet d'encombrement comme La^{3+} .

Le modèle proposé demande à être confirmé par de nouvelles expérimentations, comme par exemple des expériences de photo-noircissement aux UV. En effet, si l'ion La^{3+} agit bien comme on le suppose, il ne devrait pas avoir d'effet sur le noircissement aux UV. Par contre, si l'ion Ce^{4+} agit comme piège ou par absorption des UV, il aura un effet sur le noircissement UV.

CONCLUSION

La possibilité de réduire le photo-noircissement des fibres optiques dopées Tm^{3+} pompées à 1,07 μm par l'ajout de lanthane ou de cérium a été montrée. Un modèle simple rendant compte du photo-noircissement, de l'impact du lanthane et du cérium a été proposé. Le modèle peut être facilement étendu, en y ajoutant le phénomène inverse au PN : le photo-blanchiment. Cela sera discuté lors de la conférence. La compréhension de ce mécanisme permettra d'envisager de nouvelles applications.

RÉFÉRENCES

- [1] D.J. Richardson, J. Nilsson, & W.A. Clarkson. High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited]. *JOSA B*, 27(11), B63-B92, 2010.
- [2] J. F. Lupi, M. Vermillac, W. Blanc, & B. Dussardier. Spectroscopie du thulium pompé à 1070 nm dans une fibre aluminosilicate. Fluorescence, photo-noircissement et simulation. *34e JNOG, Nice(2014)*
- [3] M.M. Broer, D.M. Krol, & D.J. DiGiovanni. Highly nonlinear near-resonant photodarkening in a thulium-doped aluminosilicate glass fiber. *Optics letters* 18.10 : 799-801, 1993.
- [4] M. Engholm, et al. "Improved photodarkening resistivity in ytterbium-doped fiber lasers by cerium codoping." *Optics letters* 34.8 : 1285-1287, 2009.
- [5] J.L. Philipsen, J. Broeng, A. Bjarklev, S. Helmfrid, D. Bremberg, B. Jaskorzynska, & B. Palsdonir. Observation of strongly nonquadratic homogeneous upconversion in Er^{3+} -doped silica fibers and reevaluation of the degree of clustering. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 35(11), 1741-1749, 1999.
- [6] W.D. Johnston. Oxidation-Reduction Equilibria in Molten $\text{Na}_2\text{O} \cdot 2\text{SiO}_2$ Glass. *Journal of the American Ceramic Society*, 48(4), 184-190, 1965.
- [7] R. Paschotta, P.R. Barber, A.C. Tropper, & D.C. Hanna. Characterization and modeling of thulium: ZBLAN blue upconversion fiber lasers. *JOSA B*, 14(5), 1213-1218, 1997.
- [8] Y. H. Kim, U.C. Paek, W.T. Han, & J. Heo. Absorption and emission properties of Tm^{2+} ions in germanosilicate glass fibers. *Optics Express*, 11(21), 2672-2678, 2003.
- [9] P. Dorenbos. Anomalous luminescence of Eu^{2+} and Yb^{2+} in inorganic compounds. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 15(17), 2645, 2003.

INTERFEROMETRIE ADAPTATIVE POUR LES CAPTEURS A FIBRES OPTIQUES

Arnaud Peigné^{1,2,3}, Umberto Bortolozzo², Stefania Residori², Stéphanie Molin³, Pascale Nouchi³, Daniel Dolfi³ et Jean-Pierre Huignard⁴

¹Thales Underwater Systems, 525, route des Dolines, 06903 Sophia-Antipolis, France

²Institut Non Linéaire de Nice (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@thalesgroup.com

RESUME

Cet article présente la mesure de déphasage induit dans une fibre optique monomode par une méthode d'interférométrie adaptative. Cette dernière s'appuie sur le principe de l'holographie dynamique dans une valve optique à cristaux liquides. On s'intéresse en particulier à la limite de détection et on démontre expérimentalement l'augmentation de sensibilité lorsque la fibre optique sensible est multimode.

MOTS-CLEFS : *capteurs à fibres optiques, interférométrie, cristaux liquides*

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. L'holographie adaptative [1, 2] est une méthode interférométrique permettant la mesure de très faibles modulations de phase et insensible aux perturbations lentes de l'environnement. Elle s'appuie sur l'enregistrement d'un réseau de phase dynamique dans une valve optique à cristaux liquides. De plus, elle garantit une détection linéaire et est compatible avec les champs optiques complexes (par exemple diffractés par une fibre optique multimode). Dans [3], nous nous sommes intéressés en particulier à la résolution spatiale ainsi qu'à la bande passante d'un interféromètre adaptatif en configuration Mach-Zehnder. On se propose d'étudier dans la suite la sensibilité ainsi que la dynamique de notre dispositif. Dans un premier temps, on s'intéresse à la mesure du déphasage minimum détectable dans une fibre optique monomode. Puis, on compare expérimentalement les limites de détection d'un interféromètre adaptatif utilisant une fibre optique monomode ou multimode comme partie sensible.

2. INTERFEROMETRE ADAPTATIF

Les valves optiques à cristaux liquides sont fabriquées à l'Institut Non Linéaire de Nice. Elles sont constituées d'une couche de cristaux liquides enfermés par un substrat photoconducteur et une fenêtre en verre. Des électrodes en ITO permettent l'application d'une tension de polarisation sur le composant. La résolution spatiale du dispositif est comprise entre 50 et 250 μm suivant le photoconducteur utilisé. 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 induisant un déphasage optique. [4]

L'interféromètre adaptatif est utilisé en configuration Mach Zehnder (Fig. 1). Il est constitué d'une source optique séparée en deux bras formant les ondes « référence » et « signal ». Ces dernières sont recombinaées sur la valve optique. Le réseau d'intensité inscrit sur le photoconducteur est converti en réseau de phase dans la valve optique. Les deux ondes incidentes sont diffractées sur ce réseau de phase. La bande-passante B de l'interféromètre dépend des propriétés des cristaux liquides et a été mesurée entre 5 et 10 Hz.

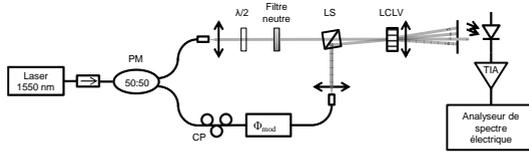


Fig. 1 : Schéma expérimental d'un interféromètre adaptatif. PM : coupleur à maintien de polarisation ; CP : contrôleur de polarisation ; LS : lame séparatrice ; LCLV : valve optique à cristaux liquides

Pour estimer la sensibilité de notre interféromètre, une modulation de phase $\phi_{mod} = \delta\phi \sin(\Omega t)$ est appliquée via un transducteur piézo-électrique sur la fibre optique du bras « signal », à une fréquence $\Omega \gg B$. Le champ optique total E_{in} sur la valve optique prend alors la forme $E_{in}(\vec{r}, t) = E_R e^{j(\vec{k}_R \cdot \vec{r} - \omega_0 t)} + E_S e^{j(\vec{k}_S \cdot \vec{r} - \omega_0 t + k_0 \Delta L + \Phi_{mod})} + c.c$ où ω_0 est la fréquence du laser, ΔL la différence de chemin optique entre les deux bras, $k_0 = 2\pi/\lambda$ et $\vec{k}_{R,S}$ les vecteurs d'ondes référence et signal. Dans le cas d'un interféromètre monomode, les franges d'interférences sont converties dans la valve optique en un réseau de phase. Compte-tenu des dimensions caractéristiques de la valve optique (épaisseur $d \approx 10\mu m$), la diffraction opère en régime de Raman-Nath. En considérant des ondes planes, l'amplitude de modulation de la phase prend la forme

$$\eta = 2k_0 d n_2 J_0(\delta\phi) E_R E_S.$$

La puissance optique en champ lointain dans l'ordre m , s'exprime par

$$P_m = T P_R [K^2 J_m^2(\eta) + J_{m+1}^2(\eta) + 2K J_m(\eta) J_{m+1}(\eta) J_1(\delta\phi) \sin(\Omega t)],$$

où T est la transmission de la valve optique, $K^2 = P_S/P_R$ est le rapport des intensités dans les bras « référence » et « signal » et J_q est la fonction de Bessel d'ordre q de 1^{ère} espèce. Pour de faibles modulations de phase, on a $J_1(\delta\phi) \approx \delta\phi$ et la détection est alors linéaire avec l'amplitude de la modulation de phase.

3. LINEARITE DE DETECTION ET SENSIBILITE

Le déphasage appliqué sur la fibre optique sensible est obtenu en réalisant une élévation calibrée de la fibre optique à $\Omega = 1.5 \text{ kHz}$. On présente (Fig. 2.a) une mesure de linéarité et (Fig. 2.b) un enregistrement du spectre électrique du signal photodétekté sur l'ordre -1 pour un déphasage d'environ 1 mrad.

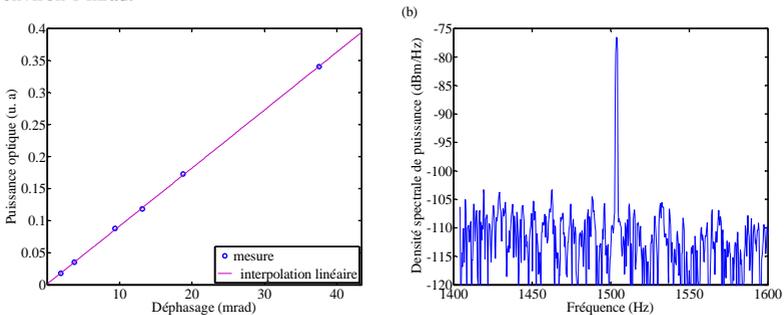


Fig. 2 : (a) Puissance optique détectée à la fréquence de modulation $\Omega = 1.5 \text{ kHz}$ en fonction de l'amplitude du déphasage dans la fibre optique. (b) Spectre électrique permettant l'estimation du déphasage minimum détectable.

Le déphasage minimum détectable, de l'ordre de la centaine de $\mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$, est estimé pour un rapport signal sur bruit égal à un. Dans les conditions expérimentales, il est évalué à $200 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$. La dynamique de notre interféromètre s'obtient en considérant la limite de linéarité d'environ 1.1 rad, soit environ 35 dB.

4. INTERFEROMETRE ADAPTATIF MULTIMODE

Nous avons comparé (Fig. 3.a) la limite de détection d'un interféromètre adaptatif opérant dans le visible lorsque la fibre optique sensible est monomode ou multimode. La mesure a été réalisée à l'aide d'une détection synchrone en diminuant l'amplitude de modulation de la phase jusqu'au minimum détectable. La bande passante de détection a été fixée à 100 Hz. On observe (Fig. 3.b) une augmentation de la sensibilité d'un facteur 80 avec la fibre multimode, atteignant $1 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$, comparé à la fibre optique monomode. Ceci s'explique par le fait que la valve optique 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 augmentant ainsi la sensibilité.

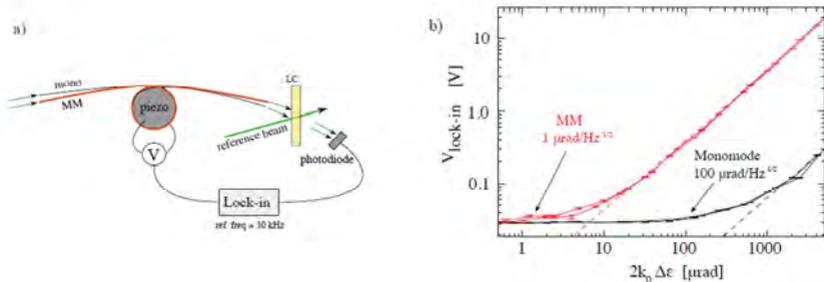


Fig. 3 : (a) Comparaison de la sensibilité entre une fibre optique monomode et multimode dans un interféromètre adaptatif. (b) L'amplitude de modulation est mesurée avec une détection synchrone afin d'évaluer le déphasage minimum détectable.

5. CONCLUSION

Dans cet article, nous nous sommes intéressés à l'étude de la sensibilité et de la dynamique d'un interféromètre adaptatif basé sur une valve optique à cristaux liquides. Nous avons confirmé la linéarité de détection de notre dispositif et le minimum détectable a été estimé à $200 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$. Compte-tenu de ces propriétés de filtrage, nous avons observé expérimentalement une augmentation de la sensibilité grâce à l'utilisation d'une fibre optique multimode comme partie sensible.

RÉFÉRENCES

- [1] Kamshilin, A. A., Romashko, R. V. and Kulchin, Y. N., "Adaptive interferometry with photorefractive crystal," *J. Appl. Phys.* 105, 031101 (2009)
- [2] Bortolozzo, U., Dolfi, D., Huignard, J. P., Molin, S., Peigné, A., and Residori, S., "Self-adaptive vibrometry with CMOS-LCOS digital holography," *Opt. Lett.* **40**, 1302-1305 (2015)
- [3] Peigné, A., Bortolozzo, U., Residori, S., Molin, S., Dolfi, D., et Huignard, J. P., "Réalisation et caractérisation d'un interféromètre adaptatif à $1.55 \mu\text{m}$," *JNOG'34* (2014)
- [4] Bortolozzo, U., Residori, S. and Huignard, J. P., "Adaptive Holography in Liquid Crystal Light-Valves," *Materials* 5, 1546-1559 (2012)

ETUDES ET CARACTERISATIONS DE V(E)CSELS EMETTANT A 1,55 μM SUR INP

S. Pes¹, F. Taleb¹, C. Paranthoën¹, C. Levallois¹, N. Chevalier¹, M. Alouini², H. Folliot¹

¹ Laboratoire FOTON UMR CNRS 6082, INSA de Rennes, 35708 Rennes, France

² Institut de Physique UMR CNRS 6251, Université de Rennes 1, 35708 Rennes, France

salvatore.pes@insa-rennes.fr

RÉSUMÉ

Une étude de la gestion du budget thermique sur des structures OP-V(E)CSELS (Optically-Pumped Vertical-(External)-Cavity Surface-Emitting Lasers) sur InP est présentée. Deux solutions technologiques différentes sont comparées à l'aide de simulations par éléments finis (FEM). La première est basée sur le report de la région active sur substrat hôte et sur l'intégration des DBR hybrides et de dissipateurs de Cu localisés, tandis que la deuxième a recours à des miroirs de Bragg GaAs/AlAs à hautes conductivités thermiques, reportés sur des substrats diamant. Les simulations, corrélées par des mesures expérimentales, montrent que la première solution est bien adaptée au cas des VCSEL en cavité courte qui présentent des petits diamètres de pompage ($< 50\mu\text{m}$). En revanche, la deuxième solution s'avère plus intéressante dans le cas des VECSELS où la présence d'un grand diamètre de mode est accompagnée d'une montée en température imposant l'utilisation de stratégies de dissipation thermique plus efficaces.

MOTS-CLEFS : V(E)CSELS; gestion thermique; procédé TSHEC; simulations FEM.

1. INTRODUCTION

Dans les dernières années les lasers à cavité verticale ont connu une diffusion de plus en plus large. En fonction de leur architecture de cavité et de leurs performances optiques, ils répondent à différentes applications, telles que les télécoms (réseaux WDM), les détecteurs (analyse des gaz, déformations), le biomédical (OCT, analyse de tissus), l'optique hyperfréquence et millimétrique (RADAR/LIDAR, sources THz). Dans le cas des V(E)CSELS, la gestion du budget thermique dans le milieu actif représente un des défis principaux, indépendamment de la méthode de pompage (optique ou électrique). En effet, compte tenu de l'épaisseur réduite de leur zone active (quelques μm), le flux thermique est principalement unidimensionnel, ce qui impose d'avoir un design de la cavité compatible avec une extraction efficace de la chaleur provenant de la région active. Les points critiques à optimiser sont principalement liés aux propriétés des matériaux, à l'architecture du laser, à la composition et à la structure du miroir de Bragg (DBR). En particulier, dans le domaine des télécoms (1,55 μm), les DBRs basés sur des alliages en accord de maille sur InP ne permettent pas d'atteindre de bonnes performances en raison des leurs mauvaises propriétés optiques et thermiques. L'emploi de matériaux diélectriques (comme aSi/aSiN_x), associés à des couches métalliques très réfléchissantes, permet une réduction de l'épaisseur du DBR. Cette solution, en combinaison avec une technique de report sur substrat hôte (baptisée TSHEC [1], Through Silicon Holes Electroplated Copper), a permis très récemment d'obtenir une émission monomode de l'ordre de quelques mW, dans le cas des VCSELS en cavité courte [2]. Malheureusement, lorsque ces lasers sont utilisés en cavité externe, les puissances de pompe imposent l'utilisation de structures différentes. Une des solutions les plus employées se base sur l'utilisation de DBR GaAs/AlAs présentant des hautes réflectivités et de bonnes conductivités thermiques.

2. FABRICATION TECHNOLOGIQUE VCSEL ET PREMIERS RESULTATS

Les étapes technologiques du procédé TSHEC, utilisé pour la réalisation des VCSELs en cavité courte et pompés optiquement, sont présentées sur la Fig. 1. Le substrat hôte consiste en un wafer de 2 pouces de Si-(001) dopé n, sur lequel des trous de forme carrée de 200 μm de côté ont été réalisés (masquage SiO_2 + attaque chimique TMAH). En parallèle, la région active a été réalisée par GS-MBE sur un substrat InP-(001), intégrant 3 zones de puits quantiques contraints $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}_{0.81}\text{P}_{0.19}$ de 8 nm d'épaisseur. Chaque zone comprend 3 puits quantiques qui sont séparés par des barrières $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}_{0.435}\text{P}_{0.565}$ de 10 nm d'épaisseur. Cette structure a été conçue pour obtenir un pompage homogène de l'ensemble des puits ainsi qu'un recouvrement optimal entre ces puits et les ventres du champ stationnaire. Un dépôt métal-diélectrique en pulvérisation cathodique (3,5 paires de aSi/aSiN_x + 200nm de Au), suivi par une étape de gravure sèche, a permis d'obtenir des DBR hybrides (H-DBR) présentant des diamètres allant de 20 à 150 μm . Après une métallisation Ti/Au sur l'ensemble de l'échantillon, les deux parties sont alignées puis collées entre-elles à l'aide d'une couche de BCB. Cette couche de BCB est ensuite gravée au travers de chaque ouverture du Si (étape ②) suivis d'un dépôt par électrodéposition de Cu localisé uniquement au niveau des H-DBR (étape ③). Le procédé est finalisé par une étape d'amincissement mécano/chimique pour enlever le Cu en excès et retirer le substrat d'InP grâce à une couche d'arrêt en InGaAs (étape ④).

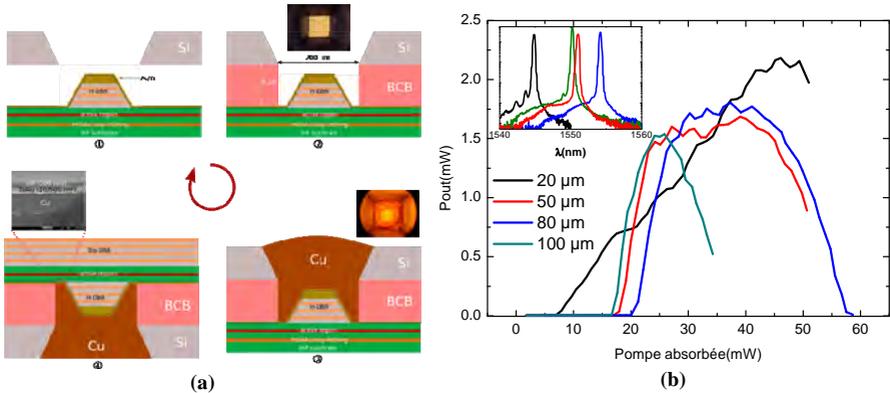


Figure 1 : (a) Étapes de réalisation du VCSEL (procédé TSHEC). (b) Mesure de puissance P_{out} (P_{abs}) des VCSELs en mode CW, à 20°C, selon différents diamètres du miroir inférieur (en insert les spectres).

La Fig. 1(b) montre les courbes expérimentales de la puissance émise en fonction de la puissance absorbée à 20°C, pour quatre tailles différentes de H-DBR. Pour ces quatre dispositifs, les spectres d'émission laser centrés autour de 1550 nm sont représentés en insert. Une puissance maximale de plus de 2 mW et un seuil d'environ 7 mW ont été mesurés dans le cas du H-DBR de 20 μm de diamètre. De plus, la saturation (rollover) apparaît tardivement pour des puissances absorbées supérieures à 50 mW (≈ 7 fois le seuil). Pour des plus grands diamètres de H-DBR, la résistance thermique des VCSEL augmente, entraînant une dégradation des performances, en termes de seuil, et de saturation de la puissance. Le procédé TSHEC a été également testé pour la réalisation de VCSELs en cavité étendue. Hélas, dans ce cas la mauvaise conductivité thermique des matériaux diélectriques, associée à des étapes d'alignement de la cavité plus critiques, nous ont empêché d'obtenir l'émission laser pour l'instant.

3. STRATEGIES DE GESTION DU BUDGET THERMIQUE DANS LES VECSELS

Dans l'objectif d'améliorer les performances thermiques pour la réalisation des VECSELS, nous avons mené une modélisation thermique des dispositifs selon un calcul d'éléments finis (FEM). Les résultats essentiels sont présentés sur la Fig. 2(a). Ils montrent la montée de la température dans la région active pour différentes architectures VECSELS en pompage optique, en fonction du diamètre de faisceau de pompe, et pour une densité de puissance de 10 kW/cm^2 . Le recours aux DBR métal-diélectriques, tels que ceux utilisés précédemment pour la fabrication des VCSEL, mène à des performances thermiques très défavorables, avec une augmentation de la température interne de plus de 100 °C pour des diamètres d'excitation de $200 \text{ }\mu\text{m}$. Le meilleur compromis est obtenu par l'utilisation conjointe des DBRs GaAs/AlAs, éventuellement en combinaison avec un substrat diamant, qui dans les mêmes conditions permet de limiter l'accroissement de la température à moins de 10 °C . Cette approche a déjà été éprouvée par le passé par différentes équipes, en particulier l'EPFL qui a très récemment réalisé des VECSEL présentant des puissances de sortie de plusieurs W [3].

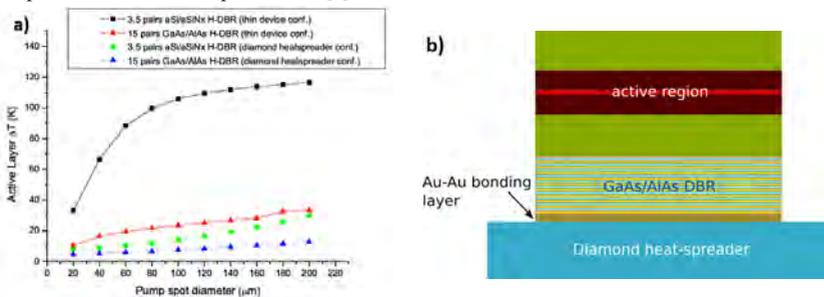


Figure 2 : (a) Comparaison des différentes architectures thermiques typiquement employées pour les VECSELS (simulations FEM). La densité de puissance dissipée est fixée à 10 kW/cm^2 . (b) Structure finale du VECSEL envisagée, en intégrant des DBR GaAs/AlAs et un substrat diamant.

Fort de ces résultats, des premiers tests d'intégration des DBRs GaAs/AlAs + substrat diamant avec des régions actives InP (à puits et à fils quantiques) ont été réalisées. La Fig. 2b montre la structure finale du VECSEL qui est en cours de réalisation. Des résultats préliminaires très encourageants permettent d'envisager la réalisation de VECSEL à puits/fils quantiques avec des bonnes performances en température.

CONCLUSION

Des puissances de sortie de 2 mW (H-DBR de $20 \text{ }\mu\text{m}$) ont été démontrées, en utilisant le nouveau procédé TSHEC, dans le cas de VCSEL en cavité courte. Les performances diminuent de manière significative avec l'augmentation de diamètre du DBR inférieure ou du diamètre de faisceau de pompe, comme le montre les simulations FEM. Ces dernières ont permis d'identifier des architectures optimales, intégrant des DBR GaAs/AlAs sur substrat diamant, qui permettent d'améliorer les performances des VECSEL en cavité étendue. Des tests pour la réalisation de tels VECSELS sont en cours, avec des résultats préliminaires encourageants. Les auteurs remercient la DGA et la Région Bretagne pour leur soutien financier.

REFERENCES

- [1] Taleb et al., *Proceedings of 26th IPRM International Conference*, pp.1,2, Montpellier, 11-15 May 2014
- [2] Taleb et al., en cours de rédaction pour soumission à IEEE Photonics Technology Letters
- [3] Sirbu et al., *Opt. Express* 22, 29398-29403, 2014.

ÉTUDE DE MICRO-RESONATEURS INTEGRES EN HIPPODROME A BASE DE VERRES DE CHALCOGENURES A 1,55 μm POUR DES APPLICATIONS EN OPTIQUE NON LINEAIRE

Enguerran Delcourt¹, Jonathan Lemaitre¹, Emeline Baudet², Loïc Bodiou¹, Yannick Dumeige¹, Pauline Girault¹, Nathalie Lorrain¹, Virginie Nazabal², Joël Charrier¹, Isabelle Hardy^{1,3}, Mohammed Guendouz¹ et Luiz Poffo¹

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

² CNRS UMR 6226 ISCR, Université de Rennes 1, 22302 Rennes, France

³ Institut Mines Telecom, Telecom Bretagne, FOTON, UMR CNRS 6082, F-29238 Brest, France

enguerran.delcourt@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente des résultats préliminaires concernant la réalisation, en optique intégrée, de micro-résonateurs en anneau à base de verres de chalcogénures pour des applications en optique non linéaire à 1550 nm. Nous présentons la simulation et la réalisation technologique de ces micro-résonateurs intégrés. Enfin, nous montrons les premières caractérisations spectrales de ces micro-résonateurs que nous discutons.

MOTS-CLEFS : *optique intégrée; micro-résonateur; verres de chalcogénures; optique non-linéaire*

1. INTRODUCTION

Le mélange à quatre ondes est un effet non-linéaire d'ordre 3 permettant de faire du démultiplexage temporel et de la conversion de longueur d'onde. Faire de telles fonctions en optique intégrée permet d'avoir accès à une large gamme de matériaux ayant des indices de réfraction non linéaires élevés mais surtout de pouvoir diminuer les dimensions des guides d'onde. L'optique intégrée offre également la possibilité de concevoir une large gamme de structures compacte. Dans ce contexte, les études présentées ci-dessous exploitent la grande densité de puissance obtenue dans des micro-résonateurs ainsi que l'indice non-linéaire élevé des verres de chalcogénures [1, 2]. Les verres de chalcogénures ont la particularité de présenter peu de pertes à 1550 nm [3] et offrent une grande capacité d'intégration grâce à leurs indices de réfractions élevés. Les techniques de photolithographie et de gravure actuelles permettent d'atteindre des résolutions suffisantes pour obtenir une propagation monomode.

Cet article présente des simulations révélant l'intérêt des micro-résonateurs en verres de chalcogénures pour l'élaboration de fonctions optiques basées sur des effets non-linéaires du troisième ordre tel que le mélange à quatre ondes. La réalisation technologique de premiers micro-résonateurs intégrés en forme d'hippodrome à base de verres de chalcogénures et les caractérisations optiques de ces dispositifs seront également discutées.

2. GUIDES D'ONDE RUBAN EN VERRES DE CHALCOGENURES

Pour obtenir le guide d'onde de type ruban (Fig. 1a), deux couches de verres de chalcogénures, $\text{Ge}_{12.5}\text{Sb}_{25}\text{Se}_{62.5}$ (Se6) et $\text{Ge}_{28.1}\text{Sb}_{6.3}\text{Se}_{65.6}$ (Se2), ont été déposées successivement par pulvérisation RF magnétron de cibles synthétisées à partir des éléments commerciaux (Ge, Sb, Se) de pureté élevée (5N) sur un substrat de silicium. Ces deux couches correspondent, respectivement, à la couche de confinement ($h = 5 \mu\text{m}$, $n = 2,54$) et à la couche guidante ($h = 0,5 \mu\text{m}$, $n = 2,87$). Les guides d'onde ont ensuite été fabriqués par photolithographie ($\lambda = 365 \text{ nm}$) et gravure sèche (Reactive Ion Etching) avec un plasma de CHF_3 (figure 1a).

La propagation optique à l'intérieur de ces guides a été simulée à l'aide d'un logiciel commercial (FIMM WAVE de Photon Design) en tenant compte des indices de réfraction précédemment mentionnés. Nous avons ainsi pu calculer les indices effectifs des différents modes optiques se propageant dans le guide d'onde pour les polarisations TE et TM (Fig. 1b). Ces simulations permettent de prédire une propagation monomodale pour des largeurs de guides inférieures à 1,75 μm. Ces simulations ont pu être vérifiées expérimentalement par l'injection, à l'aide d'une fibre micro-lentillée, d'une source large bande émettant autour de 1,5 μm dans le cœur du guide. La facette de sortie du guide est ensuite imagée sur une caméra infra-rouge par l'intermédiaire d'un objectif de fort grandissement et d'ouverture numérique élevée. Les Fig. 1c et 1d montrent le bon accord entre la répartition d'intensité lumineuse enregistrée en "champ proche" optique à la sortie d'un guide de 1,5 μm de largeur et la simulation correspondante.

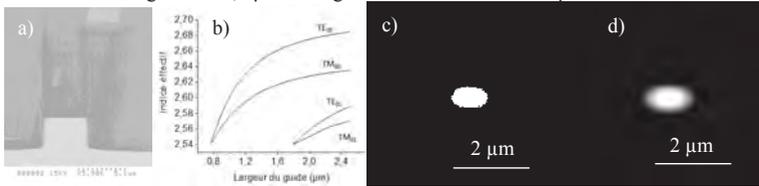


Fig. 1 : a) Image de microscopie électronique à balayage d'un guide ruban de 5 μm de largeur, b) Indices effectifs simulés à 1,55 μm d'un guide d'onde de type ruban constitué de verres de chalcogénures, c) et d) Profils d'intensité expérimental et simulé du mode optique se propageant dans un guide de 1,5 μm de largeur.

3. CONCEPTION DE MICRO-RESONATEURS EN VERRES DE CHALCOGENURES

Le mélange à 4 ondes est un effet non-linéaire du troisième ordre qui permet de réaliser de la conversion de fréquences. L'efficacité de cette conversion est liée à la non-linéarité de la structure γ et à la puissance de pompe. Les guides d'onde combinant l'emploi de matériaux hautement non-linéaires comme les verres de chalcogénures (n2 = 1,7.10⁻¹⁸ m².W⁻¹) et un confinement important du mode optique propagé (A_{eff}) permettent d'obtenir des structures présentant un paramètre non-linéaire γ = (2.π.n2)/ (λ.A_{eff}) très important. De plus, l'utilisation de structures résonnantes renforce la densité de puissance intra-cavité, favorisant ainsi également l'observation d'effets non-linéaires. Ce facteur d'amélioration de la puissance intra-cavité (FE) dépend du taux de couplage κ entre le guide et la cavité, des pertes par tour α et du taux de transmission τ (Fig. 2a) suivant l'équation 1. L'efficacité de conversion d'une structure résonante est donnée par l'équation 2.

$$FE = \sqrt{\frac{\kappa^2 \cdot \alpha^2}{(1 - \alpha\tau)^2}} \approx \sqrt{\frac{2 \cdot I \cdot S \cdot L \cdot Q}{\pi \cdot \lambda \cdot P}} \quad (1) \quad \eta_{FWM} = (P \cdot \gamma)^2 \cdot (FE)^8 \cdot P_{pompe}^2 \quad (2)$$

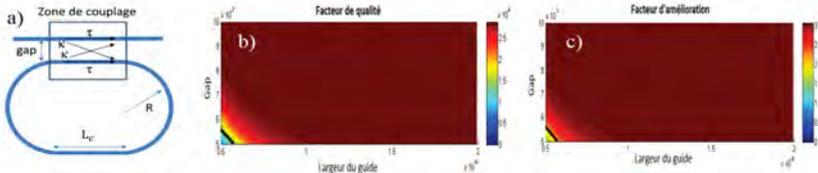


Fig. 2 : a) Représentation schématique du microrésonateur avec son guide d'accès, b) et c) Facteur de qualité (λ₀/Δλ_{FWHM}) et facteur d'amélioration (FE) pour un résonateur ayant comme superstrat l'air, un rayon de 25μm, une longueur de couplage de 70 μm et des pertes de propagations de 8 dB/cm.

Le trait noir représente la zone de couplage critique, c'est-à-dire les couples de largeur et de gap permettant un contraste maximal des résonances. Ce couplage a été privilégié aux autres car il permet d'envoyer un maximum d'énergie dans les résonances. Ce couplage peut-être obtenu pour des gaps et des largeurs de guide de l'ordre de 0,5μm atteignables en salle blanche.

4. FABRICATION ET CARACTERISATION DE MICRO-RESONATEURS EN VERRES DE CHALCOGENURES

Un procédé technologique similaire à celui utilisé pour fabriquer les guides ruban a été mis en œuvre pour obtenir de premiers micro-résonateurs en hippodrome. Ces hippodromes ont les mêmes paramètres que ceux simulés figure 2 mais d'une largeur de $2\ \mu\text{m}$ (Fig. 3b). Les images de microscopie électronique à balayage (Fig. 3a et b) mettent en évidence la réalisation de flancs de gravure verticaux ainsi que le contrôle de la largeur du gap submicronique séparant le guide d'accès et le micro-résonateur.

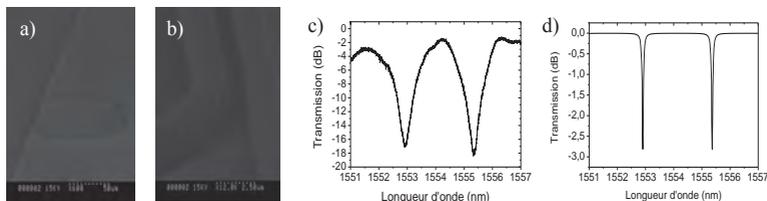


Fig. 3 : a) et b) Vues obtenues par MEB du microrésonateur avec son guide d'accès à différents grossissements, (c) Spectres expérimental du microrésonateur caractérisé, (d) spectre théorique « attendu » (pertes de 8 dB/cm et un taux de couplage de 0,05 %)

Un premier résonateur en hippodrome a été caractérisé optiquement. La signature spectrale expérimentale de ce microrésonateur est représentée sur la figure 3c. L'intervalle spectrale libre est égal à 2.81 nm et est en accord avec la valeur calculée théoriquement. Par contre, ce spectre révèle un facteur de qualité faible ($3,32 \times 10^3$) et un contraste en amplitude important (15 dB) alors que le spectre théorique attendu en supposant le couplage du mode fondamental prévoyait un facteur de qualité égal à $2,98 \times 10^4$ et un contraste faible de quelques dB.

Les pertes de propagation ont été mesurées par cut-back et estimées à 8 dB/cm. Afin de pouvoir superposer le spectre expérimental et le spectre théorique, il est nécessaire d'apporter au modèle un taux de couplage (50 %) et des pertes de propagation bien plus élevées que les pertes mesurées et le taux de couplage du mode fondamental. La figure 1 b montre la présence de plusieurs modes de propagation pour les dimensions $w = 2\ \mu\text{m}$ et $h = 0,5\ \mu\text{m}$. On peut donc penser que le meilleur recouvrement d'un mode d'ordre supérieur avec le résonateur ainsi que des pertes de propagation élevées soient à l'origine des résonances observées. Le caractère multimodal du guide se manifeste seulement au niveau de la résonance et les pertes théoriques de 30 dB/cm du mode excité ne permettent pas son observation en champ lointain (Figure 1c).

CONCLUSION

La réalisation technologique et la caractérisation optique de micro-résonateurs en hippodrome en verres de chalcogénures ont été présentées. Ces premiers résultats permettent d'envisager, en adaptant les dimensions des guides afin de les rendre monomodes, l'utilisation de micro-résonateurs afin d'exacerber les propriétés non linéaires des verres de chalcogénures pour des applications de conversion de fréquence notamment.

REFERENCES

- [1] B. J. Eggleton, B. Luther-Davies and K. Richardson, *Nature Photonics*, 5 (2011) 141-148
- [2] M. Olivier, J.C. Tchahame, P. Nemeč, M. Chauvet, V. Besse, C. Cassagne, G. Boudebs, G. Renversez, R. Boidin, E. Baudet and V. Nazabal, "Structure, nonlinear properties, and photosensitivity of $(\text{GeSe}_2)_{100-x}(\text{SbSe}_3)_x$ glasses," *Optical Materials Express*, vol 4, No. 3, 2014
- [3] J. Charrier, M. L. Anne, H. Lhermite, V. Nazabal, J. P. Guin, F. Charpentier, T. Jouan, F. Henrio, D. Bosc and J.L.Adam, "Sulphide $\text{Ga}_x\text{Ge}_{25-x}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65(x=0,5)}$ sputtered films: Fabrication and optical characterizations of planar and rib optical waveguides," *Journal of Applied Physics*, vol 104, 2008

VERS LA SIMULATION D'UN LASER A MULTI-PUITS QUANTIQUES III-V DIRECTEMENT INTEGRE SUR SILICIUM : EFFET D'UNE COMPOSITION GRADUELLE DANS LA ZONE DE CONFINEMENT OPTIQUE

Yong Huang¹, Ronan Tremblay¹, Charles Cornet¹, Laurent Pedesseau¹, Alain Rolland¹, Jacky Even¹, Olivier Durand¹

¹*Fonctions Optiques pour les Technologies de l'Information, FOTON UMR 6082, CNRS, INSA de Rennes, 35708 Rennes, France*

yong.huang@insa-rennes.fr

RÉSUMÉ

La technologie optoélectronique III-V directement intégrée sur silicium fait partie des thèmes de recherches les plus porteurs pour l'industrie des semi-conducteurs à bas coûts. Dans cette étude, nous avons simulé les propriétés électriques et optiques d'hétérostructures semi-conductrices III-V en accord de maille sur un pseudo-substrat GaP/Si. L'effet d'une composition d'alliage graduelle dans la zone de confinement optique est étudié.

MOTS-CLEFS : *Propriétés électrique et optique ; laser ; silicium ;semiconducteur*

1. INTRODUCTION

Actuellement, le laboratoire FOTON travaille sur l'optimisation des alliages Ga(N)AsP. Ce matériau est spécialement conçu pour être en accord de maille sur pseudo-substrat GaP/Si, obtenu par le dépôt d'une fine couche de GaP sur substrat silicium [1-4]. La forte proportion d'As favorise le caractère direct du gap électronique. Cette approche doit permettre l'« intégration monolithique » de composants optoélectroniques [5-6]. L'étude théorique des propriétés électroniques et optiques des matériaux quaternaires intégrés est menée par une approche semi-empirique [7]. Le problème est abordé au laboratoire FOTON en deux parties : 1) la croissance d'hétérostructures et de composants sur substrat GaP et, 2) l'étude de l'interface du pseudo-substrat GaP/Si. Le papier présenté concerne l'optimisation d'un émetteur laser à multipuits quantiques sur substrat GaP.

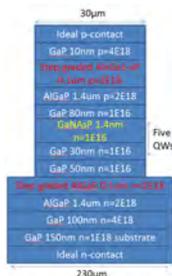


Fig. 1 : Schéma global de la structure laser.

Le schéma global de la structure laser est représenté sur la figure 1. Le matériau quaternaire Ga(N)AsP d'azote dilué utilisé dans la zone active, est coloré en jaune. Nous avons considéré 5 puits dans la zone active de cette structure. L'aluminium est utilisé dans les zones de confinement optique (colorées en rouge), en raison du contraste d'indices entre GaP et AlP. La composition des alliages peut être graduelle. La base de la structure dopée n mesure 230µm. Le haut de la structure dopée p mesure 30µm. Les dopages considérés sont indiqués sur le schéma de la structure.

2. ETUDES ELECTRIQUE ET OPTIQUE

L'alliage à base d'aluminium est nécessaire pour la zone de confinement optique. Il induit néanmoins la présence de barrières énergétiques aux interfaces avec la zone de confinement optique (figure 2 a-b). L'effet d'une composition graduelle d'aluminium sur la bande de valence près du contact p est illustré pour l'exemple figure 2-b. La figure 2-c (zoom en inset) représente l'intensité d'électroluminescence calculée avec et sans composition graduelle dans la zone active. Les recombinaisons radiatives ont été prises en compte dans la zone active.

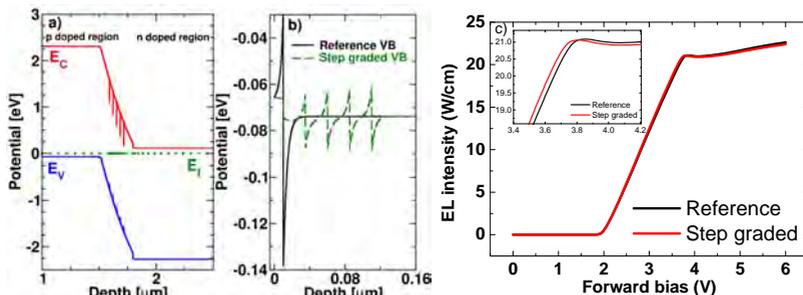


Fig. 2 : a) Profils énergétiques pour les bandes de conduction E_c , de valence E_v , et le niveau de Fermi E_f pour la structure sans composition graduelle dans la zone de confinement optique. b) Comparaison entre les structures avec et sans composition graduelle pour la bande de valence E_v à l'interface pGaP/pAlGaP près du contact p. c) Intensité d'électroluminescence en fonction de la tension appliquée: comparaison avec et sans composition graduelle dans la zone de confinement optique.

3. CONCLUSION

L'utilisation d'un alliage graduel dans la zone de confinement optique améliore légèrement les caractéristiques optoélectroniques des structures laser. L'étape suivante des simulations portera sur la modélisation de l'effet laser en introduisant le gain dans la zone active.

REFERENCES

- [1] K. Volz et al., J. Cryst. Growth 315, 37, 2011.
- [2] K. Yamane et al., J. Cryst. Growth 312, 2179, 2010.
- [3] T. J. Grasman et al., Appl. Phys. Lett. 94, 232106, 2009.
- [4] A. Létoublon et al. J. Cryst. Growth 323, 409, 2011.
- [5] T. Quinci et al., J. Cryst. Growth 380, 157, 2013.
- [6] T. Nguyen Thanh et al., Thin Solid Films 541, 36, 2013.
- [7] Silvaco: ATLAS User's Manual. <http://silvaco.com> (2013)

LIMITATION DES CONVERTISSEURS ANALOGIQUE-NUMERIQUE POUR LES TECHNIQUES D'ÉCHANTILLONNAGE OPTIQUE LINEAIRE

T.-H. Nguyen¹, M. Gay¹, F. Gomez-Agis^{1*}, S. Lobo¹, E. Borgne¹, M. Joindot¹, O. Sentieys², J.-C. Simon¹ et L. Bramerie¹

¹ CNRS, UMR 6082 Foton, Université de Rennes 1, ENSSAT, 22305 Lannion, France, *anciennement au laboratoire

² INRIA / IRISA, Campus de Beaulieu, 35000 Rennes, France

Trung-Hien.Nguyen@enssat.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions expérimentalement et numériquement les caractéristiques nécessaires à un convertisseur analogique numérique pour l'échantillonnage optique linéaire à temps équivalent de signaux optiques à très haut débit d'information. Nous appliquons, à titre d'exemple, ces résultats au cas de signaux NRZ à 10 Gbit/s et QPSK à 10 Gbaud.

MOTS-CLEFS : *détection cohérente ; convertisseur analogique numérique ; échantillonnage optique linéaire*

1. INTRODUCTION

La technique d'échantillonnage optique linéaire à temps équivalent a montré son potentiel pour la caractérisation et le contrôle de signaux optiques haut débit (jusqu'à 640 Gbit/s) et modulés en phase (démontrée jusqu'à 64 états de modulation) avec une meilleure sensibilité que les techniques non linéaires [1-2]. L'intérêt de cette approche est d'utiliser des interfaces électriques à faible cadence d'échantillonnage pour l'analyse de signaux à très haut débit.

Cette technique de sous-échantillonnage fait intervenir le battement d'une source d'impulsions courtes à faible cadence de répétition (de l'ordre de 1 GHz) avec le signal à analyser dans un récepteur cohérent. Après détection et numérisation par un convertisseur électronique analogique-numérique (ADC) et traitement numérique du signal, le signal à très haut débit peut être reconstruit. Les caractéristiques nécessaires de la source impulsions ont été étudiées dans [3-4].

Dans ce papier, nous proposons d'étudier les caractéristiques de l'ADC faible cadence nécessaires à une reconstruction fidèle du signal à très haute cadence. Les ADC disponibles sur le marché et envisageables pour ce type d'analyse à temps équivalent, ont des caractéristiques (nombre effectif de bits (ENOB) – bande passante (BW) – temps d'intégration (sampling track-and-hold (T/H))) qui varient typiquement entre (8-3 GHz-0.33 ns) et (16-125 MHz-0.8 μs). Afin de rendre variables les paramètres de l'ADC, nous utilisons dans notre expérience les ADC d'un oscilloscope électrique (DSO) de bande passante élevée (16 GHz), à grande vitesse d'échantillonnage (40 GS/s) pour pouvoir ensuite, à l'étape de traitement numérique, faire varier artificiellement les paramètres de l'ADC. L'impact des paramètres de l'ADC sont ainsi évalués par le calcul du facteur de qualité (facteur-Q) et du vecteur d'erreur (EVM) et comparés aux valeurs obtenues sans dégrader les paramètres de l'ADC.

2. PRINCIPE D'ÉCHANTILLONNAGE OPTIQUE LINEAIRE

La Fig. 1 présente le principe de l'échantillonnage optique linéaire utilisé pour une analyse à temps équivalent.

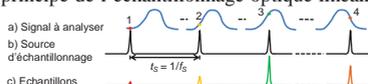


Fig. 1 : Principe de l'échantillonnage optique par temps équivalent.

Le battement du signal périodique à analyser (Fig. 1(a), période T) avec un train d'impulsions courtes (Fig. 1(b)) à basse cadence et de fréquence d'échantillonnage f_s légèrement différente de $1/nT$ (n étant un sous multiple de la période du signal) dans un récepteur cohérent crée un sous-échantillonnage du signal. Les échantillons optiques ainsi détectés sont convertis dans le domaine numérique par un ADC synchronisé avec la source d'échantillonnage, créant une nouvelle étape de sous-échantillonnage à la cadence $1/T_{ADC}$ (Fig. 1(c)). Le diagramme de l'œil peut ensuite être reconstruit par traitement numérique (DSP pour digital signal processing) [5], et la qualité du signal évaluée. Grâce à ce principe de sous-échantillonnage, les contraintes sur les caractéristiques de l'ADC peuvent être relâchées selon le taux de répétition de la source d'échantillonnage. Par ailleurs, la résolution de cette analyse à temps équivalent dépend de la largeur des impulsions de la source d'échantillonnage et de sa gigue temporelle [1-2]. Il convient donc d'utiliser une source impulsionnelle courte et de taux de répétition de l'ordre de 1 GHz à faible bruit de phase. L'objectif de ce travail est de déterminer les performances minimales de l'ADC (BW, ENOB, T/H) pour qu'un signal puisse être correctement reconstruit. Les principales dégradations liées à ces paramètres sont des erreurs sur le niveau en amplitude des échantillons liées au filtrage passe bas (LPF) dépendant de la BW, à l'erreur de quantification de l'ADC qui dépend de l'ENOB, et au temps d'intégration τ des circuits analogiques (sampling track-and-hold (T/H)).

3. MONTAGE EXPERIMENTAL

Le schéma expérimental est représenté sur la Fig. 2(a). Deux types de signaux sont analysés : un signal NRZ avec une modulation tout ou rien (OOK on-off keying) et un signal en modulation de phase à quatre états (QPSK pour quadrature phase shift keying) à 10 Gbaud.

Pour la source d'échantillonnage, nous utilisons un générateur de peigne de fréquence utilisant un modulateur électro-optique à un taux de répétition de 11,432 GHz avec une faible gigue temporelle (~ 100 fs) et une largeur d'impulsion de 5 ps [6]. Le taux de répétition de cette source est ensuite réduit en sélectionnant une impulsion sur seize à travers un modulateur MZM piloté par un générateur de signaux électriques à 714,5 MHz afin de travailler avec un taux de répétition à faible cadence. Le signal haute cadence à analyser et la source d'échantillonnage faible cadence sont ensuite injectés dans un récepteur cohérent générant les composantes en phase (I) et en quadrature (Q). Dans cette expérience nous considérons un seul un état de polarisation.

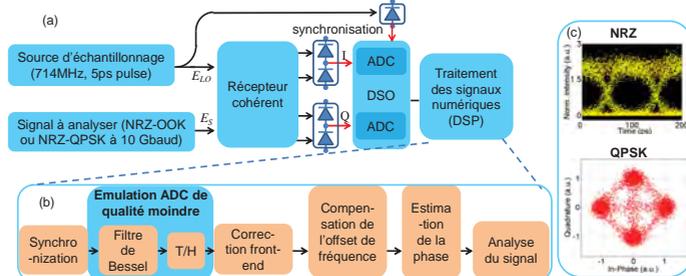


Fig. 2 : (a) Schéma de l'échantillonneur linéaire considéré. (b) Blocs du DSP. (c) Diagramme de l'œil NRZ et constellation QPSK obtenus.

Les convertisseurs analogique-numérique d'un DSO d'ENOB égal à 5,5 bits sont utilisés pour la numérisation. La BW effective et le temps d'intégration des ADC sont ensuite ajustés numériquement pour émuler un ADC faible cadence. Cette 1^{ère} partie du montage est réalisée expérimentalement et également simulée numériquement.

La Fig. 2(b) présente les étapes de traitement numérique utilisées dans ces études (à la fois numérique et expérimentale); la plupart des blocs sont classiques pour la technique d'échantillonnage optique linéaire et sont décrits dans la Réf. 5. Le bloc d'émulation de limitation des ADC contient un limiteur de bande passante modélisé par un filtre de type Bessel du 5^{ème} ordre,

un temps d'intégration modélisant la fonction intégrale (T/H) défini par le nombre de points échantillonnés utilisés pour calculer l'intégrale, et une étape d'introduction de bruit de quantification. L'impact de la BW et du temps d'intégration sont insérés dans le traitement numérique des données expérimentales, tandis que l'impact de l'ENOB n'est introduit que pour le traitement des données numériques pour pouvoir atteindre des valeurs d'ENOB supérieures à celui du DSO. A l'issue de ces étapes de traitement, nous obtenons les diagrammes de l'œil ou constellation du signal à analyser. Les Fig. 2(c) sont obtenues pour les signaux NRZ et QPSK avec une BW de 3 GHz, un temps d'intégration de 0,4 ns et un ENOB de 5.5. Pour l'étude numérique, les différentes contributions de bruit (amplificateur optique, amplificateur électrique, photodiodes) sont considérées comme des bruits blancs gaussiens dans la bande considérée.

4. RESULTATS ET DISCUSSION

L'étude expérimentale de l'impact de la BW de l'ADC pour des temps d'intégration de $\tau = 0,4$ et $0,8$ ns (valeurs typiques) sur les deux signaux considérés est présentée sur la Fig. 3. On peut observer que, lorsque le temps d'intégration augmente, la qualité du signal se dégrade puisque celui-ci impacte le nombre d'échantillons intégrés. Lorsque la BW de l'ADC augmente, on observe d'abord une amélioration de la qualité du signal, qui correspond à une diminution des interférences entre symboles (ISI), puis la qualité du signal reste relativement stable et atteint la valeur obtenue sans dégrader les paramètres de l'ADC.

L'étude numérique de l'impact de l'ENOB de l'ADC pour une BW de 0,5 et 2 GHz et un temps d'intégration de 0,2 ns est présentée sur la Fig. 4. Nous observons que pour un ENOB inférieur à 5,5 bits, la qualité du signal détecté se dégrade à cause de l'erreur de quantification. Lorsque l'ENOB est supérieur ou égal à 6 bits, il n'y a plus d'influence sur la qualité du signal quelle que soit la BW de l'ADC.

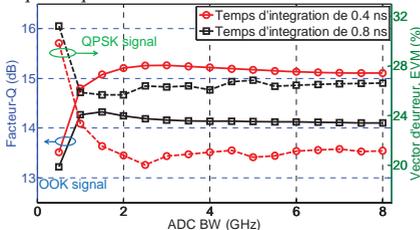


Fig. 3 : Résultats expérimentaux : facteur de qualité et EVM en fonction de la BW des ADC.

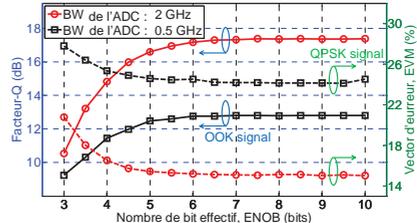


Fig. 4 : Modélisation : facteur de qualité et EVM vs. ENOB pour un temps d'intégration de 0.2 ns.

CONCLUSION

L'impact des paramètres des convertisseurs analogique-numérique d'un système d'échantillonnage optique linéaire à temps équivalent est étudié expérimentalement et numériquement pour définir les exigences de ces systèmes. Pour une cadence d'analyse de 700 MHz de l'ADC, une BW de 2 GHz et un ENOB de 6 bits suffisent pour analyser et reconstruire fidèlement des signaux NRZ à 10 Gbit/s et QPSK à 10 Gbaud.

REMERCIEMENT

Ce travail est financé par le contrat de plan état-région PONANT, le projet OCELOT (réf. ANR-10-VERS-0015) et le Ministère de la recherche.

REFERENCES

- [1] C. Dorrer et al., "Monitoring of optical signal from constellation ...," *J. Lightw. Technol.*, vol. 24, no. 1, pp. 313-321, 2006.
- [2] H. Sunnerud et al., "Characterization of complex optical modulation ...," *J. Lightw. Technol.*, vol. 30, no. 24, pp. 3747-3759, 2012.
- [3] I. Kim et al., "Requirements for the sampling source ...," *Opt. Express*, vol. 12, no. 12, pp. 2723-2730, 2004.
- [4] T.-H. Nguyen et al., "Impact of sampling source extinction-ratio ...," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 25, no. 7, pp. 663-666, 2013.
- [5] M. Westlund et al., "Software-synchronized all-optical sampling ...," *J. Lightw. Technol.*, vol. 23, no. 3, pp. 1088-1099, 2005.
- [6] S. Xiao et al., "Towards a low-jitter 10 GHz pulse source ...," *Opt. Express*, vol. 16, no. 12, pp. 8498-8508, 2008.

INVESTIGATION DE L'EFFET DE L'AUGMENTATION DE LA TENSION DE PILOTAGE SUR LES PERFORMANCES UN MODULATEUR OPTIQUE MZI DE SILICIUM EXPLOITANT LE RÉGIME DE LA LUMIÈRE LENTE D'UN GUIDE D'ONDE À CRISTAL PHOTONIQUE PLANAIRE.

Hucham Belkebir¹, Abdelaziz Qarchi¹, Abdellah Mir³, Abdenbi Bouzid²

¹ *Département AEEE, ENSAM de Meknès, Université Moulay Ismail, Meknès, Maroc*

² *Laboratoire LPMMS, Département de physique, Faculté des sciences de Meknès, Moulay Ismail, Meknès, Maroc*

³ *Laboratoire LAMPE, équipe de traitement optronique de l'information, Département de physique, Faculté des sciences de Meknès, Moulay Ismail, Meknès, Maroc*

h.belkebir@ensam-umi.ac.ma

RÉSUMÉ

Dans cette communication, nous étudions l'effet de l'augmentation de la tension de pilotage sur les performances d'un modulateur optique de type MZI réalisé en technologie SOI principalement en terme de fréquence de commutation. L'étude a été menée par simulation numérique des propriétés électriques de la diode PIN qui sert comme dispositif de commande électrique de la variation de l'indice optique du silicium dans la région active du modulateur. Les résultats de cette simulation sont transposés dans le logiciel de calcul du diagramme de dispersion du mode pair quasi-TE du guide d'onde à cristal photonique planaire optimisé pour le fonctionnement en régime de la lumière lente. Les résultats obtenus montrent l'immunité de la fonction de transfert du modulateur envers la non-uniformité de la variation de l'indice optique du silicium causé par des valeurs de tension de pilotage modérées.

MOTS-CLEFS : *effet de dispersion du plasma; cristal photonique planaire; modulateur optique; diode PIN*

1. INTRODUCTION

Le remplacement des connexions métalliques par des composants photoniques dans les circuits intégrés électroniques dans le but d'outrepasser les faiblesses et les limitations de la technologie actuelle est l'un des grands challenges que les spécialistes du domaine essaient de surmonter depuis pas mal de temps [1]. La difficulté réside au niveau du matériau semi-conducteur utilisé pour réaliser les puces électronique. Certes, le silicium est un matériau de choix pour les composants électroniques, mais c'est un mauvais candidat pour la fabrication des composants photoniques. Sa faiblesse vient de sa Centrosymétrie qui empêche l'apparition de l'effet électrooptique. Les effets non-linéaires dans le silicium sont trop faibles pour envisager leur exploitation dans la modulation de la lumière [2]. Toutefois l'avènement de la nanotechnologie d'une part et la découverte du régime de la lumière lente dans les structures photoniques résonnantes d'autre part a relancé l'intérêt pour le silicium comme plateforme matériel capable d'héberger à la fois les composants électroniques et photoniques [3]. Les travaux de Soref et collaborateurs en 1987 ont montré la possibilité de commander électriquement les propriétés optique du matériau en utilisant l'effet de dispersion du plasma libre [4]. La démonstration du régime de la lumière lente dans les guides d'onde à cristal photonique planaire a renforcé cette tendance [5]. Le silicium pourra être un candidat intéressant pour réaliser des micro-modulateurs optiques opérant à des fréquences de commutations de l'ordre des GHz. L'idée consiste à utiliser des guides d'ondes à cristal photonique planaire fonctionnant dans le régime de la lumière lente comme bras du modulateur optique à base d'interféromètre de Mach-Zehnder [6]. Il existe plusieurs solutions pour réaliser le pilotage électrique du modulateur. Nous avons choisi celle qui consiste à utiliser une diode pin. L'apport d'une telle configuration réside dans le fait qu'elle permet de réduire d'un ordre d'échelle la longueur des bras du modulateur et de garantir le

maximum de recouvrement entre la région active de la diode et le champ électromagnétique de l'onde conduisant ainsi à une meilleure modulation du signal optique [7]. Cependant, cette technologie souffre aussi d'un inconvénient qui pourra limiter son intérêt. Le silicium comme matériau semi-conducteur exhibe des propriétés électroniques mal adaptées aux hautes fréquences de basculement. Les temps de transit et de recouvrement des porteurs de charges libres lors des phases de mise en conduction et de blocage de la diode pin sont très longs pour les dispositifs qui utilisent la technique d'injection des charges pour modifier l'indice optique du matériau. Ceci pénalise les performances du modulateur surtout au niveau de la fréquence de modulation qui se voit limiter à quelques centaines de MHz. La tension de pilotage joue un rôle important dans la réduction de la latence en polarisation directe et inverse mais au détriment d'une perte d'uniformité de la distribution spatiale de la variation d'indice optique dans la région active du modulateur [7]. Le propos de ce travail est d'investiguer par simulation numérique l'effet de l'augmentation de la tension de pilotage sur les performances du modulateur optique notamment la préservation de la longueur de commutation L_{π} .

2. CADRE GÉNÉRAL

Le silicium, matériau semi-conducteur, possède un indice optique modérément élevé ($\epsilon_{Si} = 11.7$). Il est transparent dans la fenêtre des fréquences télécoms. Son indice optique et son coefficient d'absorption optique peuvent être modulés en faisant recours à l'effet de dispersion du plasma libre [4]. Les modulateurs optiques à base de silicium se répartissent entre deux grandes familles. Celles qui utilisent une configuration transversale à base de transistor à effet de champ et celles qui utilisent une configuration latérale à base de diode. Cette dernière catégorie de modulateur est la mieux adaptée au guide d'onde à cristal photonique planaire qui nécessite une architecture latérale. Le pilotage électrique de la variation de l'indice optique du silicium dans la région active du modulateur est effectué par une diode PIN. La tension de pilotage qu'on applique entre ses électrodes permet d'injecter des porteurs de charges libres dans la région intrinsèque de la diode menant ainsi à la modification de la densité des électrons et trous et par suite à la modulation de l'indice et du coefficient d'absorption du silicium. Il a été montré qu'une variation de l'ordre de 10^{-3} de l'indice optique est largement suffisante pour obtenir la commutation de la fonction de transfert du modulateur pour une longueur de basculement acceptable et tout en maintenant le coefficient d'absorption à des valeurs non nuisibles [6]. Une telle situation est atteinte si on applique une tension de pilotage égale à la valeur nominale qui correspond à une telle variation des densités des porteurs en régime permanent de la diode PIN lors de sa polarisation en directe. Cependant les simulations qu'on a menées montrent qu'un tel choix est pénalisant au niveau du temps de mise en conduction de la diode PIN [8]. De même lorsque la diode est polarisée en inverse pour désertir la région intrinsèque des porteurs en excès, le temps de recouvrement introduit une latence inacceptable au niveau de la fonction de commutation ce qui abaisse la fréquence de commutation. Pour remédier à ce problème, il existe plusieurs voies exploratoires. Soit on travaille sur l'amélioration de la mobilité des porteurs libres dans le silicium ou soit on élève la tension de pilotage afin d'accélérer les processus d'injection en polarisation directe et de désertion en polarisation inverse lors du fonctionnement du modulateur en commutation. Dans cette communication nous avons choisi d'explorer les possibilités offertes par la deuxième voie. En employant des tensions de pilotages modérées tout en restant dans le régime linéaire de la diode PIN nous allons dresser les effets remarquables sur la préservation de la longueur de commutation du modulateur.

3. MODÉLISATION ET SIMULATION

Le modulateur optique utilisé dans ce travail est un interféromètre Mach-Zehnder fabriqué en technologie silicium sur isolant. Ses bras sont conçus de deux guides d'onde identiques à cristal photonique planaire. Ces derniers ont été modifiés et optimisés pour opérer en régime de la lumière lente avec un indice de groupe égale à 38 [8].

3.1 Modèle électrique

Dans l'une des armes du modulateur on a incorporé une diode PIN de largeur $10\mu\text{m}$. La région Intrinsèque de la diode s'étend sur $4\mu\text{m}$ et abrite la grande partie du guide d'onde à cristal photonique planaire. L'idée est d'isoler le canal de guidage des régions fortement dopées de la diode pin où les pertes optiques sont extrêmes. L'épaisseur de l'épi-couche de silicium est de 230nm . Le courant d'injection parcourt la diode de l'anode, placée dans la région dopée P ($N_a = 5 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$), à la cathode placée dans la région dopée N ($N_d = 5 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$). Le dopage dans la région intrinsèque est maintenu à une densité $N_i = 10^{15}\text{cm}^{-3}$. Le comportement transitoire et permanent de la diode PIN a été simulé en utilisant la méthode des volumes finis et l'algorithme "Leapfrog".

3.2 Modèle optique

La modélisation optique consiste à utiliser les résultats de la simulation électrique de la diode PIN notamment les densités des porteurs de charge en régime transitoire afin de calculer la variation de l'indice et le coefficient d'absorption optique du silicium Δn et $\Delta\alpha$ à la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$ en utilisant la formule empirique de Soref. Ensuite, Δn et $\Delta\alpha$ seront transposés par interpolation linéaire dans le code de calcul par éléments finis du diagramme de dispersion du mode pair quasi-TE du guide d'onde à cristal photonique planaire. Le but est de pouvoir évaluer le décalage Δk induit par une telle variation et d'estimer son impact sur les performances du modulateur optique MZI.

4. RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

4.1 Caractéristique I-V de la diode PIN

Dans un premier temps nous avons simulé les propriétés électriques de la diode PIN en régime permanent pour établir le lien entre la tension de pilotage et le courant d'injection. Les résultats sont explicités dans la figure 1. La tension de pilotage qui permet d'obtenir la variation $\Delta n = 10^{-3}$ est égale à

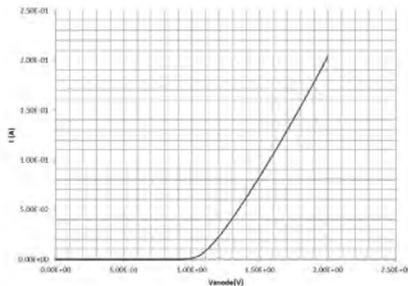


FIGURE 1 : Diagramme I-V de la diode PIN

$V_a = 0.89\text{V}$ pour une intensité de courant égale à $4.77 \times 10^{-5}\text{A}$.

4.2 Répartition spatiale de la densité des porteurs de charges dans la région active

En régime stationnaire et pour une tension de polarisation égale à 0.89V , la densité des porteurs de charges libres dans la région active est donnée par la figure 2 : La densité des électrons est égale à celle des trous et elle est de l'ordre de $2.8 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$. En transposant cette valeur dans la formule empirique Soref on trouve une variation d'indice optique égale à 10^{-3} et une variation du coefficient d'absorption de l'ordre de 4.6dB/cm .

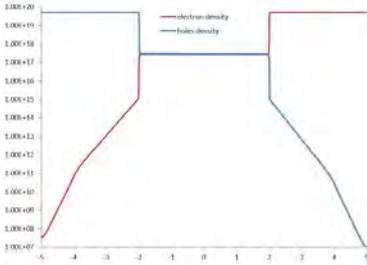


FIGURE 2 : Répartition spatiale de la densité des porteurs de charges dans la région active

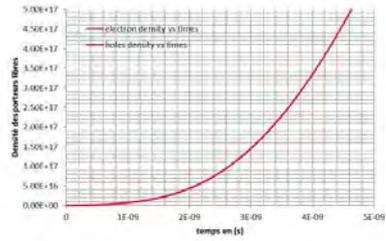


FIGURE 3 : t_{ON} de la diode PIN pour $V_{ON} = 1.1V$

4.3 Temps de transit en régime transitoire

La simulation en régime transitoire pour une tension de polarisation directe égale à $0.89V$ a montré un temps de mise en conduction de l'ordre de $13ns$. En polarisation inverse, nous avons utilisé une tension de blocage de $-1V$. Le temps de recouvrement correspondant est de l'ordre de $3.5ns$. Pour améliorer ces performances nous avons augmenté la tension de pilotage à une valeur qui appartient à la région linéaire de la caractéristique $I - V$, V_{ON} est prise égale à $1.1V$. Les résultats des simulations sont représentés dans la figure 3. Le temps de mise en conduction a été réduit à $3.75ns$ pour $V_{ON} = 1.1V$. Toutefois la répartition spatiale de la variation d'indice optique dans la région active de la diode PIN a perdu de son uniformité ce qui peut se répercuter négativement sur la fonction de modulation en dégradant ses performances. Pour mesurer l'impact d'une telle non uniformité de Δn (figure 4), nous avons procédé au

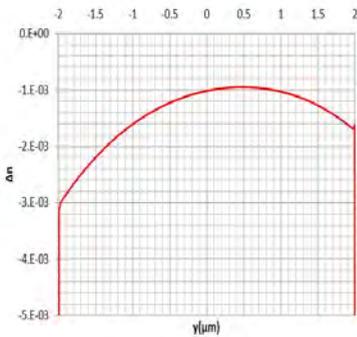


FIGURE 4 : Répartition spatiale de Δn dans la région active de la diode PIN pour $V_a = 1.1V$ et $t_{on} = 3.75ns$

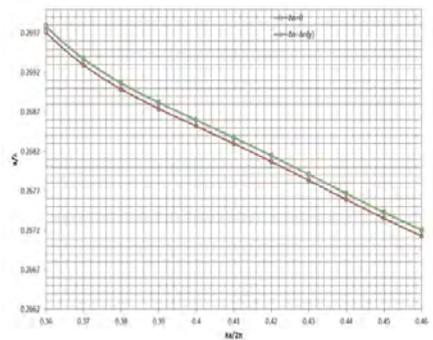


FIGURE 5 : déplacement du diagramme de dispersion du mode pair quasi-TE du PPhCW

calcul du diagramme de dispersion du mode pair quasi-TE du guide d'onde à cristal photonique planaire.

4.4 Diagramme de dispersion du mode pair quasi-TE du PPhCW

Le diagramme de dispersion du mode pair quasi-TE du PPhCW a été calculé en présence de la tension de polarisation et en son absence afin d'estimer le décalage Δk et par suite l'effet sur la longueur

de basculement du modulateur optique MZI (figure 5). D'après les résultats de simulation il apparait clairement que la non-uniformité spatiale de Δn dans la région active de la diode pin n'a pas beaucoup influencé la réponse optique du guide d'onde à cristal photonique planaire. Le décalage est presque le même enregistré dans le cas où la variation de n est uniforme.

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons étudié numériquement l'impact de l'élévation de la tension de pilotage du modulateur optique sur ces performances surtout sur la fréquence de commutation. Nous avons pu montrer qu'à une tension de 1.1V, il est possible de réduire le temps de mise en conduction à la moitié de la diode PIN qui nous permet de commander électriquement la variation de l'indice optique de la région active du modulateur tout en maintenant la réponse optique des bras du modulateur intacte.

RÉFÉRENCES

- [1] D A B. Miller. Rationale and challenges for optical interconnects to electronic chips. *Proceedings of the IEEE*, 88(6) :728–749, June 2000.
- [2] Graham T. Reed. *Silicon photonics : an introduction*. John Wiley, Chichester ; Hoboken, NJ, 2004.
- [3] Toshihiko Baba. Slow light in photonic crystals. *Nature Photonics*, 2(8) :465–473, August 2008.
- [4] R. Soref and B. Bennett. Electrooptical effects in silicon. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 23(1) :123–129, January 1987.
- [5] T F Krauss. Slow light in photonic crystal waveguides. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(9) :2666–2670, May 2007.
- [6] Hong C. Nguyen, Yuya Sakai, Mizuki Shinkawa, Norihiro Ishikura, and Toshihiko Baba. Photonic crystal silicon optical modulators carrier-injection and depletion at 10 gb per s. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 48(2) :210–220, February 2012.
- [7] Lanlan Gu, Wei Jiang, Xiaonan Chen, and Ray T. Chen. Physical mechanism of p-i-n diode based photonic crystal silicon electrooptic modulators for gigahertz operation. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 14(4) :1132–1139, 2008.
- [8] Hicham Belkebir, Abdelaziz Qarchi, Abdellah Mir, and Abdenbi. Bouzid. Numerical study of physical parameters influencing the performance of silicon mzi optical modulator made with planar photonic crystal waveguides. *Research Journal in Engineering and Applied Sciences*, 3(3) :178–184, May 2014.

CARACTÉRISATION DES PROPRIÉTÉS POLARISANTES À 1064 NM D'UNE FIBRE PASSIVE À PERTES PAR CANAUX ET À LARGE CŒUR INCLUANT DES ZONES DE CONTRAINTES DE PART ET D'AUTRE DU CŒUR

L. Provino¹, C. Plassart¹, F. Faijan², C. Pareige², A. Mugnier³, A. Monteville¹, O. Le Goffic¹, D. Landais¹, D. Méchin¹, T. Chartier², et D. Pureur³

¹ *Perfos, Plateforme R&D de Photonics Bretagne, 11 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France*

² *CNRS Foton, Université de Rennes 1/Enssat, 6 rue de Keramont, 22305 Lannion cedex, France*

³ *Quantel, Etablissement R&D Lannion, 4 rue Louis de Broglie, Bât. D, 22300 Lannion, France*

lprovino@perfos.com

RÉSUMÉ

Nous avons réalisé une étude expérimentale d'une fibre passive à pertes par canaux à large cœur (d'environ 50 μm) et à maintien de polarisation. Les pertes différentielles et les propriétés de polarisation ont été caractérisées pour différentes valeurs de rayon de courbure à 1064 nm. Les résultats obtenus mettent en évidence le comportement polarisant de la fibre, lié à des conditions défavorables de guidage suivant l'un des axes propres de la fibre pour des rayons de courbure de valeurs inférieures à 15 cm.

MOTS-CLEFS : *Fibre microstructurée ; Propriétés de polarisation ; Fibre à large cœur*

1. INTRODUCTION

Au cours de la dernière décennie, les performances des systèmes laser à base de fibre optique ont remarquablement évoluées grâce au développement de nouvelles structures de fibres optiques microstructurées à large cœur (LMA : Large Mode Area) telles que les fibres microstructurées (FOM) à faible ouverture numérique (ON) [1], les fibres à très large pas (LPF : Large Pitch Fiber) [2], les fibres à pertes par canaux (LCF : Leakage Channel Fiber) [3], etc. A titre d'exemple, une source laser à base de LPF dopée ytterbium délivrant une puissance moyenne d'environ 300 W à 1030 nm en régime nanoseconde et picoseconde avec une qualité de faisceau proche de la limite de diffraction a ainsi pu être réalisée [4]. Le point commun entre ces différentes structures est de minimiser les effets non-linéaires en augmentant considérablement le diamètre du cœur, tout en préservant son caractère monomode au travers de mécanisme de discrimination modal. Cependant, l'augmentation de la taille du cœur rend certaines de ces fibres fortement sensibles à la courbure, obligeant à travailler avec de petites longueurs de fibre maintenues droites. De plus, le processus de filtrage modal ne permet pas toujours d'insérer au plus près du cœur des éléments capables de modifier les propriétés de polarisation de la fibre, qui peuvent être essentielles pour certaines applications.

Parmi ces fibres à LMA, les FOMs à faible ON et les LCFs ont le double avantage de présenter de bien meilleures performances en courbure et de conserver la possibilité d'insérer des éléments de contraintes au plus près du cœur. Ces dernières ont été proposées pour la première fois en 2005, par L. Dong qui a démontré la possibilité de fabriquer une LCF à maintien de polarisation [3]. Dans un précédent travail, nous avons étudié numériquement l'influence des zones de contraintes sur les pertes par confinement des modes guidés dans une LCF air/silice passive à 1064 nm [5]. Nous avons ainsi montré qu'une telle fibre, en plus de permettre une propagation monomode transverse, présente un effet polarisant lorsque celle-ci est courbée. Les travaux présentés ici visent à étudier expérimentalement les pertes différentielles et les propriétés de polarisation, en fonction du rayon de courbure, d'une LCF passive à LMA et à maintien de polarisation et de les confronter aux prévisions théoriques.

2. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE DE LA FIBRE

La coupe transverse de la fibre à LMA étudiée est présentée en figure 1 (a). La structure de la fibre est constituée d'un cœur et d'une gaine en silice pure dans laquelle un arrangement de six inclusions circulaires est inséré. Cet arrangement est composé de quatre trous d'air (de couleur noire sur la photographie) et de deux plots de silice dopée bore (de couleur grise sur la photographie). Les caractéristiques géométriques de la fibre sont reportées en figure 1 (a). Cette fibre présente un cœur légèrement elliptique défini par un grand axe et petit axe respectivement égaux à $52,6 \mu\text{m}$ et $46,7 \mu\text{m}$.

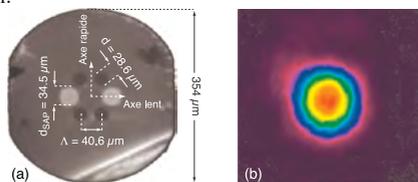


FIGURE 1 : (a) Photographie obtenue par microscope optique de la fibre étudiée. (b) Profil du mode en sortie de fibre de 1,80 m de long, enroulée avec un rayon de courbure de 10 cm.

Deux méplats ont été usinés sur le pourtour de la préforme afin d'orienter l'enroulement de la fibre dans le plan des deux plots dopés bore [5]. Le profil d'intensité spatiale du mode en sortie de fibre de 1,80 m de long enroulée avec un rayon de courbure de 10 cm est représenté en figure 1 (b). Le facteur de M^2 a été mesuré égal à 1,44 suivant l'axe lent et égal à 1,10 suivant l'axe rapide.

3. CARACTÉRISATIONS DES PERTES DIFFÉRENTIELLES ET DES PROPRIÉTÉS DE POLARISATION

Les pertes différentielles entre les deux états propres de polarisation de la fibre ont été mesurées pour différentes valeurs de rayon de courbure R_c comprises entre 10 cm et 22 cm. La source laser, injectée en espace libre dans la fibre de 1,80 m, est une diode laser monomode émettant à 1064 nm polarisée linéairement. En figure 2 (a), nous avons représenté l'évolution de la puissance en sortie de la fibre en fonction de l'orientation de la polarisation de la source laser par rapport à l'axe lent de la fibre (l'angle θ), pour plusieurs rayons de courbure R_c appliqués à la fibre.

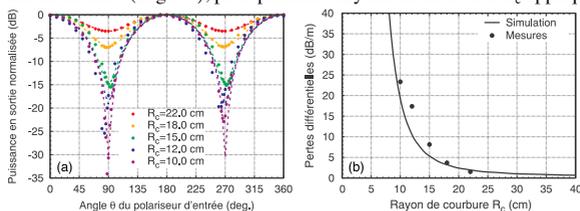


FIGURE 2 : (a) Puissance mesurée en sortie de fibre en fonction de l'angle du polariseur d'entrée pour différentes valeurs de rayon de courbure R_c . (b) Évolution des pertes différentielles simulées (trait plein) et expérimentales (points) en fonction du rayon de courbure.

Quelque soit le rayon de courbure, les résultats montrent bien que les pertes en courbure suivant l'axe rapide ($\theta = 90^\circ$) sont supérieures à celles suivant l'axe lent. De plus, le taux de réjection de l'axe rapide augmente fortement lorsque la valeur de R_c décroît. Les pertes en courbure suivant l'axe rapide augmentent donc plus rapidement que celles suivant l'axe lent lorsque la valeur de R_c diminue [5]. A partir des mesures de puissance en sortie de fibre, nous avons tracé en figure 2 (b) l'évolution des pertes différentielles entre les deux états propres de polarisation de la fibre en fonction du rayon de courbure appliqué à la fibre. Nous y avons inséré la courbe calculée à partir de la différence des valeurs simulées des pertes en courbures des deux modes fondamentaux polarisés.

Pour $R_c = 10$ cm, la valeur des pertes différentielles mesurées est égale à 23 dB/m. Cette valeur est en bon accord avec celle calculée, qui est égale à 20 dB/m.

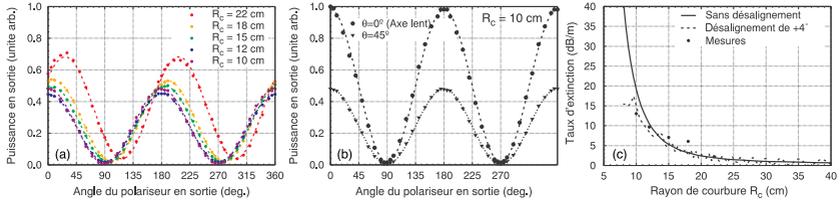


FIGURE 3 : (a) Puissance en sortie de fibre en fonction de l'orientation du polariseur en bout de fibre pour une injection à 45° à l'entrée et pour différentes valeurs de rayons de courbure. (b) Puissance en sortie de fibre en fonction de l'angle du polariseur en bout de fibre pour les deux orientations de la polarisation d'entrée et pour $R_c = 10$ cm. (c) Évolution du taux d'extinction simulé et expérimental en fonction du rayon de courbure. Le taux d'extinction est simulé avec et sans désalignement angulaire entre les axes propres de la fibre et l'orientation du polariseur

Nous avons également analysé, pour les mêmes valeurs de R_c , la puissance en sortie de fibre au travers d'un polariseur placé en bout de fibre, pour deux orientations θ de la polarisation d'entrée fixées à 0° et 45° . Les résultats obtenus pour $\theta = 45^\circ$ sont reportés en figure 3 (a). L'analyse de ces résultats montre que pour $R_c < 15$ cm, la polarisation en sortie de fibre est linéaire et que dans les autres cas celle-ci est elliptique du fait des pertes plus importantes suivant l'axe rapide. En figure 3 (b), nous avons représenté pour $R_c = 10$ cm, l'évolution de la puissance en fonction de l'angle du polariseur en sortie pour les deux orientations de la polarisation d'entrée. Nous en déduisons ainsi que la polarisation linéaire en sortie est bien orientée suivant l'axe lent, avec un taux d'extinction estimé à 19 dB pour une fibre de 1,40 m de long. Ces résultats démontrent le caractère polarisant de la fibre lorsqu'elle est soumise à une courbure de rayon inférieure à 15 cm. Pour les autres valeurs de R_c , nous avons également estimé le taux d'extinction et reporté l'ensemble des valeurs obtenues en figure 3 (c). La comparaison des résultats expérimentaux obtenus à ceux simulés à l'aide du formalisme de Jones montre l'influence du désalignement angulaire entre les axes propres de la fibre et l'orientation du polariseur sur les mesures, en particulier pour R_c proche de 10 cm.

CONCLUSION

Nous avons étudié expérimentalement les pertes différentielles et les propriétés de polarisation d'une LCF passive à LMA et à maintien de polarisation pour différentes valeurs de rayon de courbure à la longueur d'onde de 1064 nm. Les mesures du taux d'extinction ont permis d'observer précisément le caractère polarisant de la fibre étudiée, pour des valeurs de rayon de courbure inférieures à 15 cm. L'évolution des pertes différentielles mesurées en fonction du rayon de courbure est également en bon accord avec les prévisions numériques.

RÉFÉRENCES

- [1] J.R. Folkenberg, M.D. Nielsen, and C. Jakobsen, "Broadband single-polarization photonic crystal fiber", *Opt. Lett.* **30**, pp. 1446-1448 (2005).
- [2] F. Stutzki, *et al.*, "Designing advanced very-large-mode-area fibers for power scaling of fiber-laser systems", *Optica* **1**, pp. 233-242 (2014).
- [3] X. Peng and L. Dong, "Fundamental-mode operation in polarization-maintaining ytterbium-doped fiber with an effective area of $1400 \mu\text{m}^2$ ", *Opt. Letters* **32**, pp. 358-360 (2007).
- [4] P. Roy, *et al.*, "High Energy Pulsed Sources from Infrared to UV with Yb Rod Type fibers: current limits and prospects", *Advanced Photonics 2014: Specialty Optical Fibers & Applications*, paper SOM3B, Barcelona Spain (2014).
- [5] L. Provino, *et al.*, "Design and Characterization of a Polarizing Microstructured Optical Fiber with Large Mode Area for Single-Mode Operation at 1064 nm", *Photonics West 2014*, paper 8961-78, San Francisco (2014).

MELANGE À QUATRE ONDES DÉGÉNÉRÉ DANS LES FIBRES À DISPERSION OSCILLANTE: RECURRENCE NON-LINÉAIRE ET CONVERSION EN FRÉQUENCE

Andrea Armaroli¹, Maxime Baillot¹, Thierry Chartier¹

¹ FOTON (CNRS-UMR 6082), Université de Rennes 1, ENSSAT, 6 rue de Kerampont, CS 80518, 22305 Lannion CEDEX

andrea.armaroli@enssat.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions le comportement non-linéaire de l'instabilité de modulation (MI) dans les fibres à dispersion oscillante (DOF). Le phénomène de résonance paramétrique qui caractérise ces systèmes se manifeste sous forme d'une conversion périodique entre la pompe et les fréquences latérales à différents ordres de résonance. L'introduction d'un *chirp* dans la fréquence spatiale permet de convertir efficacement les photons de la pompe vers les bandes latérales sur une distance accessible expérimentalement.

MOTS-CLEFS : *mélange à quatre ondes ; instabilité de modulation ; fibres topographiques ;*

1. INTRODUCTION

Les fibres à dispersion oscillante (DOF, *dispersion-oscillating fibers*) représentent un important progrès pour les communications optiques [1]. La variation précise du diamètre de la fibre nous donne la liberté de moduler fortement la dispersion chromatique (GVD, *group velocity dispersion*) le long la direction de propagation. L'instabilité de modulation (MI, *modulation instability*), la conversion spontanée des photons d'une pompe intense vers des fréquences latérales, peut être expliquée comme une résonance paramétrique (PR, *parametric resonance*) [1, 2, 3] : la variation périodique d'un paramètre externe comporte la déstabilisation du vide et l'apparition des bandes non-équidistantes en fréquence. De toute façon ce mélange à quatre ondes dégénéré (DFWM) est encore peu étudié en ce qui concerne son évolution non-linéaire, c'est-à-dire quand la pompe est fortement vidée (par exemple plus que le 20%). L'évolution dynamique se développe sous forme d'un échange périodique d'énergie entre la pompe et les bandes latérales : nous observons cet effet à chaque ordre de PR. Finalement, nous discutons brièvement l'effet d'une variation lente de la fréquence d'oscillation spatiale (*chirp*) : une conversion importante est obtenue sur des échelles accessibles expérimentalement. Ce travail permettra de trouver des nouvelles applications dans la conversion de fréquence optique et dans la mise en forme des impulsions en fibre.

2. RECURRENCE DANS LES FIBRES À DISPERSION OSCILLANTE

Nous considérons la propagation de la lumière dans une DOF modélisée par une équation de Schrödinger non-linéaire à coefficients variables

$$i\partial_z A - \frac{1}{2}\beta_2(z)\partial_t^2 A + \gamma|A|^2 A = 0. \quad (1)$$

A représente le champ complexe normalisé pour avoir une puissance totale $P_0 = |A|^2 = 1$, z et t sont la distance de propagation et le temps normalisés. Comme dans le cas de la MI, nous considérons une pompe constante et une paire de bandes aux fréquences $\pm\Omega$. Nous gardons tous les termes non-linéaire et réduisons le système à trois ondes sous forme hamiltonienne [4]. Les coordonnées sont la fraction d'énergie dans la pompe η (donc $(1 - \eta)/2$ représente la fraction d'énergie dans chaque bande latérale)

et la différence de phase ϕ entre le mode à Ω et la pompe. L'évolution en z est exprimé par les équations canoniques $\dot{\eta} = \frac{\partial H}{\partial \phi}$ et $\dot{\phi} = -\frac{\partial H}{\partial \eta}$, avec

$$H(\eta, \phi, z) = 2\eta(1 - \eta) \cos(\phi) - (\kappa(z) - 1)\eta - \frac{3}{2}\eta^2 \quad (2)$$

où $\kappa(z) = \Omega^2\beta(z)$. Cet hamiltonien est variable en z , mais sa forme est encore valide grâce aux relations de Manley-Rowe et à la conservation de l'énergie.

Ce modèle décrit à la fois le comportement non-linéaire de la MI excitée à partir du bruit et l'amplification d'une paire de bandes latérales induite par la pompe. Pour obtenir une conversion importante la fréquence Ω doit respecter la condition d'accord de phase, qui dans les DOFs bénéficie de l'équivalent d'un réseau périodique. Cet accord de phase est valable sur des bandes très étroites et ça permettra d'accéder plus aisément au régime non-linéaire que dans la MI classique. Au début nous supposons une variation périodique de la GVD, $\beta_2(z) = \beta_2^0 + h\beta_2 \cos \Lambda z$, où $\Lambda = 2\pi/Z_p$ et Z_p est la période spatiale de la DOF. La GVD est normale, $\beta_2^0 > 0$, afin de supprimer la MI classique.

Une approche de type quasi-accord de phase [5] permet d'obtenir un hamiltonien moyenné à l'ordre m pour les variables lentes $\tilde{\eta}$ et $\tilde{\phi}$

$$\tilde{H}_m(\tilde{\eta}, \tilde{\phi}) = 2R_m \tilde{\eta}(1 - \tilde{\eta}) \cos\left(\tilde{\phi} - m\frac{\pi}{2}\right) - (\kappa_0 - 1 - m\Lambda)\tilde{\eta} - \frac{3}{2}\tilde{\eta}^2 \quad (3)$$

où $\kappa_0 = \Omega^2\beta_2^0$, $R_m = J_m(h\beta_2\Omega^2/\Lambda)$, où J_m indique la fonction de Bessel de la première espèce et ordre m . Le 2^{ème} terme représente le désaccord de phase corrigé et le portrait de phase subit une rotation de $\pi/2$ pour chaque ordre. Ce modèle étant précis seulement pour $h \ll 1$, nous résolvons directement l'Eq. (2) et la comparons avec l'Eq. (1). Il sera très utile d'utiliser une application de Poincaré basée sur la récurrence de la dispersion et tracer son portrait de phase. Finalement nous étudions aussi l'effet d'une variation quasi-périodique de la GVD.

3. OBSERVATION DE L'ÉCHANGE PÉRIODIQUE D'ÉNERGIE

Nous choisissons une fibre avec fréquence spatiale $\Lambda = 5$ et variation relative de GVD $h = 0.8$. Les gain d'instabilité est suffisant pour observer le phénomène sur une distance de 50 périodes. Les conditions initiales sont $\eta_0 = 0.99$ et $\phi_0 = \pi/2$. Comme dans le cas classique [4], nous trouvons, Fig. 1(a), qu'une sonde au 1^{er} PR donne lieu à trois cycles complets de conversion de photons de la pompe aux fréquences $\pm\Omega$ et reconversion vers la pompe. L'application de Poincaré, Fig. 1(b), permet de visualiser l'évolution sur une échelle beaucoup plus grande que Z_p et nous donne une courbe fermée. Les petites différences sont dues au mélange à quatre ondes qui génère des multiples d' Ω . Le même résultat peut être obtenu pour $m = 2$ Fig. 1(b,d) etc. ...

4. CONVERSION DE FRÉQUENCE

Le modèle de l'Eq. (3) permet de mieux visualiser l'échange périodique d'énergie, les points fixés et les lignes séparatrices (nous rappelons que $\Lambda = 5$, $h = 8$, $m = 1$), Fig.2(a). Si nous varions graduellement Λ de 5.5 à 4.5 (c.-à-d. une *chirp* dans la variations de la GVD), nous pouvons obtenir un verrouillage de phase autour d'un point fixé et une augmentation importante de la conversion de fréquence, voir [6] pour le cas de l'MI classique. Sur la Fig. 2(b-c) nous montrons le transfert progressif d'énergie vers $\pm\Omega$ sur une distance de 100 cycles de variation : la pompe perd 50% d'énergie, Fig.2(c). Le mouvement de spirale vers le centre dans le portrait de phase de l'application de Poincaré Fig.2(b) confirme cette perspective.

CONCLUSION

Nous avons étudié l'évolution non-linéaire de l'instabilité de modulation dans une fibre à dispersion variable. A chaque ordre d'instabilité paramétrique, l'évolution est périodique. Le régime de

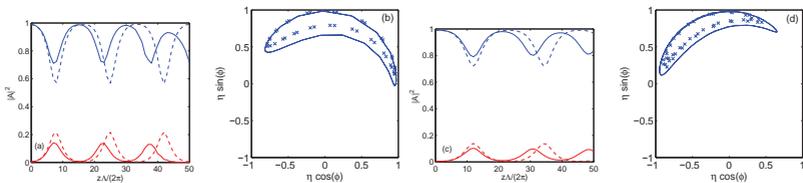


FIGURE 1 : Evolution non-linéaire de l'instabilité de modulation dans une fibre à dispersion périodique : (a) et (c) intensité de la pompe (bleu) et du sonde/signal (à $\pm\Omega$, rouge) en fonction de la distance normalisée sur une période. En ligne pleine la simulation de l'Eq. (1), en ligne pointillés la solution de l'Eq. (2). (b) et (d) Application de Poincaré sur le plan $(\eta \cos \phi, \eta \sin \phi)$, la section de Poincaré étant la récurrence de la dispersion; les croix correspondent à la solution de l'Eq. (1), la ligne pleine au modèle de l'Eq. (2). (a-b) Concernent la première résonance paramétrique, $m = 1$; (c-d) $m = 2$.

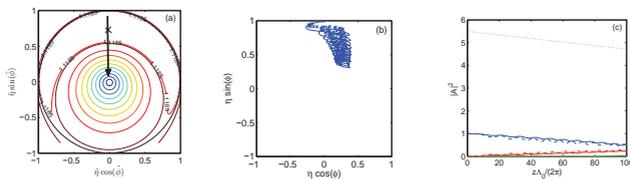


FIGURE 2 : (a) Lignes de niveau du système hamiltonien moyenné (3). La ligne pleine épaisse correspond au niveau $\eta = 0.99$, $\phi = \pi/2$. La flèche indique l'évolution de l'équilibre du système en fonction de Λ sous conditions adiabatiques. (b-c) Exemple de conversion sur une distance courte : (b) en fonction de la distance normalisée (par rapport à $\Lambda_0 = 5$), la ligne verte représente le signal à 2Ω , la ligne pointillée noire la fréquence (le chirp) spatial de variation de GVD; (c) sur le portrait de phase sous forme d'application de Poincaré.

dispersion normale et les bandes d'instabilité étroites permettent d'accéder plus aisément à ce régime. Nous avons aussi montré que en introduisant un *chirp* dans la variation périodique des paramètres de la fibre, nous pouvons obtenir une conversion importante de fréquence. Il ne faut pas oublier que chaque pic de conversion correspond à la génération d'un train d'impulsions à fréquence Ω : cela représente une application intéressante pour domain des communications optiques.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Droques, A. Kudlinski, G. Bouwmans, G. Martinelli, and A. Mussot, "Experimental demonstration of modulation instability in an optical fiber with a periodic dispersion landscape," *Opt. Lett.*, Vol. 37, no. 23, p. 4832 (2012).
- [2] A. Armaroli and F. Biancalana, "Tunable modulational instability sidebands via parametric resonance in periodically tapered optical fibers. *Opt. Expr.* 20(22), 25096 (2012).
- [3] F. Biancalana, A. Armaroli, A. Mussot, A. Kudlinski, and M. Droques, "Scalar and vector modulational instability induced by parametric resonance in periodically tapered PCFs," *CLEO : 2013*, 2(2), QW3E.6, San Jose (CA) June 9-14, 2013.
- [4] S. Trillo and S. Wabnitz, "Dynamics of the nonlinear modulational instability in optical fibers," *Opt. Lett.*, Vol. 16, no. 13, p. 986 (1991).
- [5] N. J. Smith and N. J. Doran, "Modulational instabilities in fibers with periodic dispersion management," *Opt. Lett.*, Vol. 21, no. 8, p. 570 (1996).
- [6] A. Bendahmane, A. Mussot, P. Szriftgiser, O. Zerkak, G. Genty, J.M. Dudley, and A. Kudlinski, "Experimental dynamics of Akhmediev breathers in a dispersion varying optical fiber," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 15, p. 4490 (2014).

STABILISATION D'UN PEIGNE DE FREQUENCES ISSU D'UN LASER FABRY-PEROT A SEMICONDUCTEURS A BASE DE BATONNETS QUANTIQUES

Amine Chaouche Ramdane, Vincent Roncin et Frédéric Du-Burck

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

vincent.roncin@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous avons développé un dispositif pour la stabilisation du peigne de fréquences généré par un laser auto-impulsionnel à semi-conducteurs émettant à 1,5 μm basé sur une cavité Fabry-Perot de transfert. Un mode de la cavité est verrouillé sur un laser monomode de référence et un mode du laser auto-impulsionnel est verrouillé à son tour sur un mode de la cavité. Nous avons démontré le principe de la stabilisation en fréquence d'un premier type de laser multimode auto-impulsionnel, grâce au battement stabilisé entre le laser de référence et un mode voisin du peigne. Ce dispositif nous a permis de mener l'étude de la sensibilité à la température d'un mode individuel du peigne. Nous avons ensuite appliqué cette technique d'asservissement à un laser auto-impulsionnel à bâtonnets quantiques.

MOTS-CLEFS : laser auto-impulsionnel ; métrologie des fréquences ; caractérisation de modes

1. INTRODUCTION

Les sources auto-impulsionnelles à semi-conducteurs émettent spontanément un peigne de fréquences verrouillées en phase lorsqu'elles sont alimentées par un courant continu. Celui-ci résulte d'un blocage passif intra-cavité des modes obtenu principalement par mélange à quatre ondes [1]. La fréquence de répétition définie par la longueur du guide est de quelques dizaines de gigahertz et le peigne s'étend sur quelques nanomètres. Ces sources ont initialement été développées pour des applications de récupération d'horloge optique dans les systèmes de télécommunications optiques à très haut débit [2] mais, du fait de leur compacité et leur robustesse, elles permettent d'envisager de nombreuses applications en métrologie des fréquences ainsi que dans le domaine industriel (spatial, défense, télécommunications, etc.). La forte corrélation existant entre les modes conduit à une largeur du battement à la fréquence de répétition mesurée par un analyseur de spectre RF de l'ordre du mégahertz pour un laser à réflecteur de Bragg distribué (DBR) et de quelques kilohertz seulement pour un laser Fabry-Perot (FP) à bâtonnets quantiques [1], [3]. Cependant, la largeur des modes optiques de ces lasers est importante, pouvant atteindre quelques centaines de mégahertz [4].

Nous décrivons un dispositif pour l'étude individuelle des modes du peigne, par battement hétérodyne avec un laser monomode spectralement étroit (laser de référence). Pour assurer la stabilité à long terme de la fréquence du battement, nous utilisons une cavité Fabry-Perot de transfert [5] dont un mode est verrouillé sur le laser de référence. Un des modes du laser auto-impulsionnel est à son tour verrouillé sur un mode de la cavité. Cette approche peut aussi être à la base de la stabilisation en fréquence du peigne du laser auto-impulsionnel sur une référence optique.

2. DESCRIPTION DU DISPOSITIF

Le principe de la stabilisation du battement entre un mode du laser auto-impulsionnel et le laser de référence au moyen d'une cavité de transfert est représenté sur la Fig. 1(a). Le laser de référence est une diode laser monomode de largeur inférieure à 10 kHz. La cavité de transfert est un résonateur commercial Fabry-Perot confocal d'intervalle spectral libre (ISL) 10 GHz et de largeur

de raie 90 MHz (finesse d'environ 100). Un des miroirs est monté sur une céramique piézoélectrique (PZT) ce qui permet d'ajuster finement son ISL. Un premier test a été réalisé avec un laser auto-impulsionnel de type DBR émettant un peigne d'une dizaine de modes distants de 42 GHz dans une bande d'environ 3,5 nm [4]. En réglant le courant d'alimentation du laser, on peut ajuster précisément la fréquence du peigne. Dans un premier temps, on verrouille la fréquence d'un mode de la cavité sur celle du laser de référence en agissant sur la PZT de la cavité. Dans un second temps, on verrouille un mode du laser auto-impulsionnel sur le mode de la cavité situé à 40 GHz du laser de référence en agissant sur le courant d'injection du laser auto-impulsionnel. On obtient ainsi un battement RF stable à 2 GHz entre le laser de référence et le mode du laser auto-impulsionnel voisin de celui verrouillé sur la cavité.

Le dispositif (Fig. 1(b)) est entièrement fibré, excepté le couplage en entrée de cavité. La lumière émise par le laser de référence est modulée en phase à 20 kHz par un modulateur électro-optique. Une détection synchrone génère le signal d'erreur pour l'asservissement d'un mode de la cavité sur le laser de référence, la commande étant appliquée à la PZT. La bande de correction est de 500 Hz. Ne disposant que d'un seul modulateur électro-optique, nous avons choisi de moduler la longueur de la cavité à la même fréquence que le laser de référence avec un déphasage permettant la détection en quadrature du signal d'erreur à l'aide d'une seconde détection synchrone pour le verrouillage du mode du laser auto-impulsionnel sur un mode de la cavité. Cette correction s'étend jusqu'à 1 kHz ce qui permet de maintenir constant sur le long terme l'écart de fréquence entre les deux sources sans pour autant altérer les modes du laser auto-impulsionnel.

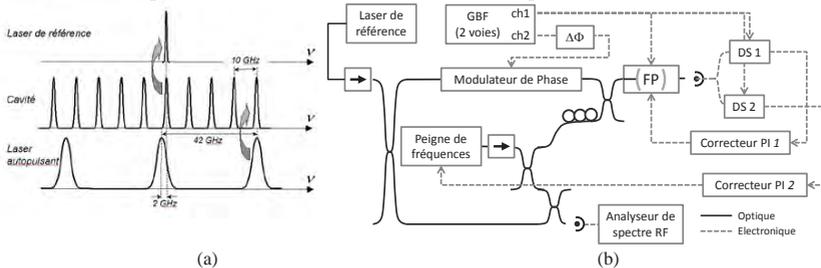


Fig. 1 : Stabilisation relative des fréquences d'émission de deux sources laser.

(a) Principe ; (b) Montage (FP : cavité Fabry-Perot ; DS : détection synchrone ; GBF : générateur BF.

Le signal de battement sur une photodiode rapide est envoyé à un analyseur de spectres RF. La stabilité de l'écart de fréquence entre les sources permet d'intégrer le spectre du battement sur plusieurs dizaines de seconde et améliorer ainsi le rapport signal à bruit. Nous avons relevé la largeur du mode du laser DBR auto-impulsionnel suivant la température du composant (Fig. 2). On constate une température optimale de fonctionnement autour de 18,5 °C.

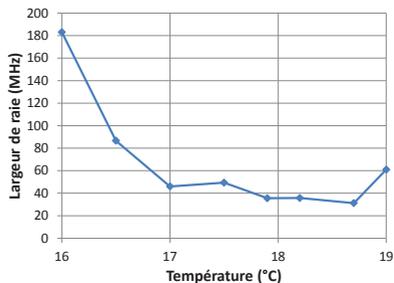


Fig. 2 : Evolution de la largeur du mode du laser auto-impulsionnel avec la température.

3. VERROUILLAGE DU LASER A BATONNETS QUANTIQUES

Le battement RF entre les modes d'un laser auto-impulsionnel FP à bâtonnets quantiques est de l'ordre de quelques kHz [3] alors que la largeur de ses modes optiques est de quelques MHz. Le verrouillage de la fréquence de l'un des modes du laser sur une résonance d'une cavité de haute finesse doit conférer de la pureté spectrale à ce mode, et du fait de la corrélation intermodale, à l'ensemble du peigne. En outre, la stabilisation de la cavité sur une référence qui a été démontrée plus haut permet la stabilisation de la fréquence du mode verrouillé.

Dans cette perspective, nous avons réalisé le verrouillage d'un mode d'un laser auto-impulsionnel FP à bâtonnets quantiques sur une résonance de notre cavité Fabry-Perot. Le correcteur est un simple intégrateur. On module la cavité à 73 kHz. La Fig. 3 présente le signal d'erreur de l'asservissement en boucle ouverte et en boucle fermée. On constate la réjection du bruit de fréquence jusqu'à environ 10 kHz. La qualité de la recopie de la fréquence du mode de la cavité par le mode du laser auto-impulsionnel, estimée à partir de la variance d'Allan du signal d'erreur, est de 10^{-7} en valeur relative pour 10 secondes d'intégration.

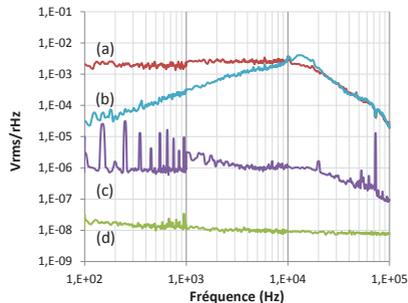


Fig. 3 : Spectre du signal d'erreur : (a) en boucle ouverte ; (b) en boucle fermée ; (c) niveau de bruit de la chaîne de mesure ; (d) niveau de bruit de l'analyseur de spectre.

CONCLUSION

Nous avons décrit la stabilisation de la fréquence d'un mode d'un laser auto-impulsionnel à semi-conducteurs sur un laser de référence au moyen d'une cavité Fabry-Perot de transfert. Avec notre dispositif, nous avons montré la possibilité d'analyser précisément les modes optiques d'un laser auto-impulsionnel de type DBR. Cette approche permet aussi d'envisager la stabilisation en fréquence du peigne d'un laser auto-impulsionnel sur une référence optique. Enfin, nous décrivons les premiers résultats du verrouillage en fréquence d'un mode d'un laser FP à bâtonnets quantiques sur un laser de référence.

REFERENCES

- [1] J. Renaudier, "Etude de l'autopulsation par verrouillage de modes passif dans les lasers à semi-conducteurs à réflecteur de Bragg distribué. Application à la récupération d'horloge tout-optique à 40 Gbits/s," Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, 2006.
- [2] V. Roncin et al., "Multi-data-rate system performance of a 40-GHz clock recovery based on quantum-dot Fabry-Perot laser," *Photonics Technology Letters IEEE*, vol. 19, n° 19, pp. 1409-1411, 2007.
- [3] F. Van Dijk et al. "Phase noise reduction of a quantum dash mode-locked laser in a millimeter-wave coupled opto-electronic oscillator," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, n°15, pp. 2789-2794, 2008.
- [4] A. Chauche-Ramdame et al., "Premiers résultats sur la réduction de la largeur des modes optiques de lasers auto-impulsionnels à base de semi-conducteurs à 1,5 μm ," JNOG, 2014.
- [5] C. Xie et al., "Frequency stabilization of an AlGaAs laser diode by Fabry-Perot interferometer locked to a laser beam frequency-locked to the D_2 line of a Cs atomic beam," *Applied Optics*, vol. 28, n° 21, pp. 4552-4555, 1989.

EVALUATION DES DÉFAUTS PLANS DANS LES COUCHES MINCES GaP/Si POUR LA PHOTONIQUE SUR SILICIUM

Wang Yanping¹, Létoublon Antoine¹, Tra Nguyen Thanh², Mounib Bahri³, Ludovic Largeau³, Gilles Patriarche³, Charles Cornet¹, Nicolas Bertru¹, Alain Le Corre¹ and Olivier Durand¹

¹ UMR FOTON, CNRS, INSA Rennes, Rennes, F35708, France

² The European Synchrotron Radiation Facility, 38043 Grenoble Cedex 9, France

³ Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS UPR 20, Route de Nozay, Marcoussis, 91460, France

yanping.wang@insa-rennes.fr

RÉSUMÉ

Les défauts plans dans les couches minces GaP/Si sont caractérisés par la diffraction des rayons X et Microscopie Electronique de Transmission, pour une optimisation de conditions de croissance vers l'élimination des défauts. GaP/Si de très haute qualité avec très peu de défauts a été obtenu, prometteur pour être utilisé comme pseudo-substrat dans la photonique sur silicium.

MOTS-CLEFS : *GaP/Si, Défauts plans, Diffraction des rayons-X*

1. INTRODUCTION

Dans le contexte de l'intégration monolithique de photonique sur silicium de bas coût, l'hétéroépitaxie de GaP sur substrat de Si a été proposée pour surmonter le problème de dislocation lié au désaccord de maille [1]. Ce « pseudo-substrat » GaP/Si permettra la fabrication des dispositifs III-V à haute performances pour le photovoltaïque et la photonique sur silicium. Cependant la réalisation de dispositifs efficaces et durables implique d'obtenir des « pseudo-substrats » contenant très peu de défauts résiduels émergents. Parmi ces défauts, les parois d'antiphase (APB) et les micromacles (MT) sont difficiles à éviter et doivent être caractérisés de manière rapide et fiable [2]. Ce papier présente une étude complète par diffraction des rayons X (XRD), et par Microscopie Electronique en Transmission (TEM), permettant d'évaluer la densité de MT et la distance moyenne entre deux APB dans les couches minces GaP/Si.

2. ELABORATION DES ECHANTILLONS

Deux échantillons de 45 nm GaP/Si sont présentés dans cet article, élaborés par épitaxie de jets moléculaires (MBE) sur les substrats de Si(001) avec une désorientation de 6° vers la direction [110] pour faciliter la limitation des APB [1]. Les substrats ont été préparés par un procédé de nettoyage consistant à un bain sous HF dilué suivie d'une exposition sous UV/O₃ et un dernier bain d'HF dilué [3].

3. QUANTIFICATION DES MICROMACLES

Les micromacles sont considérées comme une rotation de phase nominale autour d'un axe de type [111] et donc 4 variantes sont observés. La figure de pôles (Fig.1a) est utilisée pour une visualisation rapide de MT. Les 4 variantes de MT sont observées vers le centre de figure et les 4 tâches autour correspondent à GaP et Si (111). Supposons que l'intensité intégrée présentée sur les tâches de MT est directement proportionnelle au volume de MT dans la couche, la figure de pôle permet une comparaison visuelle entre échantillons et donne un retour rapide pour l'optimisation de conditions de croissance vers l'élimination de ce défaut. Ce premier échantillon présente une forte densité de MT. Après des optimisations de beaucoup de paramètres de croissance, comme présenté sur Fig. 1b), l'intensité de MT est quasiment indétectable pour le deuxième échantillon, ce qui signifie une forte réduction de MT dans la couche.

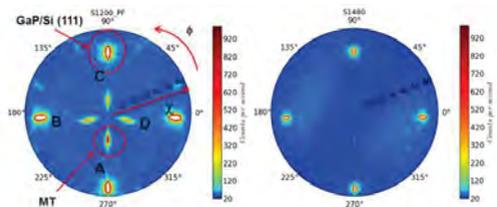


Fig. 1 : Figure de pôle pour 45 nm GaP/Si a) avant l'optimisation, b) après l'optimisation.

4. EVALUATION DES PAROIS D'ANTIPHASE

L'évaluation des APB sont réalisée sur les échantillons qui présentent très peu de MT, pour éviter l'influence de MT sur la fiabilité du résultat. Fig. 2a) représente une cartographie de l'espace réciproque centré sur GaP(002) pour le deuxième échantillon. L'intégration de la zone rectangulaire en S_x permet l'extraction d'un scan transverse. Les domaines d'antiphase (APD) émergents produisent une composante élargie sur le scan transverse des réflexions faible comme (002) et (006). En étudiant l'évolution de la largeur intégrale de la composante élargie en fonction de l'ordre de diffraction, nous pouvons extraire la longueur de corrélation liée à la distance moyenne entre deux APB, via une méthode de type Williamson-Hall-like (WHL) [4]. Pour cet échantillon, la longueur de corrélation est mesurée d'être 27.0nm. Ce résultat est confirmé par l'image TEM (Fig.2c).

Une autre étude menée sur cet échantillon est que l'intégration en S_z à la position centrale de S_x donne un profil avec des franges d'épaisseur très nettes. L'épaisseur mesurée est de 51 nm, proche de l'épaisseur nominale (45 nm). Cela signifie une très bonne qualité cristalline avec une interface propre et une surface lisse.

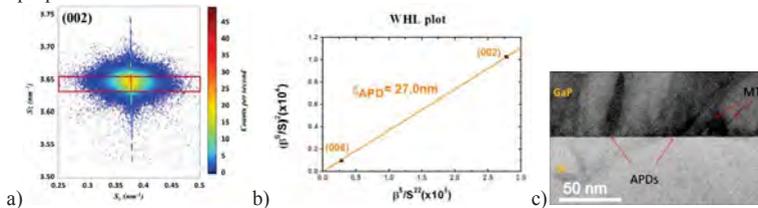


Fig. 1 : a) Cartographie de l'espace réciproque sur GaP(002), b) plot Williamson-Hall-Like, c) image TEM pour le 45 nm GaP/Si après l'optimisation

CONCLUSION

La caractérisation des défauts par la diffraction des rayons X est rapide et fiable. La quantifications des MT a été effectuée pour différents GaP/Si et a été appliquée pour l'optimisation de la procédure de croissance. Nous avons obtenu une réduction considérable de MT. La distance moyenne entre APB mesuré par la DRX est conforme avec celle présenté sur l'image TEM.

REFERENCES

- [1] Y. Takagi, H. Yonezu, K. Samonji, T. Tsuji, N. Ohshima *J. Cryst. Growth.* 187 (1998) 42–50.
- [2] T. Nguyen Thanh, C. Robert, W. Guo, A. Létoublon, et al. *J. Appl. Phys.* 112 (2012) 053521.
- [3] T. Quinci, J. Kuyyalil, *J. Cryst. Growth.* 2013, 380, 157-162.
- [4] O. Durand, A. Létoublon, D.J. Rogers, F. Hosseini Teherani, *Thin Solid Films* 519 (2011) 6369.

BRUIT DE PHASE DE LASERS DFB À BÂTONNETS QUANTIQUES

Omar M. Sahni, Stéphane Trebaol, Christelle Pareige, Pascal Besnard

¹ CNRS, UMR 6082 FOTON, Enssat, 6 rue de Kerampont, CS 80518, F-22305 Lannion, France

pascal.besnard@enssat.fr

RÉSUMÉ

Les besoins croissants en débit ont favorisé un regain d'intérêt pour les télécommunications optiques cohérentes aux milieux des années 2000. Cette technologie implique l'utilisation de lasers très cohérents présentant des largeurs de raie inférieures à la centaine de kiloHertz. Dans ce contexte, nous présentons nos récents résultats de mesures de bruits d'intensité (RIN) et de phase sur des lasers à bâtonnets quantiques [1]. Nous montrons que le bruit aux basses fréquences est bien inférieur à celui de lasers DFB commerciaux à puits quantiques.

MOTS-CLEFS : *Laser à semi-conducteurs ; Bruit de phase ; Bruit d'intensité ; Bâtonnets quantiques.*

1. INTRODUCTION

Introduite dans les années 70 [2], la détection hétérodyne pour les télécommunications optiques donne accès à une mesure simultanée de l'amplitude et de la phase du signal. La détection optique hétérodyne optimise l'utilisation de la bande passante par la mise en place de format de codage en amplitude et en phase. Un point clé soulevé dès les années 1980 [3,4] est l'utilisation de sources lasers dont le bruit de phase doit être maintenu à des niveaux extrêmement bas. La cohérence du laser est nécessaire pour garantir un rapport signal à bruit de phase acceptable en réception. Depuis une dizaine d'années, les progrès en traitement numérique du signal ont fait émerger un regain d'intérêt pour les télécommunications optiques cohérentes. Le développement de sources très cohérentes et d'amplificateurs bas bruit d'amplitude et de phase est un pré requis à l'établissement des réseaux de télécommunications optiques cohérents. Récemment, Joshi et co-auteurs [5] ont démontré la transmission d'un signal sans pénalité sur 100 km par modulation directe à 10 GHz d'un laser à bâtonnets quantiques. Ce résultat marquant met en évidence les perspectives intéressantes qu'offre l'utilisation des lasers à bâtonnets quantiques pour les prochaines générations de réseaux.

Nous présentons une étude comparative sur le bruit d'intensité et de fréquence entre un laser à puits quantiques commercial et un laser à bâtonnets quantiques. Nos premiers résultats sur la mesure de bruit de phase dans un laser à bâtonnets quantiques indiquent un bruit de phase moindre dans les basses fréquences que celui d'un laser DFB à puits quantiques commercial.

2. ÉTUDE COMPARATIVE DU BRUIT RELATIF D'INTENSITÉ (RIN)

La mesure de bruit doit permettre d'étudier les variations du bruit en fonction de la fréquence. Un Analyseur de Spectre Électrique (ASE) est utilisé afin d'obtenir la densité spectrale de puissance du signal électrique en sortie de détection. L'ensemble de la chaîne de détection est calibrée, en particulier le bruit de grenaille est déterminé à l'aide de sources de référence. Lors de la caractérisation du laser sous test, que ce soit le laser de référence ou celui à l'étude, c'est le niveau de bruit thermique qui va imposer le plancher de densité spectrale de puissance à détecter. Au final, la sensibilité de notre banc est de -170 dBc/Hz et peut-être encore améliorée de plus de 20 dB [6] par une détection synchrone. La figure 1 montre une mesure comparative de bruit d'intensité pour un laser DFB à bâtonnets quantiques et un laser DFB à puits quantiques, montrant un bruit plus faible pour une opération au même taux de pompage. Ces comparaisons restent difficiles, le volume

de zone active influant directement sur le niveau de bruit. Néanmoins, ces tendances de bruit plus faible dans les structures à bâtonnets ont été largement mises en évidence [1,5].

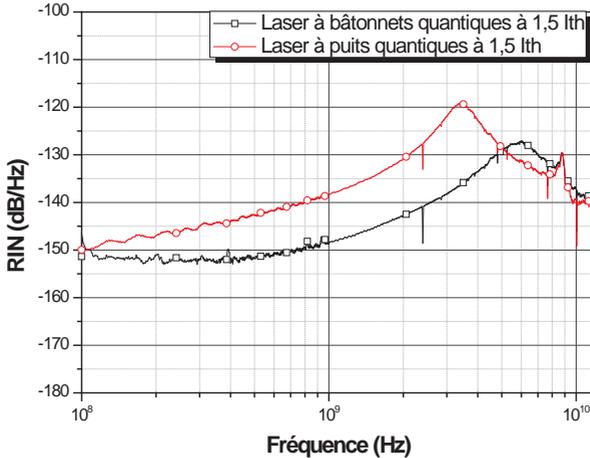
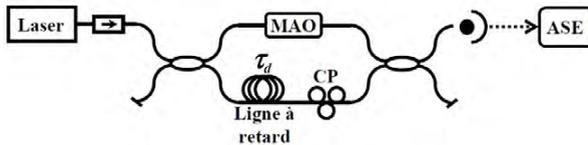


Fig. 1 : Comparaison du bruit d'intensité entre un laser DFB à puits quantiques et à bâtonnets quantiques

La mesure de bruit de fréquence demeure une mesure de bruit d'intensité pour laquelle une conversion bruit de fréquence- bruit d'intensité est faite à l'aide d'un oscillateur local (dans le domaine électrique ou optique) ou par une méthode interférométrique illustrée sur la figure2.



Mesure de bruit de fréquence par méthode auto-hétérodyne
 MAO : modulateur acousto-optique ; ASE : analyseur de spectre électrique ;
 CP : contrôleur de polarisation. La ligne à retard a pour longueur L .

Fig. 2 : Schéma expérimental du banc interférométrique permettant la mesure du bruit de fréquence.

3. MESURES DE BRUIT DE FRÉQUENCE

La mesure de bruit de fréquence est réalisée avec un analyseur de bruit de phase sur un signal décalé à 200 MHz par une méthode hétérodyne classique dont le délai est bien inférieur au temps de cohérence du laser (Fig. 2). La mesure comparative du bruit de fréquence entre le laser DFB à puits quantiques et le laser à bâtonnets quantiques montre un laser à bâtonnets plus cohérent et un bruit aux basses fréquences plus faible (les fréquences parasites au-dessus de 100 kHz sont liées à un

amplificateur électronique). L'étude est étendue aux hautes fréquences et faite pour plusieurs taux de pompage et sous injection optique.

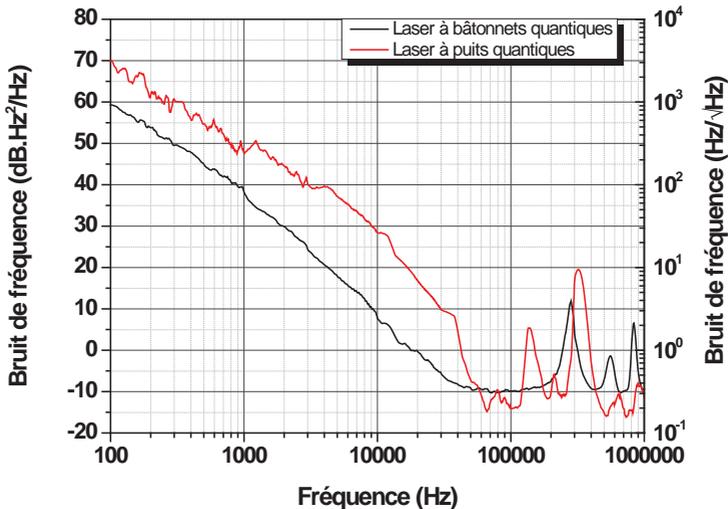


Fig. 3 : Comparaison du bruit de fréquence pour un laser DFB à bâtonnets quantiques et un laser DFB à puits quantiques.

CONCLUSION

Une étude comparative des bruits d'intensité et de fréquence pour des lasers DFB à puits quantiques et à bâtonnets quantiques est entreprise. Elle révèle un comportement moins bruité, un amortissement plus fort, un facteur de recouvrement plus faible et une non-linéarité plus exacerbée du laser à bâtonnets quantiques vis-à-vis du laser à puits quantiques. L'étude est étendue aux hautes fréquences et réalisée pour plusieurs taux de pompage et sous injection optique.

REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient le Laboratoire Alcatel Thalès III-V Lab et en particulier F. Lelarge, A. Shen et G.H. Duan pour les échantillons de lasers à bâtonnets quantiques.

RÉFÉRENCES

- [1] F. Lelarge et al. IEEE Journ. Selec. Topics 13, 1 pp 111-124 (2007).
- [2] O.E. DeLange, Proc IEEE 58, 1683 (1970).
- [3] T. Okoshi and K. Kikuch, Electron. Lett. 16, 179 (1980).
- [4] F. Favre, D. LeGuen, Electron. Lett. 16, 709 (1980).
- [5] S. Joshi et al. Electron. Lett. 50, 7 pp 534-536 (2014).
- [6] J. Poëtte et al., Fluctuations and Noise Letters vol. 8, N° 1, L81-L86 (2008).

REALISATION DE RESEAUX 2D PAR ABLATION LASER FEMTOSECONDE SUR DES COUCHES MINCES ZNO/VERRE

Faiza Meriche^{1,*}, Sostaine Kaya², Hanane Layoul¹, Tahar Touam³, Jeanne Solard⁴, Azeddine Chelouche⁵, Eric Millon², Alexis Fischer¹, Azzedine Boudrioua⁴, Lung-Han Peng⁶

¹ *Laboratoire d'Etudes des Matériaux, Université de Jijel, 18000 Jijel, Algérie*

² *GREMI, UMR 7344, CNRS/Université d'Orléans, 45067 Orléans Cedex 2, France*

³ *Laboratoire des Semiconducteurs, Université Badji Mokhtar-Annaba, 23000 Annaba, Algérie*

⁴ *Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France*

⁵ *Laboratoire de l'Ingénierie Environnementale, Université de Béjaïa, 06000 Béjaïa, Algérie*

⁶ *Département de l'Ingénierie Electrique, Université Nationale de Taiwan, 106 Taipei, Taiwan*

* *Agence Thématique de Recherche en Sciences et Technologie ATRST, El-Harrach 16000 Alger, Algérie*

faiza_meriche@yahoo.com

RÉSUMÉ

Dans ce travail nous rapportons la réalisation de μ -structures bidimensionnelles (2D) dans des couches minces de ZnO par ablation laser en régime femtoseconde. Les couches de ZnO sont des guides d'ondes de bonne qualité optique déposées par pulvérisation sur des substrats de verre.

MOTS-CLEFS : *guide d'onde ZnO, ablation femtoseconde, structures photoniques.*

1. INTRODUCTION

Les films minces d'oxyde de zinc (ZnO) possèdent de grandes potentialités technologiques grâce à leurs propriétés spécifiques (grande stabilité chimique, indice de réfraction élevé, transparent dans le visible, forte luminescence UV) permettant leur utilisation comme des composants optiques et optoélectroniques (diodes UV, lasers, photodétecteurs ...). Dans ce sens, la réalisation des structures photoniques pour la lumière UV dans ce matériau constitue un domaine de recherche très prometteur particulièrement les structures photoniques planaire 2.5D qui sont favorable à l'intégration optique. Ces cristaux photoniques peuvent être fabriqués dans des guides d'ondes sous forme de couches minces permettant le confinement de la lumière dans la troisième dimension et réduisant les contraintes imposées par le cristal massif. Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour la structuration nanométrique des matériaux, on peut citer à titre d'exemple : la technique RIE (Reactive Ion Etching), la sonde ionique focalisée (FIB), la lithographie par bombardement électronique et aussi l'ablation laser. Cette dernière est connue comme une technique directe et peu destructive. L'utilisation des lasers femtosecondes permet l'usinage des matériaux avec flexibilité et grande précision.

Dans le cadre de ce travail, on s'intéresse à étudier la faisabilité des structures photoniques 2D par ablation laser femtoseconde dans des couches minces de ZnO déposées par pulvérisation RF magnétron sur des substrats de verre. Notre objectif est de réaliser des composants photoniques dans le domaine de l'ultra-violet.

2. PROCEDURES EXPERIMENTALES

Pour cette étude nous avons utilisé des films minces de ZnO d'environ 130 nm d'épaisseur déposés sur des substrats de verre par pulvérisation cathodique RF magnétron. Des détails sur le processus de fabrication des couches sont présentés dans la référence [1].

Les ablations des couches de ZnO ont été effectuées à l'aide d'un laser titane-saphir femtoseconde (fs) qui délivre dans l'infra-rouge à 800 nm des impulsions pour une durée de 100 fs à une cadence maximale de 1 kHz et une puissance moyenne allant jusqu'à 3.5 W. Le dispositif laser fs est doté de miroirs galvanométriques et d'une platine XY. Il est piloté à l'aide d'une interface via deux modes dits de « découpe » et de « polissage ». Pour avoir un diamètre d'impact le plus petit possible, nous avons choisi la puissance moyenne la plus faible, c'est-à-dire 45 mW en consigne qui correspond à une puissance reçue par l'échantillon de 112 mW. Des réseaux de trous cylindriques (Fig. 1) ont été réalisés en faisant varier le nombre d'impulsions $N = 1, 5, 10$ et 20.



Fig. 1 : Schéma réseau 2D souhaité

L'inscription du réseau triangulaire de période « a_1 » exige un déplacement le plus faible correspondant à la dimension « $a_1/2$ ». Ce réseau peut être construit avec la superposition des surfaces d'impact en mode « polissage ». On peut utiliser les miroirs galvanométriques pour déplacer le faisceau sur l'échantillon fixe (pas de déplacement de la platine) ce qui permet d'avoir une grande précision suivant le nombre d'impulsions. La difficulté réside dans la possibilité d'atteindre des dimensions pour la période a_1 de l'ordre d'une centaine de nanomètres. La dimension minimale accessible pour le décalage $a_1/2$ est de 100 μm . La procédure d'usinage est une superposition de quatre surfaces d'impact de même pas. L'ensemble du protocole appliqué est décrit dans la figure 2.

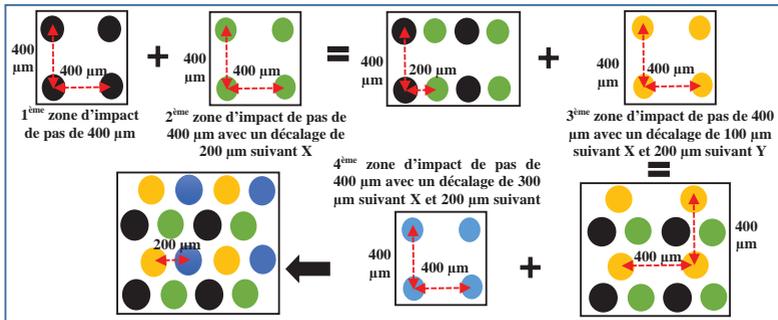


Fig 2 : Procédure de réalisation du réseau triangulaire par superposition des surfaces d'impacts.

3. RESULTATS

Les films minces ZnO/verre utilisés dans ce travail ont de bonne qualité structurale et optique. Ce sont des films monophasés, orientés selon l'axe c et possèdent une bonne rugosité de surface. Pour étudier leurs propriétés guidantes, nous avons utilisé la spectroscopie ' m -Lines' avec un faisceau laser He-Ne à la longueur d'onde 633 nm. Les résultats obtenus ont montré que ces films minces supportent un seul mode guidé en polarisation TE et TM. Les valeurs des indices de réfraction mesurées pour un film recuit à 500°C $n_{TE}=1.9676$ et $n_{TM}=1.9818$ sont très proches des indices du monocristal. Les pertes optiques sont estimées à 1.25 ± 0.1 dB/cm à 633 nm. Cette valeur

montre que ces structures guidantes ZnO/verre ont de bonne qualité optique d'où leur intérêt pour toute application en photonique.

Les travaux d'ablation sur les couches de ZnO ont été effectués selon le protocole précédent. Les changements macroscopiques superficiels des structures ablatées ont été examinés à l'aide d'un microscope à balayage laser 3D du type Keyence VK 9700. Le but est de caractériser leur topographie et d'évaluer la profondeur des trous après ablation avec plusieurs impulsions. A titre d'exemple, la figure 3 montre une photographie d'un réseau triangulaire de trous ablatés sur la couche de ZnO en utilisant une (1) impulsion et la puissance 112 mW.

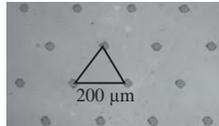


Fig. 3 : Photographie d'un réseau triangulaire de trous ablatés dans une couche de ZnO déposée sur un substrat en verre avec une (1) impulsion et une puissance de 112 mW.

Les photographies représentées sur la figure 4 montrent les changements macroscopiques superficiels des trous structurés avec le nombre d'impulsion 1, 5, 10 et 20. On constate que la couche est ablatée dès la première impulsion. Un anneau de couleur sombre 'zone ablatée' est formé autour des trous. D'après l'image et le profil du trou ablaté avec 20 impulsions, on remarque que le fond du trou est le plus rugueux. Les valeurs trouvées de la profondeur des différents trous ablatés avec les impulsions 1, 5, 10 et 20 sont respectivement 0,21, 1,58, 3,73 et 9,37 μm . On constate alors que les 130 nm de la couche de ZnO sont totalement traversés en utilisant une seule impulsion. La largeur des trous réalisés avec 5 et 10 impulsions est de l'ordre de 20 μm .

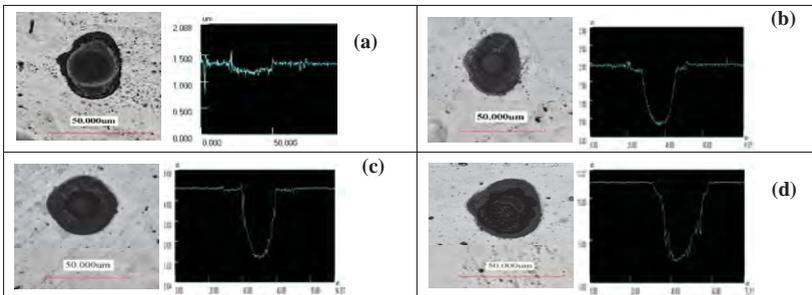


Fig. 4 : Images et profils des trous ablatés avec (a) 1, (b) 5, (c) 10 et (d) 20 impulsions.

CONCLUSION

La construction d'un réseau triangulaire est effectivement possible par ablation laser fs. Notre dispositif permet d'effectuer des trous de quelques dizaines de μm de diamètre espacés de 200 μm . Actuellement il n'a pas été possible d'atteindre les objectifs fixés, à savoir des trous de taille nanométrique. Mais ces résultats préliminaires nous ouvrent la voie à une étude plus approfondie des réseaux réalisés et qui devrait nous permettre d'améliorer les paramètres d'irradiation laser afin de fabriquer des motifs optimaux pour les structures photoniques.

RÉFÉRENCES

- [1] F. Mèche, T. Touam, A. Chelouche, M. Dehimi, J. Solard, A. Fisher, A. Boudrioua, L.H. Peng, "Post-annealing effects on the physical and optical waveguide properties of RF sputtered ZnO thin films", *Elect. Mater. Lett.*, **In press**.

COUPLAGE EN ESPACE LIBRE DE CAVITE A CRISTAUX PHOTONIQUES SUR SILICIUM DANS LE MOYEN INFRAROUGE

David Allieux¹, Kwang J. Lee², Sahand Mahmoodian³, Cécile Jamois¹, Céline Chevalier¹,
Xavier Letartre¹, Régis Orobtcchouk¹, Christian Grillet¹

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

² College of Applied Science, Kyung Hee University, Yongin-si 446-701, South Korea

³ Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, Blegdamsvej 17, DK-2100 Copenhagen, Denmark

david.allieux@gmail.com

RÉSUMÉ

Nous présentons la fabrication et les caractérisations préliminaires de cavités à cristaux photoniques silicium sur isolant conçues pour opérer dans le moyen infrarouge et favoriser la génération de troisième harmonique vers le proche infrarouge. Nous avons étudié, par micro-réflexivité, la réponse spectrale de ces cavités et l'influence des différents paramètres de la cavité sur cette réponse. Nous avons mis en évidence la présence de différents modes.

MOTS-CLEFS : *Moyen-infrarouge, troisième harmonique, cristaux photoniques.*

1. INTRODUCTION

Le moyen infrarouge (MIR), couvrant la gamme de longueurs d'onde de $2\mu\text{m}$ à $20\mu\text{m}$ suscite un intérêt croissant au sein de la communauté scientifique et technique. Les applications sont nombreuses allant de la santé, la sécurité ou l'industrie alimentaire jusqu'à la communication en espace libre ou l'astronomie. L'intérêt principal réside dans le fait que les composés chimiques et biologiques qui nous entourent possèdent une très forte signature spectrale à ces longueurs d'ondes, qui correspond aux états de vibrations fondamentaux des molécules.

Les matériaux du groupe IV comme le silicium (Si) ou le silicium germanium (SiGe) sont des candidats de choix pour le MIR [1], [2]. En effet, le silicium, en plus d'être compatible CMOS et de profiter du savoir-faire de l'industrie électronique qui permet une production précise, de masse et à faible coût, dispose d'une gamme de transparence de $1.1\mu\text{m}$ à $8.5\mu\text{m}$ et d'un indice élevé ($n=3,43$ à $4\mu\text{m}$) permettant la réalisation de composants photoniques intégrés compacts. Le coefficient non linéaire important du Si offre des possibilités d'applications pour des dispositifs tout optiques intégrés. Les procédés de fabrication bien maîtrisés rendent possible la réalisation de cavités à cristaux photoniques ou de guides qui exaltent les effets non linéaires comme la génération de troisième harmonique [3], l'auto-modulation de phase [4] ou encore le mélange à quatre ondes [5]. Enfin, les limitations comme l'absorption à deux photons du Si disparaissent après $2.2\mu\text{m}$, ce qui le rend tout à fait adapté aux longueurs d'onde MIR. La plateforme silicium sur isolant (SOI), si elle possède des défauts dus aux propriétés de la silice dans le MIR, reste une structure de choix pour l'étude et la réalisation de composants photoniques grâce à la maîtrise et aux coûts des procédés.

Dans ce travail, nous nous focalisons sur des cavités à cristaux photoniques sur plateforme SOI conçues en vue d'exalter la génération de troisième harmonique (de longueur d'onde MIR vers le proche infrarouge) et de permettre un couplage en espace libre. Cette structure serait adaptée à la conversion de fréquence au sein d'un dispositif intégré tout optique par exemple pour des capteurs moyen infrarouge.

2. DISPOSITIF ETUDIE

La structure étudiée dans cet article est une cavité à cristaux photoniques silicium sur isolant. La conception de cette cavité a fait l'objet d'une collaboration avec le CUDOS. Les paramètres géométriques ont été optimisés pour, d'une part, obtenir un effet de résonance autour de $4\mu\text{m}$ avec de forts facteurs de qualité [6] et d'autre part permettre un couplage en espace libre. Elle est constituée d'une première couche superficielle de silicium de 500nm et d'une couche de silice enterrée de $3.5\mu\text{m}$ déposée sur un substrat de silicium. Un cristal photonique est réalisé en creusant des trous de 500nm de profondeur dans le silicium formant un motif triangulaire. La période est $d = 111\text{nm}$ et le rayon théorique des trous est de $r = 0.27d$. Un guide à cristaux photoniques W0.94 est réalisé en supprimant une rangée de trous et en réduisant l'espacement créé à $0.94W1$. Un défaut localisé est créé au centre du guide par la réalisation d'une section avec une largeur de $0.98W1$ et du décalage de la deuxième rangée de trous (en rouge Fig. 2) de $0.02\sqrt{3}d$. La fabrication est réalisée par lithographie e-beam suivie d'une gravure sèche ICP (Inductive Coupled Plasma). La structure réalisée est illustrée Fig. 1.

Les facteurs de qualité théoriques sont de l'ordre de $Q = 350\,000$ pour une longueur d'onde $\lambda_c = 4\mu\text{m}$. 60 échantillons différents ont été réalisés en modifiant le rayon des plots et le pas.

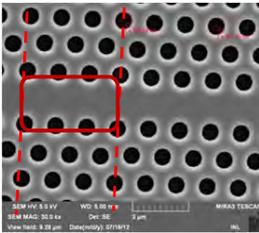


Fig. 1 : Image SEM de la cavité

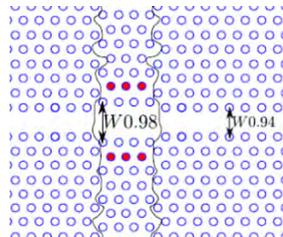


Fig. 2 : Schéma de la structure

3. OUTILS DE CARACTERISATION

Les caractérisations ont été effectuées par micro-réflexivité infrarouge dont le schéma est présenté Fig. 3. Cette technique nous permet d'éclairer précisément la cavité afin d'y coupler la lumière et d'étudier la réponse passive du matériau. La cavité est éclairée à l'aide d'un OPO (squared Firefly IR-LP) accordable entre $3.65\mu\text{m}$ et $4.5\mu\text{m}$ délivrant un signal nanoseconde avec une puissance moyenne de $P = 100\text{mW}$ que nous avons atténuée. La fréquence de répétition est de 150kHz . Le faisceau incident est focalisé à l'aide d'un objectif Cassegrain, dont le spot au niveau de la structure est inférieur à $10\mu\text{m}$. Les mesures sont effectuées en polarisation croisée afin de ne récolter que le signal issu de la cavité. La lumière est récoltée à l'aide d'un photodétecteur PbSe. Enfin, une détection synchrone nous permet de limiter le bruit thermique très présent dans l'infrarouge.

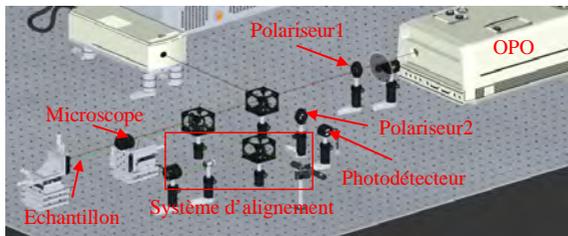


Fig. 3 : Schéma du banc optique

4. RESULTATS ET DISCUSSION

Une étude des différentes cavités a été effectuée. Le spectre en longueur d'onde est obtenu en modifiant la longueur d'onde d'émission du laser avec un pas minimum de 1nm et en mesurant la puissance en chaque point. La Fig. 4 présente les résultats pour trois différents rayons de trous. Pour chaque courbe, nous observons deux résonances distinctes. La première observation est que les résonances se décalent vers les basses longueurs d'onde lorsque le rayon augmente, ce qui est en accord avec la théorie.

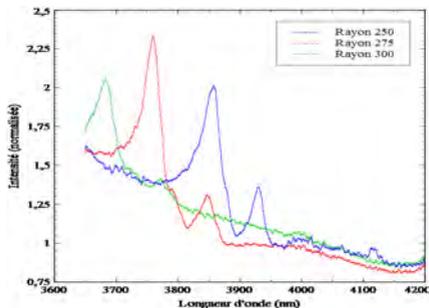


Fig. 4 : Spectre de réflexion des cavités pour différents rayons de trous. Bleu 250nm, rouge 275nm, vert 300nm

Afin de déterminer l'origine des résonances, nous avons effectué des mesures en différentes positions sur la structure : uniquement sur le guide, en dehors du guide, sur la cavité. Ces mesures ont montré que la résonance à plus haute longueur d'onde correspond au mode de cavité, tandis que la résonance à plus basse longueur d'onde correspond au mode de guide, ce qui est en accord avec les calculs de structure de bande. Les facteurs de qualité sont de l'ordre de 400nm limités par la résolution de notre système de caractérisation, et notamment la largeur spectrale de notre laser - 5nm.

CONCLUSION

Des cavités à cristaux photoniques opérant dans le MIR ont été conçues sur des substrats silicium sur isolant. Les caractérisations linéaires ont permis d'identifier différents modes de cavités qui sont en adéquation avec les calculs théoriques (longueur d'onde proche de $\lambda = 4\mu\text{m}$). L'identification de ces modes nous permet désormais de nous intéresser à la caractérisation non linéaire et à la génération de troisième harmonique dans ces cavités.

REFERENCES

- [1] L. Carletti et al. "Nonlinear optical response of low loss silicon germanium waveguides in the mid-infrared," *Opt. Express*, vol. 23, no. 7, p. 8261, 2015.
- [2] R. Soref, "Mid-infrared photonics in silicon and germanium," *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 8, pp. 495–497, Aug. 2010.
- [3] B. Corcoran et al. "Green light emission in silicon through slow-light enhanced third-harmonic generation in photonic-crystal waveguides," *Nat. Photonics*, vol. 3, no. 4, pp. 206–210, Mar. 2009.
- [4] C. Grillet et al. "Amorphous silicon nanowires combining high nonlinearity, FOM and optical stability," *Opt. Express*, vol. 20, no. 20, p. 22609, 2012.
- [5] C. Monat, et al. "Slow light enhancement of nonlinear effects in silicon engineered photonic crystal waveguides," *Opt. Express*, vol. 17, no. 4, p. 2944, Feb. 2009.
- [6] B.-S. Song et al., "Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity," *Nat. Mater.*, vol. 4, no. 3, pp. 207–210, 2005.

CARTOGRAPHIE DE L'APPARITION D'ONDES SCÉLÉRATES DANS UNE DIODE LASER A 980 NM SOUMISE A UN RETOUR OPTIQUE FILTRÉ SPECTRALEMENT

Min Won Lee¹, Fadwa Baladi¹, Jean-René Burie², Mauro A. Bettiati², Azzedine Boudrioua¹ et Alexis P. A. Fischer¹

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

² 3SP Technologies, Route de Villejust, 91625 Nozay, France

min.lee@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Dans ce travail, l'apparition d'ondes scélérates optiques est démontrée pour la première fois en utilisant une diode laser soumise à un retour optique filtré spectralement. En comptant le nombre d'ondes scélérates, nous en étudions l'apparition en fonction du taux de retour optique et du courant injecté dans le laser. Ainsi, nous établissons expérimentalement une cartographie du domaine d'existence de l'onde scélérate.

MOTS-CLEFS : *onde scélérate, diode laser, retour optique*

1. INTRODUCTION

Les vagues scélérates ont été observées depuis des siècles. En océanologie, elles sont définies comme des vagues supérieures à leurs valeurs moyennes plus 4 à 8 écarts-types [1]. En général, de telles vagues scélérates sont considérées comme des événements extrêmes qui sont rares et qui résultent de systèmes non-linéaires. Ces événements ont attirés une attention particulière dans des domaines aussi variés que l'océanologie [1], le climat extrême [2], la crise financière [3], etc.

En optique, de telles vagues, dites ondes scélérates, ont été observées pour la première fois par Solli et al. [4]. Depuis cette observation, les ondes scélérates ont été observées dans des diodes lasers avec injection externe [5], dans une diode laser soumise à un retour optique à conjugaison de phase [6] et dans une diode laser avec une cavité très courte [7].

Dans ce travail, nous démontrons pour la première fois l'apparition de l'onde scélérate utilisant une diode laser à 980 nm soumise à un retour optique filtré par un réseau de Bragg fibré (ou Fiber Bragg Grating, FBG) formant une cavité externe étendue. En général, un tel système est utilisé comme un module de pompe dans un amplificateur fibré dopé erbium (EDFA) qui est largement répandu dans les systèmes de télécommunications optiques.

Les diodes lasers soumises à un retour optique peuvent manifester un comportement dynamique chaotique. Ce phénomène est très connu et étudié depuis des décennies [8]. A certains taux de retour, elles montrent un comportement particulier, notamment des Fluctuations à Basse Fréquence (FBF) qui sont une des caractéristiques typiques, avec chute (drop-out) ou saut d'intensité (jump-up) dans le régime IV. Contrairement au comportement de drop-out, le comportement de jump-up a été très peu investigué [9].

Dans ce travail, nous établissons une cartographie de l'apparition de l'onde scélérate en fonction du courant de laser et du taux de retour optique. Nous étudions également la relation entre onde scélérate et FBF, notamment celles de type jump-ups.

2. MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE

La figure 1 montre le schéma expérimental. L'émission à 980 nm de la diode laser est injectée vers un atténuateur variable optique (ou Variable Optical Attenuator, VOA) et un FBG. L'émission réfléchiée par le FBG est réinjectée vers la diode laser à travers le VOA 1, formant une cavité externe de 4,2 m. La réflectivité du FBG est de 30 % à 980 nm avec une largeur de raie de 0,6 nm et l'atténuation totale est ajustée par le VOA 1 automatisé. La sortie du FBG est transmise via un

isolateur optique, le VOA 2 et un coupleur 50:50 à deux Photo-Détecteurs (PD1 and PD2). Le signal de PD1 est enregistré par un analyseur de spectre radio fréquence (RF) et celui de PD2 par un oscilloscope numérique. Afin d'étudier l'onde scélérate, le signal est coupé à 100 MHz à l'aide d'un filtre RF. L'oscilloscope enregistre des traces temporelles de 200 000 points dans une fenêtre de 40 μ s.

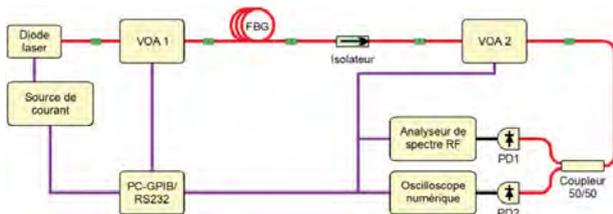


Fig. 1 : Schéma expérimental.

La puissance de la diode laser est de 350 mW à 500 mA et à 25 °C. Le courant de seuil du laser isolé est de 75 mA. En tenant compte la perte du VOA 1 sur l'aller-retour et de la réflectivité du FBG, 30 %, le taux de retour varie de 0 % à 12,5 %.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les ondes scélérates ont été obtenues pour de différents courants et taux de retour sur la figure 2. Dans ce travail, nous utilisons la définition adoptée en océanologie pour définir le seuil de l'onde scélérate. La ligne rouge sur la figure représente le seuil de l'onde scélérate obtenue par cette définition. Sur la figure 2(a), une onde scélérate est observée sur une fenêtre de 40 μ s et dépasse clairement 8 fois l'écarte type. Il a été vérifié que le reste de la trace temporelle montre un comportement dynamique chaotique. Sur la figure 2(b), l'onde scélérate apparaît plus fréquemment. Sur la figure 2(c), elle apparaît encore plus fréquemment. En l'occurrence, ce n'est plus un événement rare.

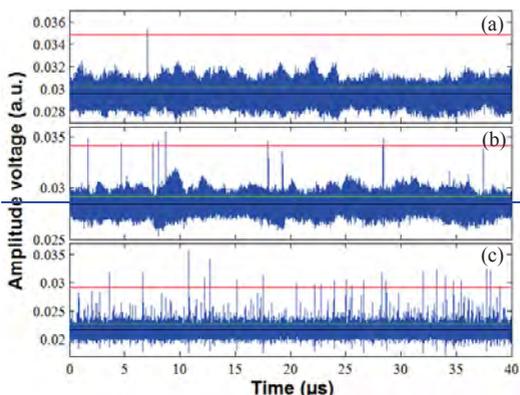


Fig. 2 : Ondes scélérates obtenues à (a) 5,5 % et 240 mA, (b) 5,5 % et 241 mA et (c) 0,5 % et 167 mA. Les lignes rouge, noire et verte représentent le seuil de l'onde scélérate, la valeur moyenne et l'écart-type, respectivement.

Afin d'étudier la condition d'apparition, le nombre d'ondes scélérates est compté pour chaque trace de 40 μ s en fonction du taux de retour et du courant. Ces résultats sont utilisés pour établir la cartographie de la figure 3. Le courant du laser est balayé tous les 1 mA de 50 mA à 500 mA qui est presque 7 fois le courant de seuil. Le taux de retour est varié de 0,5 % à 12,5 % par un pas de 0,5 %. Le nombre de l'onde scélérate est codé en échelle de couleur. La figure 3 montre 2 zones distinctes

d'apparition de l'onde scélérate. Nous remarquons que l'onde scélérate disparaît en augmentant le courant ou le taux de retour.

Comme notre système laser est un système chaotique, il montre un comportement FBF tel que drop-out ou jump-up. Notre travail précédent a identifié les zones de ces comportements sur une cartographie [10]. A partir de ces résultats, les zones des comportements sont indiquées sur la figure 3. Nous observons que l'onde scélérate fait en effet partie des jump-ups qui peuvent apparaître rarement avec des impulsions intenses. A haut courant, ces impulsions intenses apparaissent si fréquemment que le seuil à 8 écarts-types dérive vers le haut. Par conséquent, avec le seuil de définition océanologique l'onde scélérate n'est plus franchit en augmentant le courant du laser, mais de très nombreuses impulsions existent néanmoins. Nous remarquons que l'onde scélérate n'existe plus au delà de 6 % de taux de retour qui est également la limite d'existence de FBF de type drop-outs.

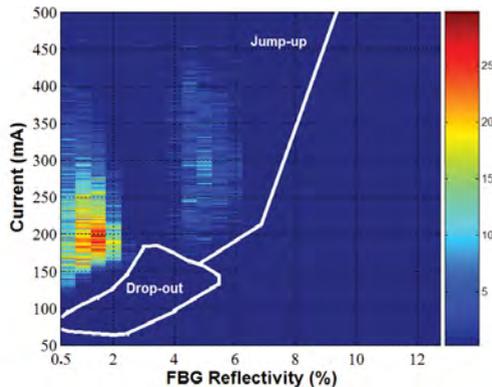


Fig. 3 : Cartographie de l'onde scélérate. Les zones des FBF de type drop-out ou de jump-up sont indiquées.

CONCLUSION

Nous avons démontré pour la première fois l'existence d'onde scélérate en utilisant une diode laser de puissance à 980 nm soumise à un retour optique filtré spectralement via un FBG. Une cartographie de l'onde scélérate a été établie expérimentalement en fonction du courant et du taux de retour. D'après cette cartographie, l'onde scélérate existe dans les zones où les FBF de type jump-ups apparaissent.

RÉFÉRENCES

- [1] C. Kharif et al., *Rogue Waves in the Ocean*, Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [2] R. W. Katz, "Statistics of extremes in climate change," *Climatic Change*, 100, p. 71, 2010.
- [3] H. E. Roman et al., "Long-time correlations in company profit fluctuations," *Phys. Rev. E*, 80, p. 036114, 2009.
- [4] D. R. Solli et al., "Optical rogue waves," *Nature*, 450, p. 1054, 2007.
- [5] C. Bonatto et al., "Deterministic Optical Rogue Waves," *Phys. Rev. Lett.*, 107, p. 053901, 2011.
- [6] A. K. Dal Bosco et al., "Extreme events in time-delayed nonlinear optics," *Opt. Lett.*, 38, p. 703, 2013.
- [7] J. A. Reinoso et al., "Extreme intensity pulses in a semiconductor laser with a short external cavity," *Phys. Rev. E*, 87, p. 062913, 2013.
- [8] A. P. A. Fischer et al., "Filtered optical feedback induced frequency dynamics in semiconductor lasers," *Phys. Rev. Lett.*, 92, p. 023901, 2004.
- [9] M.-W. Pan et al., "Semiconductor laser dynamics subject to strong optical feedback," *Opt. Lett.*, 22, p. 166, 1997.
- [10] F. Baladi et al., "Map of the low frequency fluctuations in a high-power diode laser submitted to a filtered optical feedback from a fiber Bragg grating," in *IS-PALD, France*, 2013.

INDEX DES AUTEURS

Abdallah, Z.	114	Bettiati, M.	351
Absil, P.	136	Beugnot, J.-C.	72
Achelle, S.	204	Beuzit, J.-L.	105
Adam, J.-L.	16	Bienfait, A.	145
Albaladéjo, S.	240	Bigeon, J.	195
Alis, D.	1	Bigo, S.	99
Allioux, D.	348	Bigot, L.	19, 22, 25, 40, 75
Alouini, M.	1, 108, 264, 304, 315	Blackburn, J.	130
Amela-Cortes, M.	195	Blanc, W.	309
Andresen, E.R.	120	Bodiou, L.	130, 180, 204, 318
Anet Neto, L.	87	Boldyreva, E.	240
Antier-Murgey, M.	136	Bondu, Francois	261, 264, 304
Arcizet, O.	52	Bony, P.-Y.	81
Armaroli, Andrea	334	Borgne, Eric	323
Attia, R.	246	Borgne, Eric	123
Attias, A.-J.	54	Bortolozzo, U.	312
Aubert, J.-J.	1	Bosc, D.	174
Aupetit-Berthelemot, C.	84, 252	Boscolo, S.	273
Ayi-Yovo, F.E.	139	Boucaud, Philippe	69
Azou, S.	296	Boucaud, Philippe	189
Bahloul, F.	246	Boucher, Y.	114, 162
Bahri, M.	340	Boudrioua, Azzedine	258, 345
Baiili, Ghaya	234	Boudrioua, Azzedine	150, 351
Baillot, M.	334	Bouhier, S.	261
Balac, S.	114, 159	Boukenter, A.	117, 177, 216
Baladi, F.	351	Bourderionnet, J.	136
Baldi, P.	189	Bourdon, P.	37
Ballandras, S.	63	Boussard-Plédel, C.	93, 213
Balocchi, A.	255	Bouwmans, G.	19, 22, 43
Barat, D.	66	Bouyer, P.	142, 225
Barbet, S.	186	Bouzid, A.	282, 326
Barritault, P.	111	Bramerie, L.	10, 123, 323
Barthélémy, A.	31, 43, 249	Braud, Alain	130, 213
Basset, G.	304	Brenot, R.	186, 290
Bassignot, F.	63	Brignon, A.	136
Batté, T.	130, 204	Brilland, L.	16
Battelier, B.	225	Brimont, C.	69
Baudet, E.	180, 204, 318	Broquin, J.-E.	139
Bêche, B.	198	Bubnov, M.	46
Beche, B.	195	Bureau, B.	93, 180, 213
Bechou, L.	201, 299	Burie, J.-R.	351
Beck, A.	255	Burin, J.-P.	255
Bejan, S.	296	Cadier, B.	28, 216
Belabas, N.	183	Cadroas, P.	46
Belhadj Taher, A.	246	Caillaud, C.	16
Belkebir, H.	282, 326	Calvet, P.	22
Bellanca, G.	165	Calvez, L.	93
Benabdesselam, M.	309	Cambet Petit Jean, D.	240
Benabid, Fetah	9	Camy, Patrice	130, 213
Benabid, Fetah	307	Canat, G.	37
Benisty, H.	6	Capitaine, E.	34
Benoist, J.	249	Carras, M.	90
Benoît, A.	222	Carré, C.	174
Bentivegna, F.	287	Carrère, H.	255
Bertet, P.	145	Cassez, A.	19, 22
Bertru, N.	340	Cerutti, L.	111
Besnard, P.	1, 126, 342	Chahal, R.	213

Chaïbi, M.E.	87	Ducci, Sara	59
Chanclou, P.	84, 186	Dumeige, Y.	133, 318
Chaouche-Ramdane, A.	337	Durand, C.	139
Charra, F.	54	Durand, Olivier	321
Charrier, J.	130, 180, 204, 318	Durand, Olivier	133, 255
Chartier, T.	331, 334	Durand, Olivier	340
Charvet, P.	240	Durécu, A.	37
Chauvet, M.	60, 63	Dussardier, B.	309
Chauvin, D.	293	Duvail, J.-L.	195
Checoury, Xavier	189	El Kurdi, M.	69
Checoury, Xavier	69	Elsässer, W.	90
Chelouche, A.	258, 345	Engel, Thomas	210
Chen, X.	120	Erasmé, D.	87, 186
Chevalier, C.	348	Erbert, G.	243
Chevalier, N.	315	Esteve, D.	145
Chikh-Touami, H.	150	Evanno, N.	10
Claudot, S.	156	Even, Jacky	321
Consortium Sphere, S.	105	Even, Jacky	255
Cordier, S.	195	Fade, J.	108
Cormier, E.	96	Faijan, F.	331
Cornet, Charles	321	Fall, A.	10
Cornet, Charles	340	Fanetti, M.	117
Cornet, Charles	133, 255	Fatome, J.	81
Costille, A.	105	Favero, Ivan	59
Cotillard, R.	240	Fernandez, A.	114, 159
Couderc, V.	34	Féron, P.	133
Crump, P.	243	Février, S.	25, 46
Dadoenkova, N.	287	Finot, Christophe	13, 228
Dadoenkova, Y.	287	Finot, Christophe	273
Dagens, B.	66	Fiorini-Debuisschert, C.	54
Darwich, D.	222	Fischer, Alexis	351
Dauliat, R.	222	Fischer, Alexis	258, 345
De Micheli, M.	189	Florentin, R.	249
Debord, B.	307	Folliot, H.	130, 204, 315
Decker, J.	243	Fourcade-Dutin, C.	120
Degiron, A.	6	Fresnel, S.	126
Delaye, P.	307	Fusco, T.	105
Delcourt, E.	130, 204, 318	Gadonna, M.	10, 156, 174
Delepine-Lesoille, S.	177	Garcia, L.	40, 75
Delezoide, C.	293	Garcia, M.	201, 207, 299
Desfarges-Berthelemot, A.	31, 43, 249	Garrabos, Y.	213
Deshayes, Y.	201, 299	Gauthier, J.-P.	255
Devaux, F.	60, 63	Gauthier-Manuel, L.	63
Di Bin, P.	25, 246	Gay, Mathilde	323
Diallo, T.	84	Gay, Mathilde	123
Dimitriadou, E.	219	Gayral, B.	69
Diouf, C.	296	Gentner, J.-L.	129
Djebbar, A.	3	Georges, P.	243
Doghmane, A.	258	Georges, T.	1
Dohlen, K.	105	Gérard, B.	111, 207
Dolfi, D.	312	Gérôme, F.	307
Doualan, Jean-Louis	130, 213	Ghisa, L.	219
Douay, M.	22	Gianesello, F.	139
Douillard, Ludovic	54	Gigan, S.	57
Doyen, I.	243	Gil Santos, E.	59
Du, P.	54	Gilles, H.	28
Du-Burck, F.	337	Gilles, M.	81
Duan, G.-H.	234	Girard, N.	234
Duboz, Jean Yves	189	Girard, Sylvain	117, 177, 216
Duboz, Jean Yves	69	Girard, Sylvain	28, 130
Dubrovina, N.	6	Girault, P.	174, 204, 318

Godin, T.	279	Kermène, V.	31, 43, 249
Gogol, P.	66	Kotov, L.	25, 46
Gomez-Agis, Fausto	323	Krakowski, M.	201, 299
Gomez-Agis, Fausto	123	Kreher, D.	54
Gottesman, Y.	10	Kribich, R.	270
Gouldieff, Céline	195, 198	Kubo, Y.	145
Gouriou, P.	22	Kudlinski, A.	72, 120
Grezes, C.	145	Labroille, G.	40, 75
Grillet, C.	348	Ladaci, A.	216
Grillot, F.	87, 90, 234	Laffont, G.	240
Grimm, S.	222	Lallier, E.	136, 207
Grisard, A.	111, 207	Landais, D.	331
Gromovyi, Maksym	189	Larat, C.	136
Gromovyi, Maksym	69	Largeau, L.	340
Gu, Q.	130	Laroche, M.	28
Guasoni, M.	81	Larochelle, S.	126
Guegan, M.	219, 237, 290	Larrue, A.	201, 299
Guendouz, M.	130, 174, 204, 318	Lartigue, O.	111
Guesmi, K.	153	Layoul, H.	345
Guézo, M.	130, 204	Lazoul, M.	150
Guha, B.	59	Le Corre, Alain	340
Guignard, P.	10	Le Cren, E.	10
Guillemé, P.	133	Le Dortz, Jérémy	136
Guillet, T.	69	Le Goffic, O.	331
Guryanov, A.	46	Le Liepvre, S.	54
Gutierrez - Arroyo, A.	180, 204	Le Rouge, A.	25, 40
Habert, R.	120	Le, S.D.	156
Hallal, A.	261	Lebrun, S.	307
Hamié, A.	237	Lecomte, M.	207
Hamzé, M.	237	Leconte, B.	28
Hanna, M.	243	Ledoux-Rak, Isabelle	293
Hanzard, P.-H.	279	Lee, K.J.	348
Hardy, I.	180, 204, 318	Lee, M.W.	351
Hease, W.	59	Lee, Y.-P.	287
Henrot, F.	63	Lefebvre, Michel	37
Hideur, A.	43, 46, 279	Léger, Y.	133, 255
Hilaire, S.	34	Legrand, Julien	10
Horpin, M.	225	Léguillon, Y.	126
Huang, Y.	255, 321	Lelarge, F.	290
Huby, N.	195, 198	Lemaitre, A.	59
Hugonnot, E.	22	Lemaitre, J.	130, 174, 180, 204, 318
Huignard, J.-P.	312	Lengle, K.	10
Isoya, J.	145	Leo, G.	59
Issa, H.	192	Lepage, G.	136
Jacques, V.	145	Lepers, C.	10
Jamier, R.	222	Leroy, B.	66
Jamois, C.	348	Letartre, X.	348
Janicot, S.	243	Letoublon, Antoine	340
Jaouen, M.	54	Letoublon, Antoine	133
Jeannot, J.-P.	240	Levallois, C.	255, 315
Jian, P.	75	Likhachev, M.	46
Joindot, M.	323	Lipatov, D.	46
Jossent, M.	25	Llopis, O.	114
Joulain, F.	267	Lobo, Sebastien	323
Juulsgaard, B.	145	Lobo, Sébastien	123
Jumpertz, L.	90	Lombard, L.	37
Kabeya, D.	31	Lombardini, A.	120
Kassi, R.	75	Lorrain, N.	130, 174, 204, 318
Kauffmann, Q.	270	Louot, C.	34
Kaya, S.	345	Lucas, J.	93
Kazmierski, C.	87	Lucas-Leclin, G.	243

Lupi, J.-F.	309	Odier, A.	37
Lupu, A.	6, 302	Orobtehouk, R.	348
Lyubchanskii, I.	287	Orrit, M.	49
Madeline, A.	10	Ortega-Quijano, N.	108
Mady, F.	309	Ouerdane, Y.	117, 177, 216
Mahé, F.	159	Pagnoux, D.	34
Mahmoodian, S.	348	Panapakkam, V.	78
Maho, A.	186	Paranthoën, C.	255, 315
Maillotte, H.	63	Pareige, C.	126, 331, 342
Marie, X.	255	Parillaud, O.	201, 207, 299
Marin, E.	171, 177	Parini, A.	165
Marre, S.	213	Parnet, F.	108
Marris-Morini, D.	102	Patriarche, G.	340
Martin, Georges	10	Pauliat, G.	307
Martin-Samos, L.	117	Pawlus, R.	90
Martínez, A.	6, 78	Pedesseau, Laurent	255
Mathevet, F.	54	Pedesseau, Laurent	321
Mechin, D.	331	Peigné, A.	312
Méchin, D.	16	Peng, Lung-Han	150
Melanen, P.	243	Peng, Lung-Han	258, 345
Melkonian, Jean-Michel	37	Perennou, A.	192, 219
Meng, Y.	153	Perrin, A.	22
Merghem, K.	78	Pes, S.	315
Meriche, Faiza	345	Phan Huy, M.C.	307
Meriche, Faiza	258	Philippe, A.	156
Mescia, L.	216	Picholle, E.	168
Metzger, V.	156	Picozzi, A.	81
Mexis, M.	69	Pietrovy, D.	171
Michel, F.	90	Piron, R.	255
Michel, K.	213	Pla, J.	145
Millon, E.	345	Planes, I.	177
Minot, C.	183	Plassart, C.	331
Mir, A.	282, 326	Poffo, L.	174, 204, 318
Mistry, K.	130	Populaire, C.	10
Moelmer, K.	145	Poulain, M.	267
Moison, J.-M.	183	Poulain, S.	267
Molard, Y.	195	Pradere, L.	66
Molin, D.	10	Prestipino, C.	213
Molin, S.	312	Primiani, P.	276
Montes, C.	168	Provino, L.	331
Monteville, A.	331	Pureur, D.	331
Morais, S.	213	Qarchi, A.	282, 326
Moréac, A.	213	Quétel, L.	156, 213
Morel, P.	210, 237, 290, 296	Quintard, V.	192, 219
Morzur, J.-F.	40, 75	Quiquempois, Y.	19, 22, 40
Morton, J.	145	Ramdane, A.	6, 78
Mostallino, R.	201, 299	Ramirez, P.	243
Motaweh, T.	290	Randoux, S.	231
Mouillet, D.	105	Reghioua, I.	117
Mugnier, A.	331	Renversez, G.	16
Na, B.	219, 304	Residori, S.	312
Nazabal, V.	93, 180, 204, 213, 318	Riboulet, J.-F.	156
Negru, R.	183	Rigaud, P.	43
Nguyen, C.T.	293	Rigneault, H.	13, 120
Nguyen, T.T.	340	Rizou, Z.	210
Nguyen, T.H.	123	Robert, Y.	201, 299
Nguyen, T.-H.	323	Robin, T.	28, 216
Niang, A.	153	Roch, J.-F.	145
Nouchi, P.	312	Rochard, P.	133, 156
O'Brien, P.	136	Rohel, T.	133, 255
O'Hare, A.	123	Roland, Iännis	189