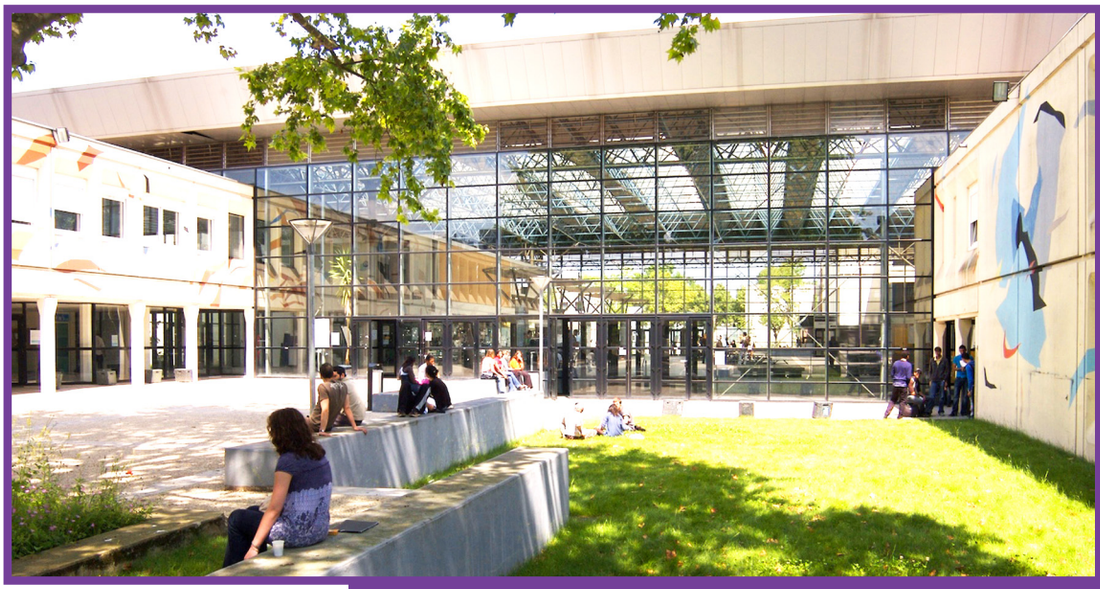
Société Française d'Optique

optique Paris 2013

COLOQ HORIZONS JNOG JRIOA CLUB

UNIVERSITÉ PARIS 13 NORD

Journées Nationales d'Optique Guidée



Villetaneuse, 8-11 Juillet 2013

(JNOG'33)

LPL Laboratoire de physique des lasers

L'Université Paris 13 est membre fondateur de :

SORBONNE PARIS CITÉ

CAMPUS CONDORCET Paris-Aubervilliers

www.sfoptique.org/optique-paris-13

TABLE DES MATIERES

Lundi 8 juillet 2013

14:00 - Cérémonie d'ouverture

Amphi 5 - Président : **C. Fabre**

14:00 **Conférence Serge HAROCHE**
S. Haroche
LKB - ENS 1

16:00 - Session JNOG - Amplificateurs et lasers à fibres

Amphi C - Président : **D. Erasme**

16:00 **Composants optiques avancés pour le 40 et le 100 Gb/s**
E. Grard
3S PHOTONICS 2

16:30 **Laser à fibre à verrouillage de modes émettant à 930 nm**
K. Qian, H. Wang, M. Laroche et A. Hideur
CORIA CNRS UMR 6614 6

16:45 **Laser à fibre dopée néodyme délivrant 20W à 910nm**
M. Laroche, B. Cadier, H. Gilles, S. Girard, L. Lablonde, B. Leconte et T. Robin
Centre de recherche sur les Ions, les MAtériaux et la Photonique (CIMAP), ENSICAEN, CNRS, CEA/IRAMIS 9

17:00 **Laser à fibre à bande interdite photonique avec gaine hétéro-structurée et large coeur Sol-Gel dopé ytterbium**
A. Baz, L. Bigot, G. Bouwmans, H. El Hamzaoui, R. Habert, M. Bouazaoui et Y. Quiquempois
PhLAM/IRCICA - UMR8523/USR3380 CNRS - Université Lille1 12

17:15 **Up-conversion à trois étapes dans une fibre optique aluminosilicate dopée au thulium, pompée à 1070 nm.**
J.-F. Lupi, W. Blanc, B. Dussardier et P. Peterka
Laboratoire de Physique de la Matière Condensée / Université de Nice Sophia Antipolis / CNRS 15

17:30 - Session JNOG - Amplificateurs et lasers à fibres (suite)

Amphi C - Président : **D. Pagnoux**

17:30 **Amplification et synthèse d'impulsions femtosecondes dans 12 cœurs d'une fibre dopée ytterbium par décomposition spectrale et recombinaison cohérente**
P. Rigaud, G. Bouwmans, V. Kermene, L. Bigot, A. Desfarges-Berthelemot, D. Labat, T. Mansuryan, A. Le Rouge et A. Barthelemy
XLIM - UMR CNRS 7252 / Département Photonique - Université de Limoges 18

17:45 **Amplificateurs optique à 780nm, sans aluminium dans la région active, pour le pompage d'atomes de rubidium**
A. Jammot, J. Bebe Manga Lobe, M. Lamponi, Y. Robert, E. Vinet, M. Lecomte, M. Garcia, O. Parillaud et M. Krakowski
III-V Lab 21

18:00 **Suppression de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques par isolateurs optiques et application à une source d'impulsions cadencée à 40 GHz**
I. El Mansouri et J. Fatome
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne 24

18:15 **Génération d'un peigne de fréquence à l'aide de lasers à verrouillage de modes passif à base de bâtonnets quantiques**
K. Merghem, C. Calo, R. Rosales, A. Martinez et A. Ramdane
CNRS Laboratoire de Photonique et Nanostructures 27

Mardi 9 juillet 2013

8:45 - Session JNOG - Systèmes et réseaux télécoms

Amphi C - Président : **T. Sylvestre**

8:45 **Démonstration expérimentale d'un phénomène d'auto-polarisation de la lumière dans une fibre optique: l'Omnipolariseur**
P. Morin, S. Pitois, P.-Y. Bony, M. Guasoni, A. Piccozzi, H.-R. Jauslin, D. Sugny, G. Millot, S. Wabnitz et J. Fatome
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 CNRS - Université de Bourgogne 30

9:15 **Laser à Cavité Etendue Kilometrique Fondé sur l'Utilisation d'un Module de SOA Saturé pour Réduire le Bruit d'Intensité et Effacer les Données pour WDM-PON**
Q. Deniel, F. Saliou, S.D. Le, P. Chanclou, D. Erasme et R. Brenot
France Telecom Orange Labs 33

9:30 **Génération des signaux SSB par un laser modulateur intégré modulé par un signal OFDM large bande**
M. Chaibi, T. Anfray, K. Kechaou, C. Gosset, L. Anet Neto, G. Aubin, C. Kazmierski, P. Chanclou, C. Aupetit-Berthelemot et D. Erasme
Télécom ParisTech 36

9:45 **Nouvelle méthode de compensation du déséquilibre en quadrature pour des systèmes QPSK**
T.-H. Nguyen, M. Gay, L. Bramerie, F. Gomez-Agis, P. Scalart, J.-C. Simon et O. Sentieys
Laboratoire FOTON, CNRS UMR 6082, ENSSAT, CS 80518 39

10:00 **Etude de la variabilité de performance de transmission en régime non-linéaire dans les systèmes WDM-PDM-QPSK à 112 Gbit/s**
A. Seck, J. Vuong, P. Ramantanis, Y. Frignac, C. Lepers et B.-E. Benkelfat
INSTITUT TELECOM/TELECOM SUDPARIS 42

10:15 **De La Stabilité Long Terme Des Systèmes De Mesure Spectrale Pour Capteurs A Réseaux De Bragg**
N. Roussel et P. Ferdinand
CEA LIST DM2I 45

16:00 - Session commune 3

Amphi 5 - Président : **V. Michau**

16:00 **Bientôt un an de mesure LIBS par l'instrument ChemCam sur mars: résultats et bilan provisoire**
J.-B. Sirven
CEA, DEN, Département de Physico-Chimie 48

16:40 **Cellules solaires: un condensé d'optique et d'électronique**
P. Roca I Cabarrocas
LPICM-CNRS 50

17:20 **Les 100 ans de l'Effet Sagnac**
H. Lefèvre
iXBlue 51

Mercredi 10 juillet 2013

8:45 - Session JNOG - Optique intégrée active et passive

Amphi C - Président : **A.-M. Jurdyc**

8:45 **Photonique intégrée sur organiques couplée aux technologies et procédés issues des plasmas, de la biophysique et de la microfluidique : du micronique au nanométrique**
B. Bêche
Institut de Physique de Rennes - IPR CNRS 6251 54

9:15 **Collage direct de InP sur Si par l'intermédiaire d'une fine couche d'oxyde ($\sim$ 5nm): mécanismes et résultats**
A. Itawi, K. Pantzas, I. Sagnes, G. Patriarche et A. Talneau
CNRS / Laboratoire de Photonique te de Nanostructures 57

9:30 **Laser impulsionnel monofréquence sur verre dopé ytterbium**
H. Ouslimani, L. Bastard et J.-E. Broquin
IMEP-LAHC 60

9:45 **Caractérisation optique de réseaux de Bragg LiNbO3 ultra-courts**
C. Guyot, G. Ulliac, A. Gerthoffer, J. Dahdah, F. Henrot, B. Sadani, M.-P. Bernal, F.I. Baida et N. Courjal
FEMTO-ST 63

10:00 **Interféromètres couplés en spirale**
M. Digonnet
Stanford University 66

10:15 **Conception d'un ordinateur analogique tout optique de type 'réservoir' à l'aide d'une cavité optique linéaire passive fonctionnant en lumière cohérente**
Q. Vinckier, F. Duport, A. Smerieri, K. Vandoorne, P. Bienstman, M. Haelterman et S. Massar
Service OPERA-Photonique, CP 194/5, Université Libre de Bruxelles (U.L.B.) 69

11:00 - Session JNOG - Effets non linéaires

Amphi C - Président : H. Porte

11:00 **Nonlinear photonic crystals: from scientific interest to application**
L.H. Peng
Dept. Electrical Engineering and Inst. Photonics and Optoelectronics 72

11:30 **Génération paramétrique multilongueurs d'onde sans les PPLT 2D.**
M. Lazoul, Q. Ripault, A. Boudrioua, L.M. Simohamed, A. Fisher et L.H. Peng
Laboratoire de Physique des Lasers CNRS - UMR7538 73

11:45 **Fabrication de microdisques en AlGaAs pour le doublage de fréquence dans le proche IR**
S. Mariani, A. Andronico, O. Mauguin, A. Lemaître, I. Favero, S. Ducci et G. Leo
Université Paris Diderot 76

12:00 **Traversée de micro-canaux par solitons : application à la fabrication d'un séparateur de polarisation intégré**
L. Al Fares, F. Devaux et M. Chauvet
Département d'Optique P.M. Dufieux, Institut FEMTO-St UMR 6174 CNRS 79

12:15 **Génération optique d'ondes acoustiques de surface dans une microfibre de silice**
J.-C. Beugnot, S. Lebrun, G. Pauliat, V. Laude, H. Maillotte et T. Sylvestre
Institut FEMTO-ST, Université de Franche-Comté, CNRS UMR 6174 82

16:00 - Session commune 4

Amphi 5 - Président : A. Levenson

16:00 **Liens optiques et métrologie, ou comment peut-on distribuer une référence de fréquence par les fibres optiques du réseau Internet**
O. Lopez, B. Chanteau, A. Bercy, P.E. Pottie, F. Stefani, B. Argence, B. Darquié, Y. Le Coq, D. Nicolodi, N. Quintin, C. Chardonnet, G. Santarelli et A. Amy-Klein
Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS 85

16:50 **Quid du domaine de capteurs à fibres optiques depuis 35 ans?**
P. Ferdinand
CEA LIST DM2I 87

17:30 **Onde ou particule, le photon défie toujours l'intuition**
F. Kaiser, T. Coudreau, P. Milman, D. Ostrowsky et S. Tanzilli
Laboratoire de Physique de la Matière Condensée 90

Jeudi 11 juillet 2011

8:45 - Session JNOG - Cristaux photoniques, Nanophotonique

Amphi C - Président : F. De Fornel

8:45 **Hybrid III-Vsemiconductor SOI nanophotonic platform: from sources to switches**
F. Raineri, A. Bazin, P. Monnier et R. Raj
Laboratoire de Photonique et de Nanostructures LPN-CNRS 93

9:15 **Modélisation de réseaux résonants en cavité**
R. Laberdesque, A. Monmayrant et O. Gauthier-Lafaye
CNRS, LAAS 95

9:30 **Microcavités à modes de galerie pour la génération de THz**
S. Mariani, A. Andronico, Y. Todorov, C. Sirtori, I. Favero, S. Ducci, M. Kamp, J. Claudon, J.-M. Gérard et G. Leo
Université Paris Diderot 98

9:45 **Diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent de nanofibres immergées dans des liquides**
L. Shan, G. Pauliat, G. Vienne, L. Tong et S. Lebrun
Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud 101

10:00 **Absorption large-bande dans le visible et émission plasmonique par un cristal plasmonique auto-organisé**
H. Frederich, C. Lethiec, Y. Wen, J. Laverdant, T. Popescu, L. Douillard, F. Charra, C. Schwob, L. Coolen et A. Maître
GeMAC 104

10:15 **Ingénierie modale et caractérisation expérimentale de guides en cristaux photoniques par la théorie du milieu effectif**
X. Pommarede, A. Talneau, C.-X. Pang et H. Benisty
CNRS / Laboratoire de Photonique et de Nanostructures 107

11:00 - Session JNOG - Fibres microstructurées

Amphi C - Président : Y. Quiquempois

11:00 **Fibres microstructurées en verres de chalcogènures pour la conversion de longueur d'onde et la détection d'espèces chimiques**
J. Troles, L. Brilland, P. Toupin, G. Canat, T. Chartier, P. Besnard et D. Méchin
Sciences chimiques de Rennes 110

11:30 **Réalisation de structures optiques verticales en verres de chalcogénure pour des applications dans le proche et moyen infrarouge**
P. Němec, J. Charrier, R. Chahal, M. Cathelinaud, M. Allix, J.-L. Adam et V. Nazabal
Foton UMR CNRS 6082 113

11:45 **Conception et réalisation d'une fibre à large cœur microstructurée polarisante adaptée à la transmission d'un faisceau à 1 μm**
L. Provino, A. Monteville, O. Le Goffic, D. Landais, C. Romano, A. Mugnier, C. Pareige, A. Haboucha, T. Chartier, D. Méchin et D. Pureur
PERFOS, Plateforme R&D de Photonics Bretagne 116

12:00 **Fibre micro-structurée dopée erbium faiblement multimode pour l'égalisation des gains modaux en bande C.**
G. Le Cocq, L. Bigot, A. Le Rouge, G. Bouwmans, H. El Hamzaoui, K. Delplace, M. Bouazaoui et Y. Quiquempois
PhLAM/IRCICA - UMR8523/USR3380 CNRS - Université Lille1 119

12:15 **Etude des fluctuations en temps réel et des corrélations spectrales lors de la génération de supercontinuum**
T. Godin, B. Wetzel, T. Sylvestre, L. Larger, A. Kudlinski, A. Mussot, A. Ben Saleml, M. Zghal, G. Genty, F. Dias et J. Dudley
Institut FEMTO-ST, Département d'Optique 122

14:00 - Session commune 5

Amphi 5 - Président : G. Pauliat

14:00 **Photonique intégrée hétérogène sur silicium**
X. Letartre
Institut des Nanotechnologies de Lyon 125

14:40 **Vers une imagerie structurale des cellules rétiniennes in vivo**
M. Paques
Centre d'Investigation Clinique 503, Hôpital des Quinze-Vingts 128

Présentations posters

Session posters JNOG - Amplificateurs et lasers à fibres

P123 **Étude d'un laser à fibre verrouillé en phase par rotation non-linéaire de la polarisation dans des fibres biréfringentes**
S. Boivinet, J.-B. Lecourt, Y. Hernandez, A. Fotiadi et P. Mégret
Multitel, département de Photonique Appliquée 129

P124 **Réalisation d'un Amplificateur pour la Transmission MDM**
P. Genevaux, M. Salsi, G. Charlet, G. Le Cocq, L. Bigot et Y. Quiquempois
Alcatel-Lucent Bell Labs France 132

P125 **Emission laser dans une fibre hybride nanostructurée silice zircone dopée ytterbium**
G. Granger, C. Restoin, P. Roy, R. Jamier, S. Rougier, A. Lecomte et J.-M. Blondy
Institut de Recherche XLIM 135

P126 **Laser à Fibre Dopée Er en Anneau Unidirectionnel Contenant une Fibre Microstructurée Verrouillé en Phase par un Absorbant Saturable**
K. Guesmi, F. Bahloul, M. Salhi, F. Sanchez et R. Attia
UR-CSE, Ecole Polytechnique de Tunisie 138

P127 **Réduction du bruit dans des lasers Brillouin à fibre chalcogénure par génération d'onde Stokes d'ordre supérieur**
K. Hey Tow, S. Fresnel, Y. Léguillon, P. Besnard, L. Brilland, J. Troles, P. Toupin, D. Méchin et D. Trégoat
École Polytechnique Fédérale de Lausanne 141

P128 **Pluie de solitons dans un laser à fibre co-dopée Er -Yb en forme de huit**
A. Niang, F. Amrani, M. Salhi et F. Sanchez
Laboratoire de Photonique d'Angers EA 4464, Université d'Angers 144

P129 **Résonateur fibré de facteur Q extrême pour la réalisation d'oscillateurs optoélectroniques**
K. Saleh, A. Fernandez, O. Llopis et G. Cibiel
Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174 147

Session posters JNOG - Amplificateurs et lasers à semi-conducteurs

P130 **Diagramme des instabilités basses fréquences de diode laser à 974 nm soumise à un retour optique sélectif en fréquence provenant d'un FBG**
F. Baladi, A. Fischer, M.W. Lee, J.-R. Burie, M. Bettiati et A. Boudrioua
3S PHOTONICS GROUP 150

P131 **Étude du bruit électrique de diodes laser à 780 nm pour senseurs inertiels**
J. Bebe Manga Lobe et B. Orsal
III-V Lab 153

P132 **Lasers à blocage de modes bi-section à base de boites quantiques InAs sur InP (001) désorienté émettant à 1,64 μm à des taux de répétitions de 22,6 GHz**
K. Klaime, R. Piron, D. Thiam, C. Paranthoen, O. Dehaese, N. Chevalier, T. Batte, K. Yvind, S. Loualiche et A. Le Corre
Université Européenne de Bretagne, France INSA, FOTON, UMR 6082, F-35708 Rennes 156

P133 **Conception d'un réseau de phase pour la combinaison cohérente passive de diodes laser de puissance**
L. Leveque, G. Lucas-Leclin et P. Georges
Laboratoire Charles Fabry 159

Session posters JNOG - Cristaux photoniques, Nanophotonique

P134 **Conception de DFB optimisés tout CP en filière GaSb**
B. Adelin, O. Gauthier-Lafaye et A. Monmayrant
LAAS-CNRS 162

P135 **Approche technologique de résonateurs optiques 2D et 3D sur substrats de verre et de silicium**
A. Ali Slimane, A. Desmoulin, O. Llopis, V. Conedera et A. Fernandez
CNRS-LAAS 165

P136 **Auto-oscillations à haute fréquence dans une nano-cavité en silicium**
N. Cazier, X. Checoury, L. Haret et P. Boucaud
Institut d' Électronique Fondamentale 168

P137 **Effet du Recuit Thermique sur L'Absorption Optique du Nanocomposite KBr/ZnS**
O. Halimi, M. Sebais, B. Boudine et A. Boudrioua
Université Mentouri 1 171

P138 **Etude théorique et expérimentale du piégeage par une nano antenne a ouverture papillon sur sonde de microscope optique en champ proche**
N. Hameed, A. El Eter, T. Grosjean et F.I. Baida
Institut FEMTO-ST 175

P139 **Etudes théorique et expérimentale de l'excitation du mode guidé TEM à travers des ouvertures annulaires droites (AAA) et inclinées (SAAA)**
A. Ndao, J. Salvi et F.I. Baida
Institut FEMTO-ST 178

Session posters JNOG - Effets non linéaires

P140 **Étude de la diffusion Brillouin dans les microfibres optiques en verre de chalcogénure**
J.-C. Beugnot, R. Ahmad, M. Rochette, V. Laude, H. Maillotte et T. Sylvestre
Institut FEMTO-ST, Université de Franche-Comté, CNRS UMR 6174 180

P141 **Photonique non-linéaire dans les lasers à cascades quantiques**
F. Grillot, C. Wang, J. Even, J. Bodyfelt, M. Carras et V. Kovanis
Télécom ParisTech, CNRS LTCI 183

P142 **Amélioration de la sélectivité et du niveau des lobes secondaires d'un filtre acousto-optique accordable**
H. Issa, V. Quintard et A. Perennou
ENIB, UMR CNRS 6285 Lab-STICC, Université Européenne de Bretagne 186

P143 **Generation de second harmonique dans les guides d'onde obtenus par implantation d'He+ dans les cristaux photoniques non-linéaires (PPLN 2D) dopés MgO : Effet des dommages optiques.**
Q. Ripault
Laboratoire de Physique des Lasers CNRS - UMR7538 189

P144 **Caractérisation à haute résolution spectrale de l'effet Brillouin dans les fibres non-linéaires à saut d'indice**
Y. Souidi, T. Robin, B. Cadier, M.W. Lee, A. Amy-Klein et V. Roncin
Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité 192

P145 **Génération de second harmonique dans des guides enterrés sur niobate de lithium**
O. Stepanenko, E. Quillier, I. Krasnokutska, P. Baldi et M. De Micheli
Université de Nice Sophia Antipolis 195

Session posters JNOG - Instrumentations et capteurs

P146 **Cristaux de Fluorures en Couches Minces Pour Laser Dans le Proche Infrarouge**
W. Bolaños, A. Braud, J.-L. Doualan, R. Moncorgé et P. Camy
Centre de Recherche sur les ions, les matériaux et la photonique (CIMAP) UMR 6252CEA-CNRS-ENSICAEN 198

P147 **Capteurs à fibre optiques et nanoparticules métalliques**
S. Degioanni, B. Champagnon, A.-M. Jurdyc, F. Bessueille, J. Coulm et D. Vouagner
Université Lyon 1 / Institut Lumière Matière UMR CNRS 5306 201

P148 **Interféromètre de type Mach Zehnder en Silicium Poreux : Application aux Biocapteurs**
M. Hiraoui, M. Guendouz, N. Lorrain et L. Haji
Foton-Enssat 204

P149 **Filtrage interférométrique du bruit relatif d'intensité dans un gyroscope à fibre optique**
J. Honthaas, J.-J. Bonnefois, E. Ducloux et H. Lefèvre
iXBlue 207

P150 **Design, simulation et optimisation d'un capteur thermo-optique à interféromètre multimode**
G. Maulion, P. Signoret et R. Kribich
IES, Université Montpellier 2 210

Session posters JNOG - Optique intégrée active et passive

P151 **Fabrication de guide optiques auto-inscrits par photopolymérisation à deux photons**
M. Ben Belgacem, A. Barsella, K.D.(. Dorkenoo et L. Mager
IPCMS/CNRS 213

P152 **Analyse des êrtes optiques dans les guides polymères**
D. Bosc, H. Mahé, J. Lemaitre, I. Hardy et L. Poffo
Foton 214

P153 **Utilisation de l'absorption saturable pour la réalisation d'un reservoir computer tout optique**
F. Duport, A. Dejonckheere, A. Smerieri, L. Fang, J.-L. Oudar, M. Haelterman et S. Massar
Service OPERA-Photonique, CP 194/5, Université Libre de Bruxelles (U.L.B.) 217

P154 **Mesure de la biréfringence de guides optiques non homogènes**
J.P. Garayt, D. Jamon, F. Parsy, F. Royer, E. Ghibaudo et J.-E. Broquin
Laboratoire Telecom Claude Chappe 220

P155 **La méthode du spectre des modes rayonnés : transition d'un code de calcul à un logiciel général et simple d'utilisation**
P. Gérard et J. Fontaine
Laboratoire iCube 223

P156 **Stratégies de réalisation de guides polymères pour la modulation électro-optiques à haut débit.**
H. Mahé, D. Bosc, J. Lemaitre et I. Hardy
Foton 226

P157 **Séparateur de Polarisation Large Bande Réalisé par Echange d'Ions sur Verre et Fonctionnant à λ = 1550 nm**
F. Parsy, E. Ghibaudo et J.-E. Broquin
IMEP-LaHC 229
P158 **AUGMENTATION DU TAUX D'EXTINCTION DE MODULATEURS LiNbO3 PAR GRAVURES PROFONDES**
A.-L. Pointel, G. Ulliac, Y. Pawela et J. Hauden
Photline Technologies 232
P159 **Fabrication d'une cavité optique intégrée pour l'oscillation paramétrique optique en guide d'ondes GaAs/AlOx**
M. Savanier, C. Ozanam, X. Lafosse, L. Lanco, I. Favero, S. Ducci et G. Leo
Université Paris Diderot 235
P160 **Elaboration de couches minces de ZnO à fables pertes optiques par procede sol-gel**
M. Tazerout, S. Khodja, F. Boudjouane, M. Atoui, A. Chelouche, I. Hadjoub, D. Djouadi, T. Touam, A. Fischer et A. Boudrioua
Université A. Mira de Béjaia 238
P161 **Guide d'Onde Si3N4 pour le Visible : Simulation et Fabrication**
Y. Wen, D. Barat, B. Bavoux et B. Dagens
Laboratory for Nanophotonics 241

Session posters JNOG - Propagation guidée, fibres

P162 **Génération paramétrique spontanée dissymétrique en fréquence dans une fibre microstructurée**
M. Barbier, P. Leproux, P. Roy et P. Delaye
Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud 244
P163 **Etude De La Propagation Monomode Dans Une Fibre Microstructurée Effilée**
A. Belhadj Taher, F. Bahloul, P. Di Bin et R. Attia
XLIM 247
P164 **Mesure par la méthode S^2 de la composition modale d'une fibre à Mode Fondamental Aplati**
P. Calvet, C. Valentin, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, L. Bigot, M. Douay, A. Mussot et E. Hugonnot
Commissariat à l'Energie Atomique et aux Énergies Alternatives 250
P165 **Dynamique d'une chaine de gouttelettes auto-assemblée**
T. Crouzil et M. Perrin
Laboratoire Onde et Matière d'Aquitaine 253
P166 **Etude et préparation de fibres optiques multimatériaux à base de verre de silice fortement dopé en phosphore et germanium**
M. Kudinova, S. Leparmentier, J.-L. Auguste, G. Humbert, G. Delaizir, A. Passelergue et P.-O. Martin
XLIM, UMR-CNRS/Université de Limoges n°7252 256
P167 **Lumière lente par instabilité de polarisation dans les fibres optiques faiblement biréfringentes**
N. Nasser, G. Fanjoux et T. Sylvestre
Institut FEMTO-ST 259

Session posters JNOG - Systèmes et réseaux télécoms

P168 **Modulation OSSB-OFDM avec un D-EML pour l'extension de portée du réseau d'accès optique passif jusqu'à 31,7Gb/s**
T. Anfray, M. Chaibi, D. Erasme, G. Aubin, P. Chanclou et C. Aupetit-Berthelemot
XLIM 262
P169 **Analyse de performances d'un commutateur de bursts optiques à mémoire électronique partagée**
P. Delesques, T. Bonald, G. Froc, P. Ciblat et C. Ware
Institut Mines-Télécom / Télécom ParisTech / CNRS LTCI 265
P170 **Micro-resonateurs en anneau injectés optiquement pour les applications aux communications très-large bande**
F. Grillot, B.M. Doucet, M. Osinski, P. Gallion et D. Erasme
Télécom ParisTech, CNRS LTCI 268
P171 **Introduction du module SFP G-PON pour le déploiement du FTTH**
B. Le Guyader, L. Guillo, M. Leroux et P. Chanclou
Orange Labs Lannion 271
P172 **Démonstration expérimentale d'un lien descendant à 20Gbps dans un PON FDM**
A. Lebreton, B. Charbonnier, J. Le Masson et R. Dong
France Télécom 274
P173 **Commutateurs optiques multicouches pour les futures générations de réseaux optiques sur puce**
P. Lecoy, M. Channoufi, R. Attia et B. Delacressonnière
Laboratoire ETIS, UMR CNRS 8051, ENSEA-Université de Cergy-Pontoise France 277
P174 **Optimisation d'un banc de mesure de bruit de phase dédié aux liaisons optiques-hyperfréquences de longueurs kilomètriques.**
L. Pouget, A. Marceaux et M. Alouini
Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251 280

P175 **Etude de l'impact de la Transimpédance sur les performances d'une liaison DCO ou ACO-OFDM/IM-DD sur fibre du réseau d'accès PON**
M. Sanya, L. Djogbe, A. Vianou et C. Aupetit-Berthelemot
XLIM 283

Conférence Serge HAROCHE

S. Haroche
LKB - ENS, 24, rue Lhomond, 75005 Paris, France
sfo.info@institutoptique.fr

COMPOSANTS OPTIQUES AVANCES POUR LE 40 ET LE 100GB/S

Emmanuel Grard*[1], Jean-René Burie[1], Victor Rodrigues[1], Patrick Garabédian[1], F.Laruelle[1] & D.Sauvage[1]

[1] *3S PHOTONICS, Route de Villejust 91625 Nozay Cedex France*
** Corresponding author : egrard@3sphotonicsgroup.com*

RÉSUMÉ

L'objectif du présent article est de décrire le développement récent de composants optiques avancés visant à répondre aux exigences des réseaux de transmission de télécommunication à 40 & 100Gb/s

MOTS-CLEFS : *Modules Emetteur, Récepteur, Pompes , 40& 100Gb/s*

1. INTRODUCTION

Le marché des télécommunications tire les nouvelles technologies pour satisfaire deux grandes constantes: d'une part la réduction continue des coûts liée à la réduction des CAPEX des opérateurs ; d'autre part une augmentation des performances. Celles-ci sont essentiellement de deux types :

- Une augmentation continuelle de la demande en bande passante (Le trafic augmente de 60%/an depuis 30 ans) liée au développement de nouveaux services notamment dans le domaine vidéo (Ultra Haute Définition, Video-conférences, Jeux en lignes…/…). Cette croissance continuelle a amené a faire évoluer les solutions de transmission sur les réseaux optiques depuis des débits de base de 10Gb/s (encore majoritairement déployés) vers des débits de 40 & 100Gb/s. La figure 1 illustre l'évolution du marché prévisionnel de la transmission haut débit sur les segments « Long Haul » & « Metro »

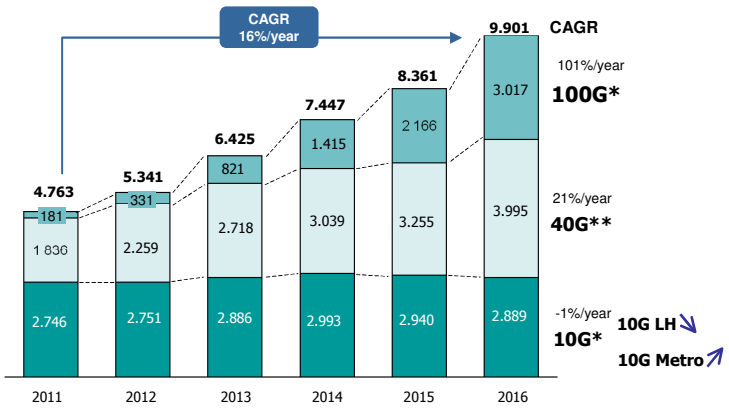


Fig. 1 : Evolution prévisionnelle du CA marché transmission haut débit (m$)

- Une réduction de la consommation électrique, indispensable pour ne pas faire exploser la demande énergétique. Enfin une plus grande compacité des modules, requise pour minimiser la taille globale des systèmes déployés.

Le déploiement des systèmes 100Gbits/s procède de façon spécifique selon les segments applicatifs, principalement les segments « ligne » (longue distance pour l'essentiel), et les segments « clients » 'METRO et Access).

Pour les segments lignes, l'évolution vise un débit de 100Gbits/s par longueur d'onde. Pour obtenir ce débit, les technologies de codage ont évolués et convergent aujourd'hui vers un format de modulation DP-DQPSK (Dual-Polarization Quadrature Phase Shift Keying) , qui combine la modulation de polarisation et la modulation de phase, permettant sur une même longueur d'onde de générer un débit de 100Gbits/s à partir d'une modulation de base autour de 25Gbits/s.
Cette évolution a nécessité ,côté émission, le développement de modulateurs DP-QPSK 100Gbits, principalement à base de niobate de lithium, et côté réception le développement de démodulateurs DP-QPSK 100Gbits, principalement à base de technologie d'optique discrètes mais aussi d'optique sur silicium, ainsi que le développement de détecteurs cohérents, les systèmes de ligne 100Gbits/s intégrant le plus souvent la détection cohérente pour les longues distances.
Pour ces applications longue distance, l'amplification optique évolue également, avec l'émergence d'un étage supplémentaire d'amplificateur à base d'effet Raman, qui permet d'améliorer le facteur de bruit de l'amplificateur. Pour les applications « clients », les exigences sont plutôt sur des composants 100Gbits/s en multiplexage en longueur d'onde, soit sur une base de 10*10Gbits (10 émetteurs et 10 récepteurs à 10Gbits/s, soit sur une base de 4*25Gbits/s.
Pour préparer ce déploiement sur les différents types de réseaux de télécommunication (Longue distance, « METRO » & « Access»), il est nécessaire de travailler sur deux axes : La transmission (Emission et réception) & l'amplification. Cet article décrit les développements de composants optiques avancés réalisés récemment afin de répondre à cette demande.

2. COMPOSANTS POUR LA TRANSMISSION :

Concernant les transmissions à 40 & 100Gb/s « Clients » les composants développés décrits dans cet article sont basés sur deux solutions de transmission visant essentiellement les applications « Metro » :
La première solution consiste à utiliser un format de modulation de type NRZ (Non Return to Zero) standard . Cette voie se décline, dans un premier temps, au travers de la mise au point de composants type EML (Electro Modulated Laser) intégrés & des modules émetteurs associés. Le débit de base est de 10Gb/s @ 1,55µm pour des distances de transmission allant jusqu'à 100km. Les EML développés fonctionnent à haute température permettant de fabriquer des modules à très faible consommation dans des gammes de température étendues [-40/+90°C]. Les modules associés de type « TOSA » (Transmitter Optical Sub Assembly) présentent une grande compacité (8.4x5.6x5.5mm), soit un volume ~ 10% des modules Butterfly précédemment déployés. La figure 2 donne une illustration de ce type de module incluant une puce haute température. Ce module permet d'atteindre des puissances couplées jusqu'à 5,4dBm @ 60°C (température chip) , tout en maintenant une consommation <1W @90°C (température extérieure) [1].

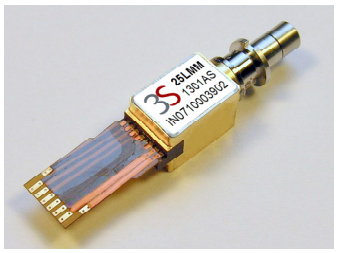


Fig. 2 : Module TOSA @10Gb/s Pc<1W@90°C module

Les composants ainsi développés peuvent ensuite adresser des solutions du type Nx10Gb/s au travers d'une architecture module « parallèle ». Le développement de modules intégrés Nx10Gb/s (émetteurs & récepteurs) WDM (Wavelength Division Multiplexing) compacts a été adressé dans le cadre du projet collaboratif 6_POD [2]. La figure 3 montre un module émetteur 4x10Gb/s WDM

développé dans le cadre de ce projet. Les 4 canaux WDM (Autour de 1550nm) @10Gb/s transmettent avec une très bonne pénalité ΔS< 0,8dB sur 50km.

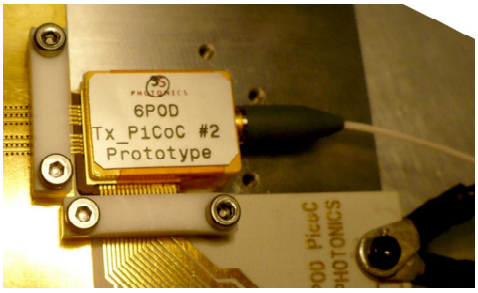


Fig. 3 : Module émetteur 4x10Gb/s

La figure 4 montre le module récepteur 4x10Gb/s correspondant. Le module récepteur intègre 4 APD (Avalanche PhotoDiode) ainsi que 4 TIA (Trans Impedance Amplifier). Les tests fonctionnels @10Gb/s par canal réalisés sur les 4 canaux montrent une très bonne sensibilité (jusqu'à–26,1dBm) .

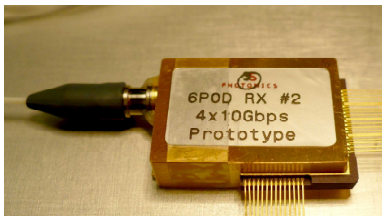


Fig. 4 : Module récepteur 4x10Gb/s

Ces modules sont compacts : Leurs dimensions respectives -en mm- sont de (~19x13x6) pour l'émetteur & (~20x14x5) pour le récepteur. Ils sont compatibles avec le MSA CFP mis en place pour les interfaces optiques correspondants.

- Une deuxième solution, bien adaptée pour l'implémentation dans des réseaux PON (Passive Optical Network) pour l'Access ou le METRO, consiste à utiliser un nouveau format de modulation de type OFDM (Orthogonal Frequency Division Multiplexing). En effet, ce format de modulation a montré sa capacité à limiter la dispersion chromatique, paramètre essentiel pour permettre une transmission de l'ordre de 100km requise pour les applications METRO. La mise en œuvre de cette solution nécessite de disposer de composants analogiques performants, notamment pour l'émetteur (DFB à modulation directe). L'avantage escompté se situe, entre autres, au niveau du coût de tels émetteurs. Pour cela des modules émetteurs et récepteurs analogiques de format TOSA & ROSA ont été développés dans le cadre du projet EPOD [6]. Le module émetteur est un TOSA analogique(identique à celui montré sur la figure 1) intégrant un DFB 1,55µm [3] utilisé en modulation directe. Il présente une forte bande passante > 15GHz, une forte puissance P>10dBm & un faible bruit d'intensité RIN (Relative Intensity Noise) < -150dB/Hz ainsi qu'une très bonne linéarité . Le module ROSA développé est du type PIN/TIA avec une BP> 10GHz une forte sensibilité >0,8A/W associé à un TIA faible bruit <8pA/Hz$^{1/2}$. Les tests réalisés sur ces modules ont permis d'obtenir des débits de transmission jusqu'à 40Gb/s en modulation OFDM [4],[5].

3. COMPOSANTS POUR L'AMPLIFICATION RAMAN

Concernant les applications de transmission longues distances & à très haut débit (100Gb/s), comme expliquées en introduction, les technologies de types cohérentes (Utilisant des formats de Modulations de type DQ DPSK) sont utilisées. Afin de conserver la portée des systèmes basés sur 10Gb/s actuellement déployés, l'amplification distribuée du signal optique de type « Raman » a été

considérée pour ces liaisons. Ce type d'amplification, utilisée en complément de l'amplification localisée (type Erbium), permet en effet de réduire le bruit de la liaison. Le déploiement de l'amplification Raman nécessite l'utilisation de diodes de pompes de très forte puissance à des longueurs d'ondes du type 14XXnm. La capacité a augmenter la puissance de ces sources (Typiquement jusqu'à des puissances > 500mW), permet de simplifier l'architecture des amplificateurs Raman & ainsi de réduire leur coût.
A cette fin, le développement de modules de pompes 14XXnm (entre 1425 & 1455nm en terme de réalisation) a été engagé, notamment au travers du projet collaboratif 100 GRIA [5]. Le module développé intègre une diode de structure p/nBH (Planar Buried Heterostructure laser) présentant une longueur de cavité de 3mm de long. La figure 5 montre un tel module assemblé dans un boitier de type « Butterfly ». Une puissance optique en sortie de fibre de 550mW est obtenue pour un courant de 1,8A. La consommation obtenue, conforme à la requête, est <12W pour une température extérieure de 75°C

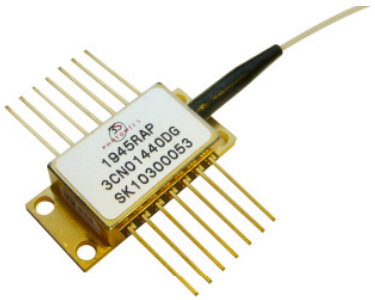


Fig. 5 : Module de pompage 14XXnm pour amplification Raman & transmission @ 100Gb/s

4. CONCLUSION

Cet article a permis, au travers de la présentation des travaux réalisés dans des projets complémentaires, de montrer les composants avancés (Chips & modules) développés pour des applications de transmission à 40 & 100Gb/s . Les composants développés s'inscrivent dans une « road-map » produit très hauts débits cohérente à partir des solutions 10Gb/s coexistantes & accompagnant le déploiement des systèmes 40 & 100Gb/s qui va s'intensifier dans les prochaines années.

PROJETS COLLABORATIFS ASSOCIES, REMERCIEMENTS

Certains des composants & modules présentés dans ce papier ont été développés au travers de projets collaboratifs nationaux et régionaux (Projets 6_POD, EPOD & 100GRIA) soutenus par la DGCIS, l'ANR, OSEO & le pôles de compétitivités Systematic . Nous remerçions l'ensemble des partenaires qui ont participé à ces projets.

REFERENCES

[1] "Extended Temperature (-40/+90°C) Ultra Low Power Consumption with High Average Output Power (>+3 dBm) 1.55µm TOSA Module for up to 11.3 Gb/s 100 km Dispersion Compensation Free Transmission Metro Applications", OTh4F.2, J.R.Burie & al, OFC 2012
[2] Projet 6_POD, « Book 2012 des projets Systematic, P289 www.systematic-paris-region.org
[3] "Low noise 18 GHz Analog Microwave Link with 1550nm AlGaInAs DFB Laser and PIN Receptor"; J.R. Burie & al, OFC 2008
[4] "Very High Bit Rate Transmission for NGPON using AMOOFDM Direct Modulation of Linear Laser"; T. N. Duong & al, OFC 2010
[5] "Up to 40Gb/s Optically Amplified AMOOFDM Generation PON Networks", Luiz Anet Neto et al, OFC 2011
[6] Projet EPOD, « Book 2012 des projets Systematic, P313 www.systematic-paris-region.org"
[7] Projet 100GRIA, « Book 2012 des projets Systematic", P288 www.systematic-paris-region.org

LASER A FIBRE A VERROUILLAGE DE MODES EMETTANT A 930 NM

K. Qian[1], H. Wang[1], M. Laroche[2], A. Hideur[1]

[1] *CORIA CNRS UMR6614, Université de Rouen, Avenue de l'Université, BP. 12, 76801 Saint Etienne du Rouvray, Rouen, France*
[2] *Centre de recherche sur les Ions, les MAtériaux et la Photonique (CIMAP), ENSICAEN, CNRS, CEA/IRAMIS, Université de Caen, 14050 Caen cedex, France*

hideur@coria.fr

RÉSUMÉ

Nous rapportons la réalisation d'un laser à verrouillage de modes construit autour d'une fibre double-gaine à cœur dopé néodyme et émettant à 930 nm. Le laser à gestion de dispersion est auto-démarrant et délivre des impulsions de 2.27 nJ d'énergie à une fréquence de répétition de 15 MHz. Ces impulsions étirées ont une durée de 7.9 ps et sont comprimées à 126 fs à l'extérieur de la cavité.

MOTS-CLEFS : *sources lasers; fibres optiques ; impulsions ultracourtes*

1. INTRODUCTION

Poussées par plusieurs applications industrielles et scientifiques telles que la microscopie non-linéaire, l'usinage de précision, la métrologie et la physique en champs forts, les performances des systèmes laser à fibre à impulsions ultracourtes ont subi une croissance phénoménale au cours de la dernière décennie. Cependant, ces développements se sont focalisés principalement sur les sources laser opérant à 1µm en raison de la forte efficacité de l'ion ytterbium. L'extension de ces développements à la région spectrale centrée autour de 900 nm est très attractive notamment pour la génération de rayonnement dans le bleu (450 nm) par doublage de fréquence. Ceci peut être réalisé avec les lasers à fibres dopées néodyme. Cependant, l'émission à 900 nm est basée sur un schéma de transition à trois niveaux ($^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$) et souffre donc de la compétition avec la transition à quatre niveaux ($^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$) centrée à 1060 nm pour un pompage à 808 nm. Par conséquent, seul le pompage cœur [1] ou le conditionnement à basse température [2] peuvent générer un gain suffisant pour permettre une émission laser efficace autour de 900 nm. Les performances des lasers à blocage de modes à base de fibres dopées néodyme opérant autour de 900 nm sont donc limitées à quelques centaines de picojoules [3-4].

L'alternative la plus prometteuse pour la montée en puissance consiste à utiliser des fibres double gain dopées néodyme avec un profil d'indice du cœur de type « W » qui impose une longueur d'onde de coupure pour le mode LP_{01} [5-6]. Les longueurs d'ondes au-dessus de la coupure du mode fondamental LP_{01} subissent de fortes pertes distribuées tout au long de la fibre qui réduisent considérablement le gain à 1060 nm favorisant ainsi une oscillation laser à 900 nm. Des puissances moyennes aussi élevées que 2.5 W ont été obtenues dans un amplificateur à fibre de type-W en régime picoseconde ouvrant la voie vers la montée en énergie à la transition à trois niveaux des ions néodyme [7]. Dans cette contribution, nous étudions les potentialités de cette technologie innovante pour la montée en énergie dans les oscillateurs à fibre à verrouillage de modes.

2. EXPERIENCES ET RESULTATS

Le montage expérimental du laser est montré sur la figure 1. La cavité est montée en configuration sigma autour d'un isolateur sensible à la polarisation (PS-ISO). Le milieu à gain consiste en une fibre double gaine à cœur dopé néodyme de 5µm de diamètre. Cette fibre est pompée à travers un

combineur multimode par trois diodes délivrant 6 W de puissance au total autour de 808 nm. La conception spécifique de la fibre à profil d'indice en « W » (iXFiber) est optimisée pour promouvoir l'émission laser à la transition de 930 nm au détriment de la transition traditionnelle des ions Nd^{3+} centrée à 1060nm. Par ailleurs, la concentration en ions dopants Nd^{3+} a été optimisée pour augmenter le rendement laser à 930 nm conduisant à une faible absorption de la gaine d'environ 0.5 dB/m. La longueur de la fibre à gain utilisée dans ce travail est d'environ 8m. Les longueurs de fibres passives constituant le combineur et le contrôleur de polarisation (CP) sont de 2 et 1 m, respectivement. La longueur totale de la cavité incluant la partie en espace libre est de 13 m environ, ce qui correspond à un intervalle spectral libre de 15 MHz.

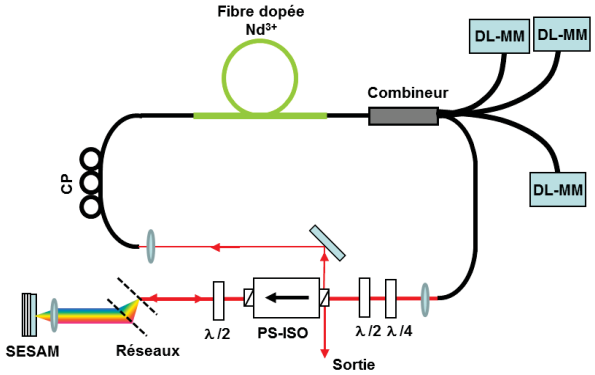


Fig. 1: Schéma du montage expérimental du laser à fibre dopée néodyme.

La cavité comprend une paire de réseaux en transmission avec 1250 traits/mm pour compenser partiellement la dispersion positive des fibres optiques. Le régime de verrouillage de modes est initié par l'action du miroir absorbant saturable (SESAM) inséré dans la partie linéaire de la cavité sigma. Il est important de noter que la stabilisation du régime impulsionnel ultracourt nécessite une contribution du mécanisme d'évolution non-linéaire de polarisation qui agit comme un absorbant saturable effectif. Pour cela, des contrôleurs de polarisation sont insérés dans la cavité pour exploiter ce processus. Le port de réjection de l'isolateur est utilisé comme sortie laser.

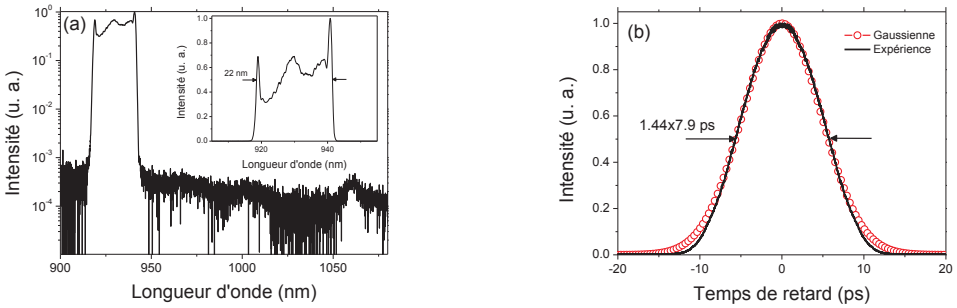


Fig. 2 : Spectre optique en échelle logarithmique et linéaire (a) et trace d'autocorrélation (b) mesurés pour une énergie par impulsion de 2.27 nJ.

Les performances de la source dépendent fortement de la dispersion nette de la cavité, qui peut être ajustée en agissant sur la séparation entre les réseaux intra-cavité. Les meilleurs résultats sont obtenus pour une distance entre les réseaux de 3.3 cm, ce qui correspond à une dispersion moyenne de la cavité de +0.138 ps^2. La figure 2 montre les caractéristiques spectrales et temporelles des impulsions extraites de la cavité laser pour une énergie par impulsion de 2.27 nJ. Le spectre optique présente une allure typique des lasers opérant en régime de dispersion normale avec des ailes très raides et un creux au centre. Il est centré autour 930 nm et présente une largeur totale à mi-hauteur de 22 nm. Notons que l'émission à 1060 nm est négligeable. La durée des impulsions

mesurée directement en sortie laser est de 7.9 ps en supposant un profil temporel Gaussien [Fig. 2(b)]. Ces impulsions sont comprimées à l'extérieur de la cavité en utilisant une deuxième paire de réseaux de diffraction. Les impulsions sont ainsi comprimées à moins de 130 fs de durée [Fig. 3]. Notons que la trace d'autocorrélation des impulsions comprimées présente un piédestal qui contient moins 20% de l'énergie totale.

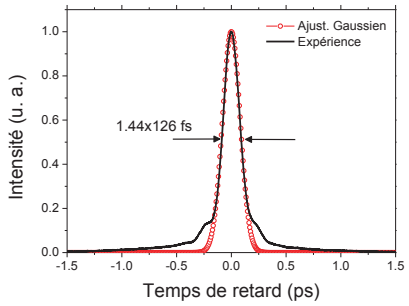


Fig. 3 : Trace d'autocorrélation des impulsions comprimées.

3. CONCLUSION

Nous avons démontré la réalisation d'un laser à fibre dopée Nd^{3+} opérant en régime de verrouillage de modes et émettant à 930 nm. Le laser génère un train d'impulsions stables de 34 mW de puissance moyenne à la cadence de 15MHz, ce qui correspond à une énergie par impulsion de 2.27 nJ. Ceci représente un record en termes d'énergie extraite directement d'un oscillateur à fibre autour de cette longueur d'onde. Les détails sur l'évolution des régimes de fonctionnement de la source en fonction de la dispersion nette de la cavité et les perspectives pour l'amélioration de ses performances seront discutés lors de la conférence.

REMERCIEMENTS

Ce travail a bénéficié d'une aide de l'Etat gérée par l'Agence Nationale de la Recherche au titre du programme «Investissements d'avenir» portant la référence ANR-10-LABX-09-01"

REFERENCES

[1] A. L. Cook and H. D. Hendricks, "Diode-Laser-Pumped Tunable 896–939.5-nm Neodymium-Doped Fiber Laser with 43-mW Output Power," Appl. Opt. **37**, 3276-3281 (1998).

[2] J. Dawson, R. Beach, A. Drobshoff, Z. Liao, D. Pennington, S. Payne, L. Taylor, W. Hackenberg, D. Bonaccini, "High-power 938-nm cladding pumped fiber laser", Adv. Solid-State Photonics **83**, 118 (2003).

[3] R Hofer, M Hofer, G.A Reider, M Cernusca, M.H Ober, "Modelocking of a Nd-fiber laser at 920 nm", Opt. Comm. **140**, 242–244 (1997).

[4] M. Rusu, S. Karirinne, M. Guina, A. B. Grudinin,O.G. Okhotnikov, "Femtosecond neodymium-doped fiber laser operating in the 894-909-nm spectral range", IEEE Photon. Technol. Lett. **16**, 1029-1031 (2004).

[5] I. A. Bufetov, V.V. Dudin, A.V. Shubin, A.K. Senatorov, E.M. Dianov, A.B. Grudinin, S.E. Goncharov, I.D. Zalevskii, A.N. Gur'yanov, M.V. Yashkov, A.A. Umnikov, N.N. Vechkanov, Quantum Electron. **33**, 1035 (2003).

[6] D. B. S. Soh, S. Yoo, J. Nilsson, J.K. Sahu, K. Oh, S. Baek, Y. Jeong, C. Codemard, P. Dupriez, J. Kim, V. Philippov, IEEE J. Quantum Electron. **40**, 1275 (2004).

[7] C. Bartolacci, M. Laroche, H. Gilles, S. Girard, T. Robin, and B. Cadier, "Generation of picosecond blue light pulses at 464 nm by frequency doubling an Nd-doped fiber based Master Oscillator Power Amplifier," O press **18**, 5100-5105 (2010).

LASER À FIBRE DOPÉE NÉODYME DÉLIVRANT 20W À 910NM

M. Laroche[1], B. Cadier[2], H. Gilles[1], S. Girard[1], L. Lablonde[2], B. Leconte[1] et T. Robin[2]

[1] *Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAEN, Université de Caen, 6 Blvd Maréchal Juin, 14050 Caen cedex*
[2] *iXFiber, rue Paul Sabatier, 22300 Lannion*

mathieu.laroche@ensicaen.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la réalisation de systèmes laser à fibre émettant autour de 910nm en utilisant la transition à trois niveaux d'énergie de l'ion Néodyme. Une puissance record de 20W a été obtenue en régime laser continu. Une architecture de type MOPA (Master-Oscillator Power-Amplifier) à deux étages d'amplification a également permis d'atteindre une puissance proche de 15W à 914nm.

MOTS-CLEFS : LASER À FIBRE ; AMPLIFICATEUR À FIBRE, NÉODYME.

1. INTRODUCTION

Les sources laser de forte brillance émettant dans le proche IR en dessous de 1000nm suscitent aujourd'hui un grand intérêt pour le pompage de fibre ou de cristaux dopés Erbium ou Ytterbium et pour la génération de longueurs d'onde bleues par doublage de fréquence. Les systèmes laser à fibres dopées Yb^{3+} fonctionnant sur la transition laser à trois niveaux d'énergie ont permis d'atteindre de très forte puissance autour de 980nm [1]. Par la suite, une puissance de 16W à 489nm a été démontrée après doublage en fréquence de ces sources en régime impulsionnel [2]. Afin de générer des longueurs d'onde bleues plus courtes, la transition laser $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ de l'ion néodyme dans la silice permet d'atteindre des longueurs d'onde comprises entre 900 et 945nm et apparaît donc comme une solution prometteuse. Cette transition laser est cependant difficile à exploiter compte-tenu de la très forte compétition avec la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ à 1060nm. Pour contourner cette difficulté, une première approche consiste à utiliser un profil d'indice en W qui induit une longueur d'onde de coupure sur le mode LP01 aux grandes longueurs d'onde et permet d'introduire une forte atténuation à 1060nm le long de la fibre dopée. L'utilisation de ce design de fibre a permis de générer une puissance moyenne de 10W à 914nm dans un système MOPA fonctionnant en régime d'impulsions nanosecondes [3]. Cependant, l'effet de filtrage en longueur d'onde n'est possible que si le profil d'indice en W est associé à un cœur de faible diamètre (5-6 µm). Les effets non-linéaires deviennent alors une forte contrainte en régime d'impulsions laser. D'autre part, cette géométrie de fibre double-gaine à cœur monomode implique une forte concentration en ions néodyme et par conséquent un rendement de conversion laser diminué par la présence d'agrégats d'ions néodyme [4].

Nous présentons ici la réalisation de sources laser utilisant une fibre dopée Nd^{3+} à large cœur et permettant d'atteindre une émission laser entre 900 et 925nm avec une efficacité de conversion maximum de 44%. Une puissance continue de 20W a été démontrée à 910nm pour une puissance de pompe injectée de 45W.

2. SOURCE LASER CONTINUE A 910NM

L'architecture du système laser à 910nm est représentée schématiquement sur la figure 1. La cavité laser est construite autour d'une fibre double-gaine dopée Nd^{3+} présentant un cœur large et une gaine de faible diamètre. La réduction du ratio entre les surfaces de gaine et de cœur est en effet nécessaire pour atteindre une inversion de population élevée afin de réduire la différence de gain entre les deux transitions en compétition à 910 et 1060nm. Une simulation numérique du système

laser en régime continu a été réalisée et permet de prévoir que la valeur du ratio des surfaces ne doit être supérieure à 16 pour autoriser une émission laser efficace à 910nm. La fibre dopée Nd^{3+} présente donc un cœur dopé de 20µm (ON~0.08) et une gaine interne de 80µm (ON=0.45) permettant de maintenir un pompage efficace en utilisant une diode laser de forte brillance. D'autre part, la cavité laser est formée par deux réseaux de Bragg résonants à 910nm, photo-inscrits dans une fibre double-gaine passive possédant une géométrie identique à celle de la fibre dopée. Ce design de cavité laser permet de supprimer toute réflexion parasite à 1060nm et évite ainsi un effet laser ou une émission spontanée amplifiée (ESA) importante à cette même longueur d'onde.

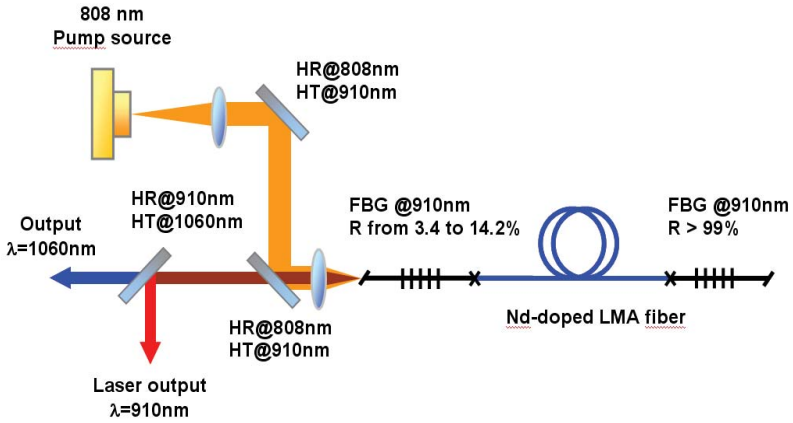


Fig. 1 : Schéma expérimental du laser à 910nm

Le faisceau de pompe est issu d'une diode laser fibrée délivrant 60W à 808nm. Après réflexion sur deux miroirs dichroïques, la puissance maximum injectée dans la gaine interne du réseau de Bragg de sortie est de 45W. La longueur de la fibre dopée ainsi que le coefficient de réflexion du réseau de Bragg de sortie sont deux paramètres importants qu'il a été nécessaire d'ajuster afin de réduire la puissance d'ESA à 1060nm. Une longueur initiale de fibre dopée égale à 9m a permis de déterminer le coefficient de réflexion optimal pour le réseau de Bragg de sortie.

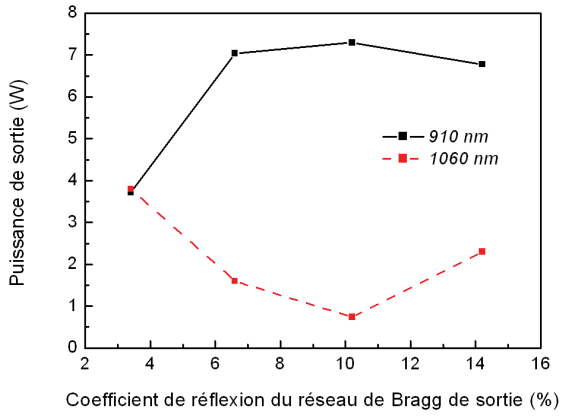


Fig. 2 : Puissances de sortie à 910 et 1060nm en fonction du coefficient de réflexion du réseau de Bragg de sortie

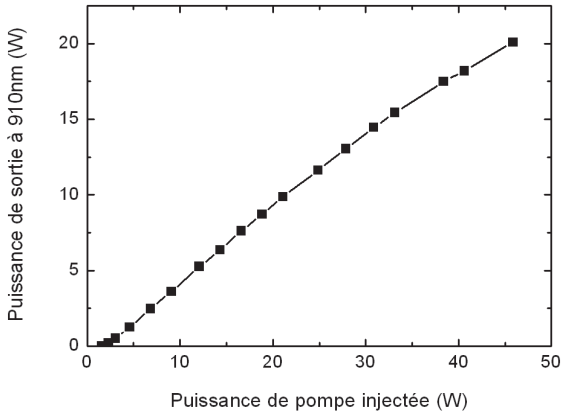


Fig. 3 : Courbe d'efficacité du laser à 910nm

La figure 2 présente les variations en puissance de sortie à 910 et 1060nm pour plusieurs valeurs du coefficient de réflexion. Si une valeur proche de 10% permet de forcer l'oscillation laser à 910nm, l'ESA à 1060nm reste encore relativement élevée. Une diminution de la longueur de la fibre dopée permet de réduire la différence de gain entre les transitions à 910 et 1060nm. Ainsi, pour une longueur de 6.7m et un coefficient de réflexion de 10%, l'émission à 1060nm est supprimée quelque soit la puissance de pompage. La courbe de rendement du laser à 910nm est

présentée sur la figure 3. Le seuil laser est atteint pour une puissance de pompage de 1.5W tandis qu'une puissance maximale de 20.1 W est délivrée avec un rendement de conversion laser proche de 44%. La largeur spectrale de l'émission laser est de 0.1nm (FWHM).

Une cavité laser comprenant un réseau de diffraction en configuration de Littrow a également permis de démontrer, à plus faible puissance, une accordabilité laser continue entre 900 et 925nm.

3. PERFORMANCES EN AMPLIFICATEUR A 914NM

Un système laser de type MOPA a été conçu afin de caractériser les performances en amplificateur de la fibre dopée Nd^{3+} à large cœur. Pour cela, une diode laser émettant à 914nm a été pré-amplifiée dans une première fibre dopée Nd^{3+} à profil d'indice en W jusqu'à une puissance de 1.4W. Ce signal, après passage à travers un isolateur optique, est directement injecté dans la fibre à large cœur étudiée (L=4.5m). Le schéma de pompage est similaire à celui du montage expérimental de la figure 1. La figure 4 montre les évolutions des puissances de sortie à 914 et 1060nm en fonction de la puissance signal à 914nm injectée. En l'absence de cavité résonante, la puissance d'ESA à 1060nm est relativement importante et une puissance signal de 450mW est nécessaire pour que le rapport des puissances de sortie à 914 et 1060nm soit supérieur à 10. Néanmoins, pour une puissance signal injectée de 1.4W, une puissance de 14.8W à 914nm est obtenue en sortie d'amplificateur pour une puissance de pompage de 45W, ce qui correspond à un gain simple-passage égal à 10 et un rendement de conversion laser de 33%. Le faisceau de sortie est alors caractérisé par un facteur M^2 égal à 2.3.

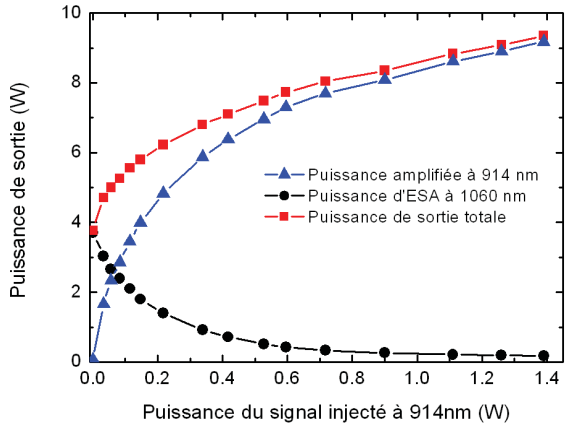


Fig. 4 : Puissances à 914 et 1060nm en sortie d'amplificateur en fonction de la puissance signal injectée à 914nm pour une puissance de pompe de 20W.

CONCLUSION

Nous avons démontré la réalisation de systèmes laser à fibre dopée Nd^{3+} émettant à de courtes longueurs d'onde dans le proche IR. Une puissance continue de 20W est obtenue à 910nm. A notre connaissance, il s'agit à ce jour de la plus forte puissance délivrée par un laser à fibre dans ce domaine de longueur d'onde.

REFERENCES

[1] J. Boullet, Y. Zaouter, R. Desmarchelier, M. Cazaux, F. Salin, J. Saby, R. Bello-Doua, and E. Cormier, Opt. Express 16, 17891-17902 (2008).

[2] J. Boullet, R. Bello-Doua, R. Dubrasquet, N. Traynor, C. Lecaplain, A. Hideur, J. Lhermite, G. Machinet, C. Médina, and E. Cormier, in Fiber Laser Applications, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper FThC5.

[3] T. J. Kane, G. Keaton, M. A. Arbore, D. R. Balsley, J. F. Black, J. L. Brooks, M. Byer, L. A. Eyres, M. Leonardo, J. J. Morehead, C. Rich, D. J. Richard, L. A. Smoliar, and Y. Zhou, in Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2004), paper MD7.

[4] C. Bartolacci, M. Laroche, T. Robin, B. Cadier, S. Girard, and H. Gilles, App. Phys. B **98**, 317 (2010).

LASER A FIBRE A BANDE INTERDITE PHOTONIQUE AVEC GAINE HETERO-STRUCTUREE ET LARGE CŒUR SOL-GEL DOPE YTTERBIUM

A. Baz, L. Bigot, G. Bouwmans, H. El Hamzaoui, R. Habert, M. Bouazaoui, Y. Quiquempois

Laboratoire PhLAM-IRCICA, CNRS-Université Lille 1, 50 avenue Halley
59658 Villeneuve d'Ascq, France

laurent.bigot@univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Une fibre à bande interdite photonique double-gaine à cœur dopé ytterbium a été réalisée et testée en régime laser. Un large cœur dopé, réalisé par voie Sol-Gel, a été combiné à une hétéro-structuration de la gaine afin d'induire des pertes élevées pour les modes d'ordre supérieur. Une émission laser sur un mode de 36 µm de diamètre est observée avec une efficacité de 61,5 %.

MOTS-CLEFS : *bande interdite photonique, laser à fibre, ytterbium*

1. INTRODUCTION

Les fibres monomodes à grande aire effective (large mode area, LMA) sont particulièrement recherchées pour la réalisation de lasers de forte puissance grâce à la qualité spatiale du faisceau qu'elles délivrent tout en limitant les effets non-linéaires susceptibles de dégrader les caractéristiques spectrale de l'émission. Même si d'importants progrès ont été réalisés sur ce sujet au cours de la dernière décennie avec, notamment, l'avènement des « fibres » Rod-Type [1], le besoin de fibres LMA actives ou passives, flexibles, demeure. Parallèlement, l'intégration, en géométrie fibrée, de fonctionnalités telles que le filtrage spectral ou le contrôle de la dispersion chromatique de vitesse de groupe peut s'avérer nécessaire. Dans ce contexte, les fibres micro-structurées ont démontré un réel avantage par rapport aux fibres conventionnelles et, parmi elles, les fibres à bande interdite photonique à cœur solide (solid-core photonic bandgap, SC-PBG) apparaissent comme de bonnes candidates pour la réalisation de fibres LMA monomodes ou monomodes en pratique. Récemment, sur la base du concept introduit par Murao et al. en 2009 [2], notre équipe a démontré expérimentalement que de fortes pertes peuvent être induites sur les modes d'ordre supérieur (higher order mode, HOM) par l'insertion d'une hétéro-structuration dans la gaine des fibres SC-PBG.

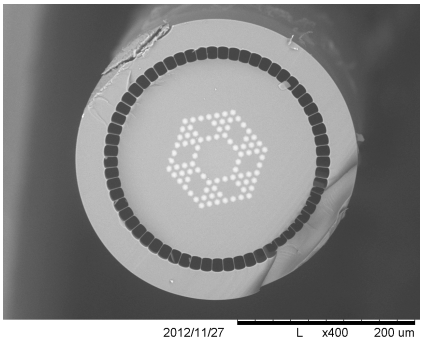


Figure 1 : Photographie en microscopie électronique à balayage de la fibre SC-PBG à cœur Sol-Gel dopé ytterbium.

Ainsi, en introduisant des cœurs périphériques autour du cœur central, il a été possible de fabriquer une fibre LMA passive, effectivement monomode, présentant un diamètre de mode (mode

field diameter, MFD) de 44 µm [3]. Dans le présent travail, ce concept est étendu au cas d'une fibre SC-PBG double-gaine à cœur dopé ytterbium. Une émission laser sur un mode de MFD égal à 36 µm est obtenue avec une efficacité de 61,5 %.

2. CONCEPT ET PROPRIETES DE GUIDAGE

La fibre réalisée est présentée sur la Fig. 1. Fabriquée par méthode d'assemblage-étirage, elle est constituée d'une micro-structuration hexagonale de 4 couronnes d'inclusions de haut indice de réfraction (silice dopée à l'oxyde de germanium) entourée d'une matrice de bas indice (silice). La zone micro-structurée présente un diamètre de 110 µm environ et possède 6 défauts (i.e. 6 guides excentrés) en forme de losange, placés en périphérie du défaut hexagonal central qui constitue le cœur de la fibre. Les défauts périphériques sont constitués de 4 éléments de silice pure alors que le cœur est, lui, constitué de 19 éléments de silice dopée ytterbium. Une gaine constituée d'une couronne de trous d'air est introduite en périphérie de l'ensemble de manière à disposer d'une gaine interne de 228 µm de diamètre environ et dont l'ouverture numérique avoisine 0,6. Les principales spécificités de cette fibre sont :

- l'utilisation de l'hétéro-structuration dans la gaine micro-structurée pour créer un différentiel de pertes significatif entre le mode fondamental et les HOM guidés dans le cœur de la fibre. Le mécanisme repose sur l'introduction de couplages entre les HOM du cœur et le mode fondamental des défauts périphériques
- l'utilisation d'un cœur central de diamètre proche de 46 µm, propice à l'obtention d'une grande aire effective.
- l'utilisation de la méthode Sol-Gel pour réaliser des monolithes de silice dopée ytterbium. L'intérêt est ici de pouvoir disposer de barreaux « mères » de grand volume (diamètre de 1,5 cm et longueur de 10 cm) intégralement dopés en ytterbium et d'indice très proche de celui de la silice pure [4].

Le guidage dans le cœur est obtenu par bande interdite photonique et les paramètres opto-géométriques de la fibre ont été choisis afin de centrer la 3ème bande interdite autour de 1060 nm. Pour ce faire, les inclusions de haut indice (profil d'indice parabolique de différence maximale avec la silice de $+30.10^{-3}$) sont amenées à un diamètre de 6,93 µm alors que le pas entre deux inclusions est, lui, fixé à 9,34 µm. En premier lieu, les propriétés de transmission de la fibre ont été testées, comparativement à une fibre passive précédemment réalisée et possédant la même géométrie, gaine d'air exceptée [3]. De même, le profil de mode transmis autour de 1050 nm a été enregistré. Ces résultats sont présentés sur la Fig. 2.

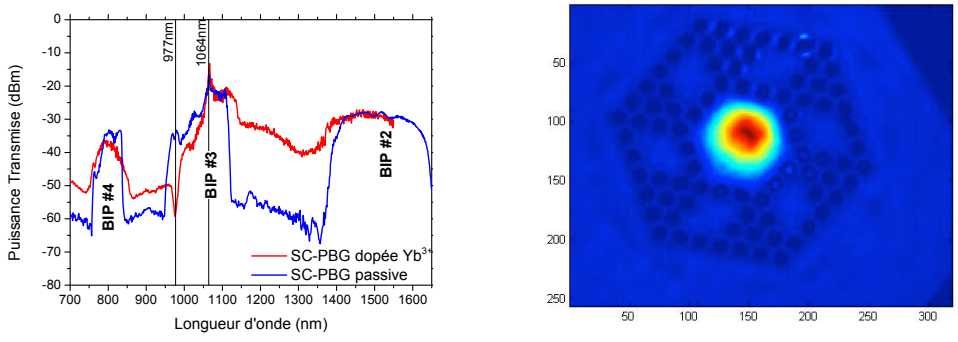


Figure 2 : (a): Courbes de transmission de la fibre SC-PBG double-gaine à cœur dopé ytterbium (rouge) et de la fibre passive équivalente (bleu). (b): Image de la sortie de fibre SC-PBG double-gaine à cœur dopé ytterbium enregistrée à 1050 nm.

La courbe de transmission de la lumière guidée dans le cœur (Fig. 2 (a)) fait clairement apparaître, pour les deux fibres, les fenêtres de transmission (notées BIP #2, BIP #3…) propres au guidage par BIP. Il apparaît que les fenêtres sont moins marquées dans le cas de la fibre active, ce

qui est attribué à la présence de la gaine d'air qui permet également de confiner la lumière dans le cœur, par réflexion totale interne modifiée, cette fois. L'absorption liée aux ions Yb^{3+} apparaît nettement sous la forme d'une chute localisée de transmission autour de 977 nm. L'absorption est estimée à 170 dB/m à cette longueur d'onde. En injectant un faisceau centré, on observe le mode fondamental de la fibre (Fig. 2 (b)) mais le mode LP_{11} peut également être mis en évidence dans le cas d'une injection décentrée. Contrairement à la fibre passive précédemment testée [3], cette fibre ne semble donc pas monomode en pratique, ce qui est attribué à i) la légère augmentation d'indice induite par le dopage ytterbium [5] et ii) l'effet de confinement ajouté par la gaine d'air externe.

3. RESULTATS EN CONFIGURATION LASER

Les performances de la fibre en régime laser ont été testées en régime continu en utilisant la configuration de cavité 100%-4% présentée en Fig. 3 (a). La fibre est pompée par la gaine interne avec un laser de forte puissance émettant autour de 969 nm. Une longueur de fibre de 22 m a été utilisée, la fibre étant bobinée sur un rayon de courbure de 20 cm.

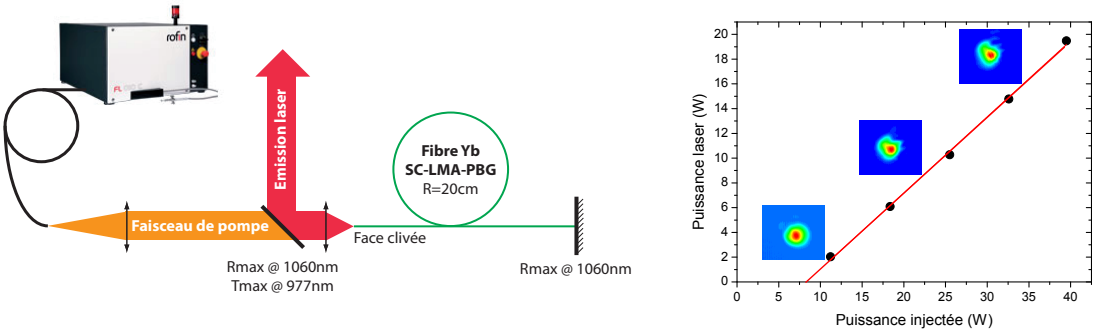


Figure 3 : (a): Géométrie de cavité utilisée pour tester la fibre SC-PBG double-gaine à cœur dopé ytterbium. (b): Courbe d'efficacité laser et profils de mode en sortie enregistrés pour quelques valeurs de puissance.

Une puissance maximale de près de 20 W a été obtenue autour de 1080 nm, pour une efficacité laser de 61,5 % (voir Fig. 3 (b)). Le profil transverse du faisceau en régime laser a été enregistré pour quelques valeurs de puissance. Le MFD mesuré sur le profil obtenu à une puissance de 2,2 W est de l'ordre de 36 µm. Cependant, il apparaît que le mode émis ne présente pas un profil parfaitement Gaussien. Une fois encore, cette perturbation du profil modal est attribuée à la légère différence d'indice induite par le dopage ytterbium de même qu'à un excès de dopage en périphérie des 19 zones dopées qui favorise le gain des HOM.

CONCLUSION.

Nous avons démontré qu'il était possible de transposer le concept d'hétéro-structuration au cas d'une fibre à bande interdite photonique solide dopée ytterbium pour la réalisation d'un laser fibré à grande aire effective. En combinant les propriétés de guidage singulières de la gaine à un cœur dopé Yb^{3+} réalisé par voie Sol-Gel, un laser émettant plusieurs Watts autour de 1080 nm a pu être réalisé.

RÉFÉRENCES

[1] T. Eidam et al., *Optics Express*, 19(1) 2011
[2] T. Murao et al., *European Conference on Optical Communications*, Vienna (2009).
[3] A. Baz et al., *Journal of Lightwave Technology*, 31(5) (2013).
[4] A. Baz et al. *Laser Physics Letters*, 10 (2013)
[5] E.H. Sekiya et al., *Journal of Non-Crystalline Solids*, 354 (2008)

UP-CONVERSION À TROIS ÉTAPES DANS UNE FIBRE ALUMINOSILICATE DOPÉE THULIUM POMPÉE À 1070 NM.

Jean-François Lupi[1], Wilfried Blanc[1], Bernard Dussardier[1], Pavel Peterka[2].

[1] *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée UMR 7336 / Université de Nice Sophia-Antipolis - CNRS, Parc Valrose, 06108 Nice CEDEX 2, France.*

[2] *Institute of Photonics and Electronics, Academy of Sciences CR, v.v.i. Chaberska 57, 18251 Prague 8, Czech Republic.*

bernard.dussardier@unice.fr

RÉSUMÉ

De nombreuses applications sont attendues pour des lasers à fibre optique fonctionnant vers 800 nm. Dans ce but nous explorons le potentiel des fibres alumino-silicates dopées au thulium excitées par une seule longueur d'onde. Nous présentons l'étude préliminaire des propriétés d'émission d'une telle fibre sous excitation à 1070 nm, qui met en œuvre l'absorption de la pompe par 'up conversion' à deux et trois étapes.

MOTS-CLEFS : *fibre optique; thulium; alumino-silicate ; spectroscopie.*

1. INTRODUCTION

La majorité des lasers et amplificateurs à fibre optique de puissance fonctionnent dans le proche infrarouge vers 1,06 , 1,5 et 1,9 μm respectivement grâce à des dopages à l'ytterbium, erbium et thulium. Il reste d'importantes lacunes en terme de couverture spectrale notamment aux longueurs d'onde inférieures à 0,9 μm, malgré des efforts remarquables [1]. Des lasers à fibre de puissance fonctionnant vers 0,8 μm ne sont pas encore disponible. Ils permettraient pourtant d'étendre la couverture spectrale pour les télécommunications (réseaux d'accès local, réseaux de capteurs,…), pour le pompage d'autres systèmes (par ex. fibres dopées au bismuth), voire le remplacement de lasers massifs dans certaines applications (laser Ti:sapphire, spectroscopie,…). Enfin, d'importantes applications bio-médicales sont identifiées.

Des systèmes fonctionnant vers 0,8 μm ont été proposés, qui utilisent du thulium comme ion actif et des verres dits à 'basse énergie de phonon' comme matrice hôte (par exemple les verres fluorés). Une puissance de sortie jusqu'à 2 W et une pente d'efficacité de 37 % ont été atteintes dans de telles fibres [2]. Toutefois elles possèdent un faible seuil de dommage optique, sont coûteuses à fabriquer et sont peu compatibles avec les composants en silice. Pour développer des sources fibrées à plus forte puissance, il convient de rechercher des solutions utilisant des verres plus résistants, comme la silice, et des schémas d'excitation simples et efficaces.

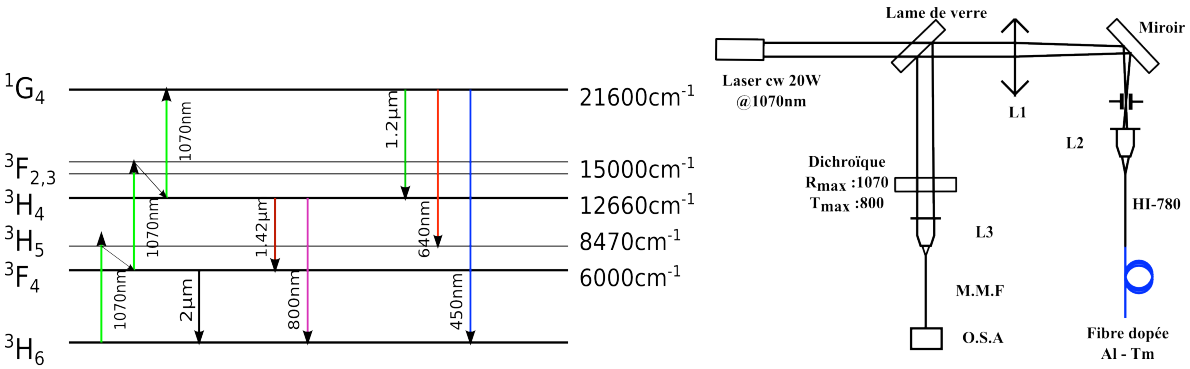
A cause de la haute énergie de phonon de la silice, l'efficacité quantique de l'émission du thulium vers 800 nm est faible dans des fibres dopées classiques. Cependant, nous avons montré qu'en modifiant fortement l'environnement moyen des ions Tm^{3+}, l'efficacité quantique du niveau $^3H_4$ (qui émet vers 800 nm) peut être multipliée par au moins quatre [3]. Le choix de la longueur d'onde de pompe est critique, notamment afin d'éviter tout transfert de puissance vers 1,9 μm. Ainsi, nous avons calculé qu'un laser à fibre 'améliorée' fonctionnerait à 810 nm en étant pompé à 1070 nm, avec un seuil de 1 W et une puissance de sortie de 2 W pour 5 W de pompe [4,5].

Toutefois, un grand nombre de paramètres spectroscopiques des ions Tm^{3+} dans la silice fortement modifiée sont mal ou pas connus: les valeurs précises de courbes de section efficace des absorptions et émissions à partir du niveau fondamental ($^3H_6$) et des différents niveaux excités doivent être déterminés. Dans ce but nous effectuons une étude spectroscopique dont nous présentons ici les résultats préliminaires concernant la fluorescence saturée sous excitation à

1070 nm. Nous utilisons un modèle numérique, qui sera décrit à la conférence, pour ajuster les paramètres manquants, notamment les sections efficaces d'absorption de toutes les étapes de l'*upconversion* à la longueur d'onde de la pompe.

2. DIAGRAMME D'ÉNERGIE DU THULIUM, SCHÉMA DE POMPAGE

Le pompage utilisé repose sur un mécanisme d'up-conversion, comprenant jusqu'à trois étapes (Fig. 1a). La première absorption du niveau $^3H_6$ vers le niveau $^3H_5$ est non résonante, c-à-d sur l'aile de haute énergie de la bande d'aborption. Elle est suivie par une désexcitation non-radiative très rapide vers le niveau $^3F_4$. La deuxième absorption de $^3F_4$ vers $^3F_{2,3}$ est résonante. Elle est suivie par une désexcitation non-radiative vers le niveau métastable $^3H_4$ (durée de vie 54 μs pour 8,7 mol% d'$AlO_{3/2}$ [3]). Ces deux premières absorptions peuplent le niveau $^3H_4$, en vidant le $^3H_6$: on peut en principe obtenir l'inversion de population nécessaire à l'amplification vers 800 nm. Cependant, le pompage à cette longueur d'onde conduit à une troisième absorption non voulue suivant la transition $^3H_4 => {}^1G_4$. Ceci défavoriserait l'inversion de population pour l'amplification vers 800 nm.



(a) (b)

Fig. 1 :(a) Diagramme d'énergie (simplifié) du thulium, avec schéma de pompage à 1070 nm et transitions d'émission spontanée (flèche verticales descendantes). Les flèches inclinées sont les relaxations rapides. Fig: 1(b) : Montage expérimental. L1 (200 mm) et L2 (11 mm): lentilles d'adaptation du faisceau. Hi-780: fibre amorce unimodale à 720±50 nm. En bleu: fibre testée soudée à l'amorce. L3: lentille (11 mm). M.M.F.: fibre multimode (50 μm). O.S.A.: analyseur de spectre optique.

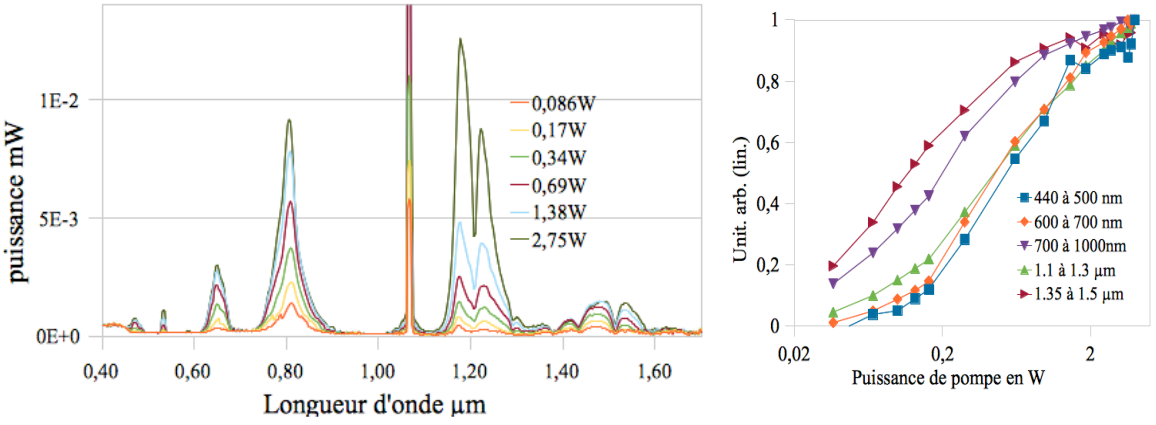
Grâce au choix de la longueur de pompe, l'absorption par l'état excité $^3F_4 => {}^3F_{2,3}$ est beaucoup plus efficace (de l'ordre de 40 x) que l'absorption $^3H_6 => {}^3H_5$. Ceci affaiblit la population du niveau $^3F_4$ lorsque la puissance de pompe (P_p) augmente, abaissant ou empêchant l'amplification à 1,9 μm. Par contre, la force de transition (section efficace) de la troisième absorption n'est pas encore connue dans notre fibre. Si elle est trop forte, elle provoquera une baisse du gain autour de 800 nm quand P_p augmente. Autrement dit, le gain vers 800 nm saturera à une valeur relativement faible, puis diminura quand P_p augmentera encore. Dans ce cas, si le niveau $^1G_4$ est fortement peuplé, une inversion de population pourrait se produire avec un autre niveau sous-jacent, par exemple $^3H_4$ (1,2 μm), $^3H_5$ (640 nm) ou encore $^3H_6$ (450 nm).

La fluorescence est mesurée en configuration contra-propagative (Fig. 1b). Deux longueurs de fibre dopées sont étudiées: 1,20 m pour mesurer la saturation de la fluorescence en évitant les phénomènes d'amplification, et 32 m pour observer l'affinement spectral signalant du gain.

3. RÉSULTATS ET DISCUSSION

La figure 2(a) montre la fluorescence pour 32 nm en fonction de la puissance. On y observe les bandes caractéristiques d'émission de Tm^{3+}. La bande vers 800 nm s'affine quand la puissance augmente. Elle correspond à la transition $^3H_4 => {}^3H_6$, upconversion à deux étapes. La bande vers 1,2 μm est attribuée à la transition $^1G_4 => {}^3H_4$, issue du pompage à trois étapes. Le trou en son centre est causée par l'absorption $^3H_6 => {}^3H_5$ (1210 nm). Les spectres collectés avec la fibre courte (non

montrés) sont analysés en intégrant les puissances par bande d'émission et normalisés (voir fig. 2b). L'émission à 1.9 μm ($^3F_4$=> $^3H_6$) n'est pas mesurable par notre O.S.A., elle le sera bientôt avec un spectroscope dédié. Sur la figure on discerne deux groupes de bandes d'émission, correspondant chacun à un niveau d'émission: les bandes 800 nm et 1420 nm depuis $^3H_4$ et les bandes à ~1200 nm, 640 nm et 450 nm depuis $^1G_4$. On note aussi que l'émission de $^3H_4$ sature à partir de 2W, alors que celle depuis $^1G_4$ ne sature pas encore à 4W, puissance maximum atteinte. L'identification de deux comportements différents des courbes de saturation du gain nous permettront de quantifier les valeurs des sections efficaces d'absorption de la pompe à 1070 nm, grâce à un modèle développé auparavant [4,5].



(a) (b)

Fig. 2 : (a) spectres pour 32 m de fibre Al-Tm en fonction de la puissance de pompe injectée. Les raies à 1070 nm et 535 nm sont des réflexions parasites. (b) puissances normalisée des 5 bandes observées en fonction de la pompe, jusqu'à 4 W, dans la fibre de 1,2 m.

CONCLUSION

Nous avons pour la première fois réalisé des mesures de fluorescence sur toute la bande visible-proche infrarouge du thulium dans une fibre optique alumino-silicate spéciale pompée à 1070 nm. Lors de la conférence, nous décrirons le modèle de niveaux, intégré sur la longueur de fibre, et la procédure d'ajustement des paramètres sur les mesures expérimentales. Nous caractériserons l'affinement spectral observé lorsque la fibre est longue.

RÉFÉRENCES

[1] D. B. S. Soh, S. Yoo, J. Nilsson, J. K. Sahu, K. Oh, S. Baek, Y. Jeong, C. Codemard, P. Dupriez, J. Kim, et V. Philippov, "Neodymium-doped cladding-pumped aluminosilicate fiber laser tunable in the 0.9- mu;m wavelength range," IEEE J. Quant. Electron. vol 40, pp 1275-1282, 2004

[2] M. Dennis, J. Dixon, and I. Aggarwal, "High power upconversion lasing at 810 nm, in Tm:ZBLAN fibre," Electron. Lett., vol. 30, no. 2, p. 136, 1994.

[3] B. Faure, W. Blanc, B. Dussardier, and G. Monnom, "Improvement of the Tm^{3+} : $^3H_4$ level lifetime in silica optical fibers by lowering the local phonon energy,"J. Non-Cryst. Sol. vol. 353), pp. 2767–2773, 2007.

[4] P. Peterka, I. Kasik, A. Dhar, B. Dussardier, et W. Blanc, "Thulium-doped silica fibers with enhanced $^3H_4$ level lifetime: modelling the devices for 800-820 nm band," Proc. SPIE 7843, High-Power Lasers and Applications V, 78430A, 2010.

[5] P. Peterka, I. Kasik, A. Dhar, B. Dussardier, and W. Blanc, "Theoretical modeling of fiber laser at 810 nm based on thulium-doped silica fibers with enhanced $^3H_4$ level lifetime,"Opt. Exp., vol. 19, no. 3, pp. 2773–2781, 2011.

AMPLIFICATION ET SYNTHESE D'IMPULSIONS FEMTOSECONDES DANS 12 CŒURS D'UNE FIBRE DOPEE YTTERBIUM PAR DECOMPOSITION SPECTRALE ET RECOMBINAISON COHERENTE

Ph. Rigaud[1], G. Bouwmans[2], V. Kermene[1], L. Bigot[2], A. Desfarges-Berthelemot[1], D. Labat[2], T. Mansuryan[1], A. Le Rouge[2], A. Barthelemy[1]

[1] Laboratoire XLIM UMR CNRS 7252, CNRS - Université de Limoges, 123 Avenue Albert Thomas, 87 060 Limoges, France

[2]Laboratoire PhLAM UMR 8523, Institut IRCICA USR CNRS 3380, Université Lille 1, 50 Avenue Halley, 59 658 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

philippe.rigaud@xlim.fr

RESUME

L'utilisation d'un schéma compact pour l'amplification d'impulsions femtosecondes utilisant la combinaison spectrale cohérente est démontrée ici. Le spectre de l'impulsion femtoseconde source est découpé en 12 bandes spectrales distinctes qui sont amplifiées séparément par 12 cœurs d'une fibre multicœur dopés aux ions ytterbium. Ce découpage spectral permet de limiter l'apparition de l'auto-modulation de phase ainsi que le rétrécissement spectral par le gain. La gestion de la phase et du gain de chacun des canaux spectraux permet de reconstruire une impulsion femtoseconde proche de l'impulsion de départ. Une capacité supplémentaire de ce dispositif est le profilage d'impulsion. Ainsi, nous démontrons l'amplification d'une impulsion brève et la synthèse d'une double impulsion.

MOTS-CLEFS : *amplification femtoseconde, fibre multicoeur, combinaison spectrale cohérente, profilage d'impulsion.*

1. INTRODUCTION

La combinaison cohérente d'impulsions amplifiées en parallèle est une voie de recherche actuelle, alternative et complémentaire au schéma classique d'amplification à dérive de fréquence (Chirp Pulse Amplification, CPA) pour l'obtention d'impulsions brèves de forte énergie. L'une de ces techniques [1] consiste à disperser à la fois spatialement et spectralement une impulsion, de telle sorte que son spectre soit décomposé en plusieurs bandes spectrales amplifiées indépendamment les unes des autres. L'impulsion amplifiée est reconstruite en multiplexant ces composantes spectrales de façon cohérente en sortie du système. Comparativement à un amplificateur à cœur unique, ce dispositif réduit la puissance crête dans chacun des N amplificateurs d'un facteur proche de N^2. Ce facteur est dû d'une part à la division d'amplitude opérée par la répartition spatiale sur les N voies amplificatrices. D'autre part, le filtrage spectral en entrée de fibre introduit un facteur N supplémentaire. L'auto-modulation de phase est ainsi réduite sans dispositif amont d'étirement d'impulsion. De plus, l'amplification d'une bande spectrale étroite dans chacun des amplificateurs permet de réduire le rétrécissement spectral par le gain. Une démonstration avec 3 fibres amplificatrices a été réalisée par W-Z Chang et al. [2] où ce procédé a conduit à des impulsions d'une durée de 400 fs à 1059 nm. Dans cet article, nous exploitons ce schéma d'amplification et de combinaison spectrale cohérente dans une fibre à multiples cœurs (MF) dopés aux ions ytterbium. Nous démontrons le profilage d'impulsion au travers d'un exemple, comme une fonction supplémentaire de l'architecture.

2. FIBRE AMPLIFICATRICE A RESEAU LINEAIRE DE CŒURS

Un intérêt majeur de l'utilisation d'une MF dans un dispositif associant amplification parallèle et recombinaison cohérente est sa robustesse dans un environnement non protégé. Ainsi, il

a été montré le maintien d'une relation de phase stable entre 5 cœurs d'une MF passive pendant plusieurs heures [3] du fait que les différents guides partagent un même environnement et subissent donc les mêmes effets thermiques, acoustiques et mécaniques. Dans ces conditions, les variations de différences de chemin optique sont faibles entre les différents canaux en comparaison à des fibres optiques indépendantes. Pour ce montage, nous avons utilisé 12 des 15 cœurs d'une fibre optique présentant une absorption de l'ordre de 5 dB par centimètre autour de 976 nm (Fig. 1). Ces cœurs sont monomodes à 1028 nm et ne sont pas couplés. Ils présentent un diamètre de mode d'environ 5 µm à 1/e² en intensité et sont espacés de 24 µm. Le diamètre externe de la fibre est d'environ 500 µm. La longueur de fibre utilisée est d'environ 1 m. La fibre est tenue droite dans ce montage.

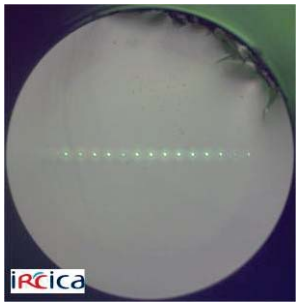


Fig. 1 : Fibre active multicœur dopée aux ions ytterbium.

3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET RESULTATS

Le montage expérimental est décrit sur la figure 2. Les impulsions sources sont émises par un oscillateur laser (O_{Sc}) à une cadence de 54,8 MHz et à une longueur d'onde centrale de 1028 nm. Elles présentent une durée à mi-hauteur égale à 230 fs, avec un spectre de 5 nm de largeur à mi hauteur en intensité.

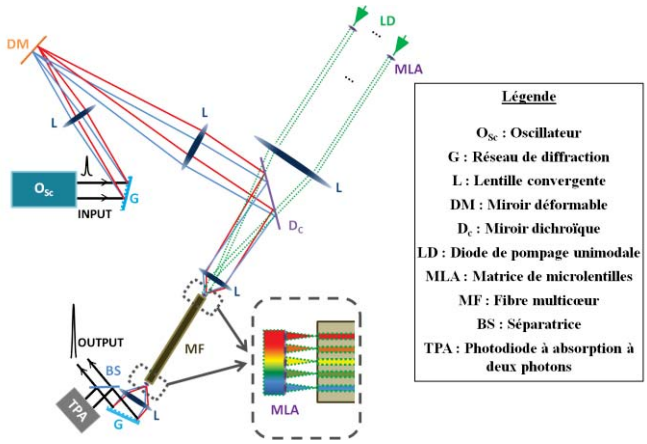


Fig. 2 : Schéma de principe du dispositif d'amplification parallèle par multiplexage spectral.

Le spectroscope d'entrée constitué d'un réseau de diffraction (G) et d'une lentille convergente (L) affiche le spectre de l'impulsion laser sur la surface d'un miroir déformable (DM). Le DM est constitué de 12 x 12 actuateurs situés à l'arrière de la surface réfléchissante. Il permet de modifier la phase spectrale de l'impulsion source en appliquant un piston de phase à chaque bande spectrale injectée dans les guides de la MF. A l'aide d'un télescope et d'une matrice de microlentilles (MLA), l'image du miroir est réalisée sur la face d'entrée de la fibre optique. Le pompage des 12 cœurs est assuré par autant de diodes unimodales (LD) émettant à 976 nm. Les faisceaux pompe et signal sont combinés à l'aide d'un miroir dichroïque (D_C), leur couplage dans la fibre étant optimisé par une matrice de microlentilles commune (MLA). En sortie de fibre, un second spectroscope est mis en place afin de recombiner en un seul les différents faisceaux issus des 12 cœurs de la MF. L'optimisation du cophasage est effectuée en maximisant la tension émise par une photodiode à absorption à deux photons (TPA) située en sortie de dispositif. L'impulsion

recombinée (Fig. 3a) présente une trace d'autocorrélation proche de celle de l'impulsion initiale avec une durée à de 430 fs. Elle possède une largeur à mi-hauteur de 280 fs pour un profil de type sécante-hyperbolique, soit 22 % de plus que l'impulsion source. La figure 3b compare le spectre initial au spectre en sortie de système. On remarque que ce dernier est modulé en raison du découpage spectral réalisé. La puissance moyenne extraite en sortie de système est de 370 mW. Afin de montrer l'intérêt de la division spectrale, nous avons mesuré la puissance qu'il était possible d'extraire en sortie de dispositif lorsque le spectre de l'impulsion source est injecté dans un unique cœur de la MF. Dans ces conditions, l'auto-modulation de phase commence à être visible pour une puissance moyenne de seulement 4 mW en sortie de dispositif. Par conséquent, nous obtenons 92 fois plus de puissance avec la première configuration. La figure 3a montre la trace d'autocorrélation correspondant à un doublet d'impulsions. Pour obtenir ce profilage, en partant du cas précédent, on éteint alors une diode de pompage sur deux et on applique un déphasage de π entre deux cœurs pompés voisins. Lors de la synthèse d'impulsions, une grande stabilité dans le temps du système a été observée sans qu'il soit nécessaire d'établir une boucle de rétroaction. Une réduction progressive de la puissance crête de seulement 5 % a été mesurée sur une période de 5 h.

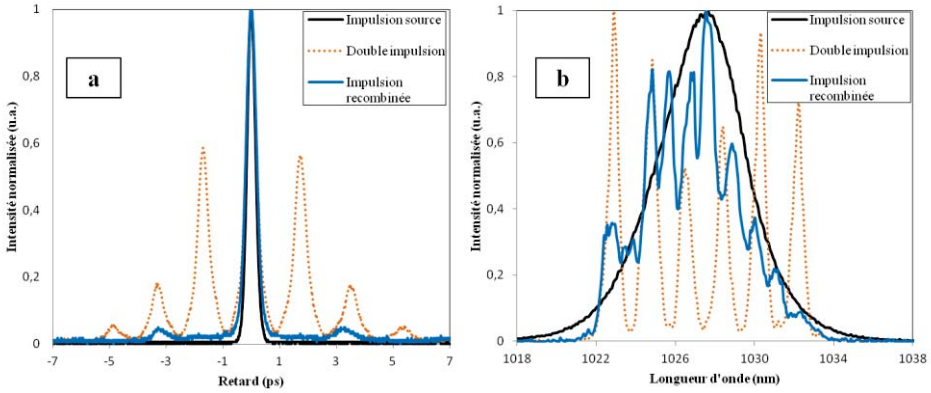


Fig. 3 : (a) Traces d'autocorrélation : (noir continu) de l'impulsion émise par O_{sc}, (bleu continu) de l'impulsion recombinée amplifiée, (orange pointillé) de la double impulsion. (b) Densités spectrales de puissance : (noir continu) de l'impulsion émise par O_{sc}, (bleu continu) de l'impulsion recombinée amplifiée, (orange pointillé) de la double impulsion.

CONCLUSION

Dans cette démonstration de principe, nous avons amplifié une impulsion brève en utilisant une technique de division spectrale et de recombinaison cohérente associée à une fibre amplificatrice multicœur. Nous avons prouvé l'avantage de cette technique en termes de puissance produite sans effet non linéaire en comparaison à une amplification monocanal. La compensation des déphasages entre cœurs est permise par un miroir déformable qui joue le rôle de modulateur de phase. Nous avons également mis en évidence la fonction de profilage d'impulsion en jouant à la fois sur les déphasages entre les faisceaux et sur leurs intensités. L'utilisation d'une fibre multicœur avec une double gaine, et des cœurs à large aire effective, permettrait d'augmenter l'énergie par impulsion.

REFERENCES

[1] V. Kermene, A. Desfarges-Berthelemot, A. Barthélémy, Procédé et dispositif d'amplification d'un signal optique, Brevet WO 2012042141 (A1) FR 2964503 (A1).

[2] W. Z. Chang, T. Zhou, L. A. Siiman, and A. Galvanauskas, "Femtosecond pulse spectral synthesis in coherently-spectrally combined multi-channel fiber chirped pulse amplifiers", Opt. Express, Vol. 21(3),3897-3910 (2013).

[3] T. Mansuryan, Ph. Rigaud, G. Bouwmans, V. Kermene, Y. Quiquempois, A. Desfarges-Berthelemot, P. Armand, J. Benoist, A. Barthélémy, "Spatially dispersive scheme for transmission and synthesis of femtosecond pulses through multicore fiber", Opt. Express, 20 (22),24769-24777 (2012).

AMPLIFICATEURS OPTIQUES A 780NM, SANS ALUMINIUM DANS LA REGION ACTIVE, POUR LE POMPAGE D'ATOMES DE RUBIDIUM

A. Jammot, J. B.M. Lobe, M. Lamponi, Y. Robert, E. Vinet, M. Lecomte, M. Garcia, O. Parillaud, M. Krakowski

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

antoine.jammot@3-5lab.fr , michel.krakowski@3-5lab.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons des amplificateurs optiques évasés à base de GaAsP/GaInP dans la région active. Nous mesurons de fort à gain (23dB) à 780nm ainsi que des puissances de sorties supérieures à 773mW. Cet article présente nos résultats sur les premiers amplificateurs optiques réalisés avec un matériau GaAsP/GaInP dans la zone active.

MOTS-CLEFS : *Amplificateurs optiques à semi-conducteurs, Pompage du rubidium, Puits quantiques*

1. INTRODUCTION

Depuis quelques années les technologies liées au pompage et à l'interférométrie atomiques ont largement progressé avec des applications comme les horloges atomiques, les gravimètres, les gradiomètres et les gyroscopes. L'objectif est d'améliorer la stabilité et la sensibilité des senseurs. Le développement d'une source compacte et de forte puissance à 780nm pour le pompage du rubidium est devenu très important. Les applications liées aux atomes froids et à l'interférométrie atomique nécessitent une forte puissance optique ainsi qu'une faible largeur spectrale. Les sources discrètes ou intégrées MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) sont des candidates idéales. Dans un premier temps nous avons démontré la réalisation de lasers DFB sans aluminium dans la zone active émettant à 780nm pour le pompage de la raie D2 du Rubidium [1]. Dans cet article nous présentons un amplificateur optique évasé qui démontre une puissance de sortie supérieure à 760mW avec un gain de 23dB à la longueur d'onde 780nm.

2. STRUCTURE DU COMPOSANT ET FABRICATION

Les structures d'épitaxies communément utilisées en AlGaAs présentent de sévères inconvénients tel que l'oxydation des faces miroirs [2] ou la propagation de lignes noires lors de fortes puissances [3]. L'utilisation de GaAsP/GaInP dans la région active (puits et cavité optique) évite ces problématiques. Les composants n'utilisant pas l'aluminium bénéficient d'une meilleure durée de vie [4]. Nous avons démontré la fiabilité de diodes laser DFB à 852nm sans aluminium dans la zone active [5] pour horloges Césium. La croissance épitaxiale se fait sur un substrat GaAs par épitaxie en phase vapeur d'organo métallique (MOVPE). La Fig. 1 représente une description simplifiée de la structure. Le puits quantique en GaAsP à 780nm est confiné entre deux couches de GaInP. Le « cladding » est quant à lui composé de AlGaInP.

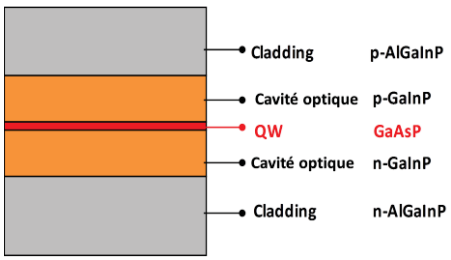


Fig. 1 : Vue schématique de la structure amplificatrice

Le SOA (Semiconductor Optical Amplifier) fait 2 ou 4mm de long et est composé d'une section droite de 500µm permettant de filtrer les modes dans la cavité et d'une section évasée de 1,5 ou 3,5mm (Fig. 2). L'ensemble de la structure est tiltée de 7° par rapport aux facettes ce qui permet l'obtention de faibles réflectivités. Les facettes sont traitées antireflets après avoir été clivées. L'ensemble des deux permet de minimiser le risque d'avoir un effet laser.

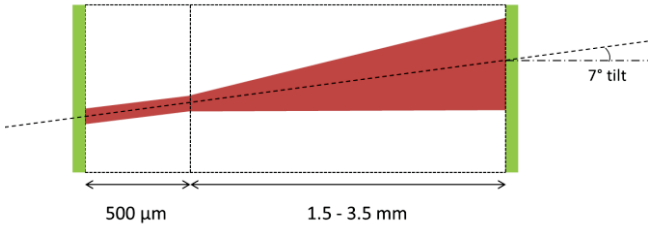


Fig. 2 : Schéma d'un amplificateur évasé

Nous avons réalisé trois grandes structures de SOAs. La première correspond à un guidage par l'indice obtenu par gravure, la seconde à un guidage par le gain réalisé par isolation électrique et la troisième à un guidage mixte. Le guidage mixte est composé d'un guidage par l'indice de la partie droite et par le gain dans la partie évasée du SOA. Dans ce résumé nous allons présenter les résultats obtenus sur la structure à guidage par le gain, l'angle total d'évasement est de 1,5°. Les résultats obtenus sur les trois structures seront présentés à la conférence. Le SOA est monté côté substrat sur un support en cuivre via une brasure à l'indium.

3. RESULTATS

Le SOA monté est mesuré en régime continu à une température contrôlée de 20°C. La puissance est mesurée via une sphère intégratrice en regard de la facette de sortie. L'émission spontanée et la tension d'alimentation en fonction de la polarisation à 20°C sont représentées Fig. 3. La tension de coude mesurée est de 1,5V, et la résistance série d'environ 0,15Ω est extraite via une régression linéaire. La puissance de sortie dans le fonctionnement diode super luminescente vaut 250mW à 1,8A.

La Fig. 4 montre le spectre optique en émission spontanée amplifiée et le spectre optique amplifié à 780nm. Nous n'observons aucun effet laser sur le spectre d'ASE (Amplified Spontaneous Emission). Le maximum de gain est centré autour de 780nm avec un faible « ripple » de 0,9dB et 10 nm de largeur de bande à -3dB. Une diode laser issue de la même plaque nous permet d'injecter dans le SOA une puissance optique de 3,6mW. L'injection optique dans le SOA diminue l'ASE de 5dB. En intégrant la puissance sous le pic d'amplification on en déduit que la puissance amplifiée à 780nm correspond à 95% de la puissance totale.

Nous mesurons un gain interne de 23dB pour un courant de polarisation de 2A correspondant à une puissance de sortie de 773mW. La puissance optique en sortie et le gain interne correspondant, en fonction de la puissance optique injectée, sont représentés sur la Fig. 5. On peut observer un début de saturation du composant à partir de 2mW injectés.

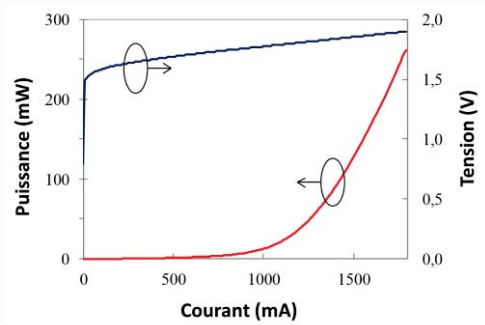


Fig. 3 : P(I) et V(I) en émission spontanée amplifiée, L=4mm

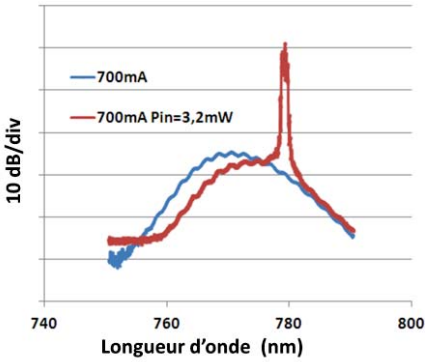


Fig. 4 : Spectres optiques spontané et injecté pour un courant de 1,8A et une puissance d'entrée de 3,2mW, L=2mm

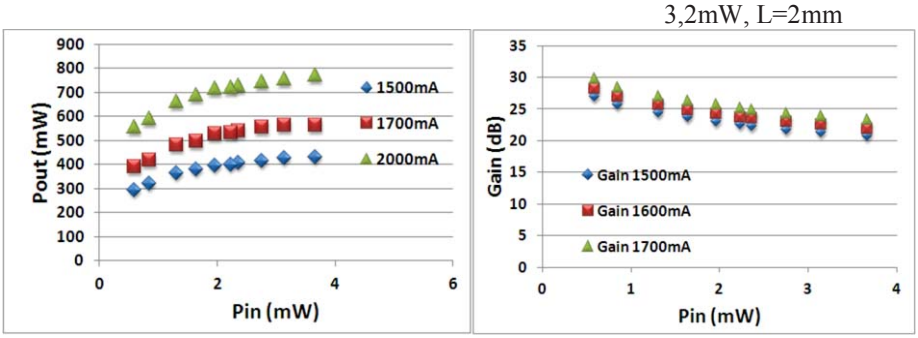


Fig. 5 : Puissance de sortie et gain interne en fonction de la puissance d'injection pour différents courants de polarisation, L=4mm

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons démontré les premiers amplificateurs optiques à semi-conducteurs avec une région active en GaAsP/GaInP à la longueur d'onde 780nm. Le composant étudié ne présente pas d'effet laser, la puissance de sortie en diode super luminescente est élevée. La largeur de gain est de 10nm avec un gain interne de 23dB (faible ripple de 0,9dB). Nous obtenons une puissance de sortie supérieure à 773mW. Ce type de composants représente la première étape vers la réalisation d'un MOPA monolithique à 780nm pour des applications d'interférométrie atomique.

REFERENCES

[1] C. Cayron, M. Tran, Y. Robert, M. Lecomte, M. Calligaro, O. Parillaud, M. Garcia, M. Krakowski, "High power distributed feedback and Fabry-Perot Al-free laser diodes at 780nm for rubidium pumping". Proc. SPIE 7953, Novel In-Plane semiconductor Lasers X, February 2011.

[2] M. Fukuda, M. Okayasu, J. Temmyo, J. Nakano, "Degradation behavior of 0.98µm strained quantum well InGaAs/AlGaAs lasers under high-power operation", IEEE Journal of quantum electronics, 30(2), pp 471-476, February 1994

[3] S.L Yellen, A. H. Shepard, C. M. Harding, J. A. Baumann, R. G. Waters, D. Z. Garbuzov, V. Pjataev, V. Kochergin and P. S. Zory, "Dark-line resistant aluminium free diode laser at 0.8µm", IEEE Photonics Technology Letters, 4(12), pp1328-1330, December 1992

[4] A.Al-Muhanna, L.J.Mawst, D.Botez, D.Z. Garbuzov, R.U. Martinelli, J.C.Connolly, "High power (>10W) continuous-wave operation from 100µm aperture 0.97µm emitting Al free diode lasers", Applied Physics Letters, 73(9), pp1182-1184, August 1998

[5] C. Cayron, V. Ligeret, P. Resneau, Y. Robert, O. Parillaud, M. Lecomte, M. Calligaro, S. Bansropun, J. Nagle, M. Krakowski, "Highpower, high-reliability, and narrow linewidth, Al-free DFB laser diode, for Cs pumping (852nm)", Proc. Photonics West 2010,7616-16I.

SUPPRESSION DE LA DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE DANS LES FIBRES OPTIQUES PAR ISOLATEURS OPTIQUES ET APPLICATION A UNE SOURCE D'IMPULSIONS CADENCEE A 40-GHZ

I. El Mansouri, J. Fatome

Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, Université de Bourgogne, UMR CNRS 6303, 21078 Dijon, France

ibrahim.el-mansouri@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une méthode de suppression de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique monomode standard (SMF-28) de 2.1 km par l'utilisation d'isolateurs optiques. Cette étude expérimentale montre l'impact de la position des isolateurs sur le seuil Brillouin lors de la transmission d'un signal continu et d'un battement sinusoïdal dans cette fibre. Une comparaison est faite entre la mise en place des isolateurs et l'intégration d'un modulateur de phase dans le cadre d'une source d'impulsions picosecondes cadencée à 40 GHz.

MOTS-CLEFS : *Fibre monomode standard, diffusion Brillouin stimulée, effets non-linéaires, modulateur de phase, isolateur optique.*

1. INTRODUCTION

La diffusion Brillouin stimulée « DBS » dans les fibres optiques est un processus non-linéaire qui se traduit par la génération d'une onde Stokes contra-propagative. Ce processus est indésirable dans bon nombres d'applications, en particulier pour celles basées sur des effets non-linéaires, car la lumière rétrodiffusée peut contenir la majeure partie de l'énergie incidente, limitant ainsi fortement la puissance transmise.

La génération d'un train d'impulsions picosecondes cadencées à 40 GHz par mélange à quatre ondes multiple (MFWM) nécessite une puissance d'entrée de 26 dBm dans une fibre SMF de 2.1 km [1], ce qui se situe bien au-delà du seuil Brillouin qui est de l'ordre de 25.5 dBm. Pour cette raison, la suppression de la DBS est nécessaire pour générer des trains d'impulsions stables et de bonne qualité. A ce jour, les techniques de suppression de la DBS sont principalement basées sur l'élargissement spectral de la raie du laser, ceci afin de limiter l'énergie contenue dans la bande de gain de la DBS (de l'ordre de 11 MHz dans une fibre SMF). Cette technique implique l'insertion d'un modulateur de phase ou d'un modulateur de fréquence, généralement alimenté par un signal RF cadencé à quelques dizaines de MHz. Une autre technique consiste à optimiser la fabrication de la fibre de sorte à augmenter la valeur du seuil de la DBS dont le but de diminuer l'efficacité du phénomène. Un élargissement de la bande de gain Brillouin, et donc une diminution du maximum de gain, peut ainsi être obtenue par la variation de la fréquence de l'onde acoustique le long de la fibre à travers, par exemple, la modification de la forme géométrique de la fibre. D'autres méthodes consistent à appliquer des contraintes thermiques ou mécaniques inhomogènes le long de la fibre de sorte à faire fluctuer la fréquence de gain maximal et diminuer ainsi l'efficacité globale du phénomène [2]. Finalement, Takushima *et al.* ont montré qu'il est aussi possible, de limiter l'impact de la DBS par l'insertion d'isolateurs optiques le long de la ligne de transmission fibrée de sorte à limiter l'autostimulation du phénomène par tronçon [3].

Dans cette contribution, nous montrons l'influence de la position d'un isolateur optique sur le seuil Brillouin dans la propagation d'un signal continu et d'un battement sinusoïdal dans une fibre SMF de 2.1 km. Nous comparons également l'impact de la suppression de la DBS, par isolateur optique et par modulateur de phase, pour la génération d'impulsions picosecondes cadencées à 40 GHz basée sur la compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal.

2. DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE

L'évolution de l'onde Stokes rétrodiffusées est caractérisée par le grain Brillouin $g_B(\nu)$ qui atteint sa valeur maximale à la résonnance $\nu = \nu_B$ où ν_B est le décalage en fréquence de l'onde Stokes. Dans une fibre SMF, $\nu_B = 11.1$ GHz et $g_B \approx 3.2\ 10^{-11}$ m.W^{-1}.

Le seuil Brillouin P_{th} est un paramètre important dans l'étude de la DBS, c'est la valeur critique de la puissance de pompe à partir de laquelle l'intensité des ondes Stokes devient importante. Elle est liée au gain Brillouin par la relation suivante :

$$P_{th} = 21\frac{K\ A_{eff}}{g_B\ L_{eff}} \quad \text{avec } L_{eff} = \frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha}, \tag{1}$$

où K est une constante liée à la polarisation des ondes pompe et Stokes, A_{eff} est l'aire effective et L_{eff} est la longueur effective. Expérimentalement, P_{th} peut être calculée ici par l'intersection entre la courbe de la puissance transmise est celle de la puissance rétrodiffusée.

3. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA SUPPRESSION DE LA DBS PAR ISOLATEURS OPTIQUES

La suppression de la DBS par des isolateurs optiques dépend de leurs positions dans la fibre optique [3]. Pour cette raison, nous allons étudier l'évolution de la DBS en fonction de la longueur de fibre SMF utilisée, ici en % de 2.1 km, qui correspond à la longueur optimale pour générer un train d'impulsions picosecondes cadencées à 40 GHz à une puissance d'entrée de 26 dBm [1]. Le montage expérimental est représenté sur la figure 1.

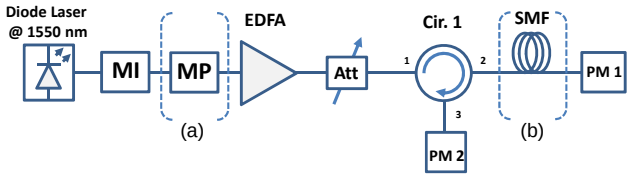


Figure 1. Montage expérimental de l'étude de suppression de la DBS (a) par modulateur de phase et (b) par l'insertion des isolateurs optiques dans la fibre SMF de 2.1 km.

Un signal continu d'une largeur spectrale de 150 kHz à 1550 nm, amplifié jusqu'à 26.8 dBm par un amplificateur dopé Erbium « EDFA » est injecté dans une fibre SMF. Un atténuateur est inséré en sortie de l'EDFA pour varier la puissance à l'entrée de fibre. Un circulateur est mis en place pour récupérer le signal réfléchi. Les puissance-mètres PM1 et PM2 enregistrent les puissances transmises et réfléchies. La figure 2a illustre les puissances transmises (P_{Trans}), en sortie des fibres, ainsi que les puissances réfléchies ($P_{Reflec.}$) en sortie du circulateur placé à l'entrée de fibre. Il apparaît que dés 33% de la longueur optimale, l'énergie rétrodiffusée augmente de façon brutale tandis que la puissance transmise sature, limitant fortement toute application au-delà de 24 dBm. Nous avons également comparé, dans la figure 2b, la propagation d'un signal continu avec celle d'un signal modulé en intensité (MI) par un battement sinusoïdal à 40 GHz dans une fibre SMF de 2.1 km. Le seuil Brillouin est ainsi augmenté de 2 dB dans le cas du signal modulé dû à la présence initiale de 2 composantes spectrales mais aussi à la génération d'harmoniques par le processus de MFWM [1].

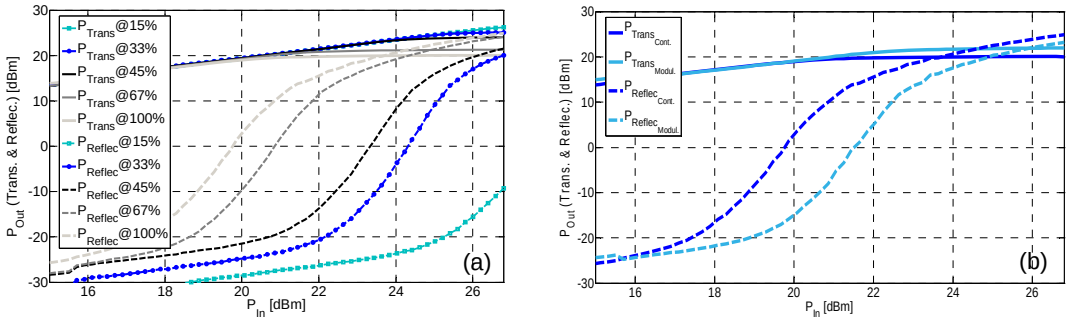


Figure 2. (a) Evolution de la DBS en fonction de la puissance à l'entrée de fibre SMF pour différentes longueurs de fibres (exprimé en pourcentage des 2.1 km) (b) Puissances transmise et réfléchie d'un signal continu et modulé en intensité à 40 GHz en fonction de la puissance d'entrée de la fibre de 2.1 km.

La génération d'un train d'impulsions picosecondes cadencées à 40 GHz nécessite non seulement une SMF de 2.1 km, mais aussi une puissance d'entrée supérieure à 26 dBm [1]. Or, d'après la figure 2a, l'insertion d'un isolateur optique ne peut être efficace qu'après 33% ou 45% de la longueur de fibre. C'est pourquoi nous étudions l'effet de la DBS dans une fibre avec un seul isolateur inséré à 45% des 2.1 km de fibre, ainsi que dans une fibre avec deux isolateurs insérés respectivement à 1/3 et 2/3 de la fibre. Les résultats sont représentés sur la figure 3.

Dans un premier temps (voir la figure 1), un modulateur de phase « MP », alimenté par à un signal RF sinusoïdal de fréquence 100 MHz et de puissance 28 dBm (a), est utilisé pour supprimer la DBS dans la fibre SMF par élargissement spectral de la diode laser initiale. Nous comparons ensuite cette technique de suppression avec celle de l'isolateur optique. Pour cet effet, nous ôtons le modulateur de phase et insérons un seul isolateur (à 45%), ensuite deux isolateurs (à 1/3 et 2/3) (b).

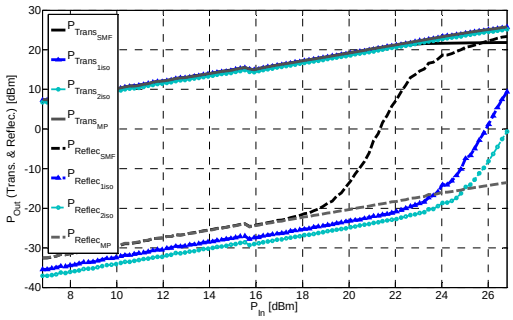


Figure 3. Comparaison expérimentale des techniques de suppression de la DBS dans la fibre SMF de 2.1 km.

Sur la figure 3, nous pouvons constater que l'augmentation du seuil Brillouin est de plus de 3.2 dB lorsque nous utilisons l'un des deux techniques, isolateurs ou modulateur de phase, voire même une suppression totale du phénomène.

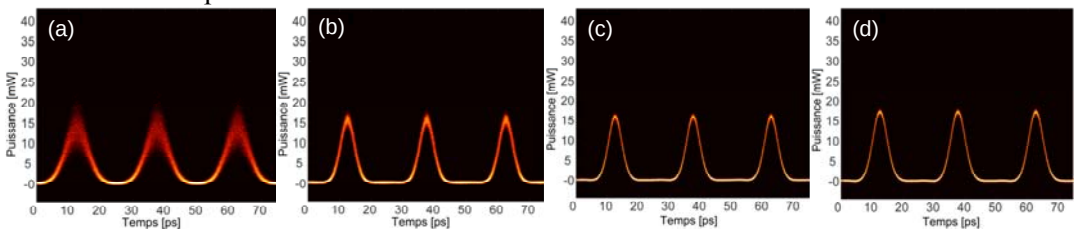


Figure 4. Profil temporel du train d'impulsions en sortie de fibre. (a) Sans techniques de suppression de la DBS, (b) avec modulateur de phase, (c) avec un isolateur à 45% de fibre et (d) avec deux isolateurs à 1/3 et 2/3 de fibre respectivement.

Le profil temporel du train d'impulsions à 40 GHz en sortie de fibre est présenté dans la figure 4. Il confirme que la technique du modulateur de phase est efficace pour supprimer l'effet de la DBS. Cependant, une gigue temporelle déterministe de 250 fs est présente à cause du transfert des fluctuations de phase initiales dans le domaine temporel par la dispersion chromatique de la fibre (Figure 4b). Ce problème ne se pose plus avec la technique des isolateurs où le train d'impulsions est plus stable avec une gigue temporelle qui ne dépasse pas 130 fs (Figures 4c et 4d) et une largeur d'impulsions de 5 ps.

CONCLUSION

Pour conclure, nous avons présenté une étude de la DBS dans une fibre SMF de 2.1 km. Nous avons montré l'augmentation significative de plus de 3.2 dB du seuil Brillouin par l'insertion d'isolateurs optiques. Cette technique nous a alors permis de générer des impulsions de 5 ps cadencées à 40 GHz par compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal au sein de cette fibre et présentant une gigue temporelle inférieure à 130 fs.

RÉFÉRENCES

[1] I. El Mansouri, J. Fatome, C. Finot, M. Lintz, and S. Pitois. IEEE, Phot. Tech. Lett., 23(20):1487, 2011.
[2] J. M. Chavez Boggio, J. D. Marconi, and H. L. Fragnito. J. Lightwave Technol., 23(11):3808, 2005.
[3] Y. Takushima and T. Okoshi. Elec. Lett., 28(12):1155–1157, 1992.

GENERATION D'UN PEIGNE DE FREQUENCE A L'AIDE DE LASERS A VERROUILLAGE DE MODES PASSIF A BASE DE BATONNETS QUANTIQUES

Kamel Merghem[1], Cosimo Caló[1], Ricardo Rosales[1], Anthony Martinez[1], Abderrahim Ramdane[1]

[1] *Laboratoire de Photonique et Nanostructures, UPR 020, 91460 Marcoussis, France*

Kamel.merghem@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons dans cet article une étude sur la génération d'un peigne de fréquence optique à l'aide de lasers à verrouillage de mode à base de bâtonnets quantiques InAs/InP. Nous nous intéresserons à la stabilité en fréquence à court-terme (gigue temporelle) et à long-terme (variance d'Allan).

MOTS-CLEFS : *Lasers à verrouillage de modes ; laser à bâtonnets quantiques ; peigne de fréquence, Variance d'Allan.*

1. INTRODUCTION

Les lasers à semi-conducteurs à blocage de modes comme peigne de fréquence présentent de grandes potentialités pour de multiples applications dans le domaine des télécommunications et de la métrologie en raison de leur capacité à générer des peignes avec des espacements supérieurs à 10 GHz. D'importants progrès ont été réalisés sur les lasers à boîtes quantiques émettant par la tranche, et ces dispositifs présentent maintenant des performances intéressantes en terme de bruit de phase et permettent de générer de fortes puissances optiques [1].

Nous présentons dans cette étude la génération d'un peigne de fréquences optiques à l'aide d'un laser à base de bâtonnets quantiques. Ce peigne présente 26 modes espacés de 47,5 GHz avec un rapport signal à bruit de plus de 30 dB. La stabilité en fréquence, évaluée à partir de la variance d'Allan [2], est de $1x10^{-7}$ pour une période d'échantillonnage de 1000 secondes.

2. STRUCTURE LASER

La couche active est composée d'un empilement de 9 couches de bâtonnets quantiques InAs/InP dans des barrières InGaAsP (structure dite « dash in a barrier »). La croissance est réalisée par épitaxie par jets moléculaires par sources gazeuses sur un substrat d'InP dopé S (001). L'empilement de plusieurs couches de bâtonnets quantiques permet l'obtention d'un fort gain modal similaire à celui de lasers à puits quantiques [3]. Les lasers à base de bâtonnets quantiques sont des lasers autopulsants permettant de générer des impulsions sans l'aide de section à absorbant saturable [4]. Les lasers étudiés sont de type BRS (Buried Ridge Stripe) avec une longueur de cavité de 890 µm correspondant à une fréquence de répétition de 47,5 GHz. Les lasers sont montés « p-side up » sur des embases en cuivre afin de contrôler la température du composant.

3. CARACTERISTIQUES LASERS A VERROUILLAGE DE MODES

Dans cette partie, nous nous intéressons aux caractéristiques du laser à verrouillage de modes, dans un premier temps, dans le domaine temporel à l'aide d'un autocorrélateur à génération de seconde harmonique et, dans un deuxième temps, dans le domaine Radio-Fréquence (RF), à l'aide d'un analyseur de spectre électrique couplé à une photodiode ayant une bande passante de 50 GHz.
La figure 1 montre la trace d'autocorrélation d'un train d'impulsions après compression à l'aide de 80 m de fibre SMF pour un courant d'injection de 220 mA. La largeur des impulsions, après déconvolution, est de l'ordre de 1,3 ps et le taux d'extinction est de plus de 30 dB. La figure 2 illustre l'évolution de la largeur d'impulsion en fonction du courant d'injection. Les largeurs d'impulsions varient entre 1,3 ps et 2,1 ps et la largeur du spectre optique varie entre 6 et 10 nm (correspondant à 16 et 26 modes).

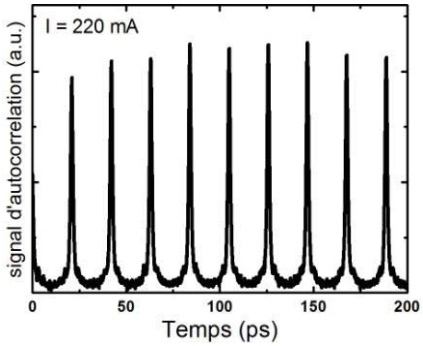


Fig. 1 : Trace d'autocorrélation d'un train d'impulsions après compression (I=220 mA)

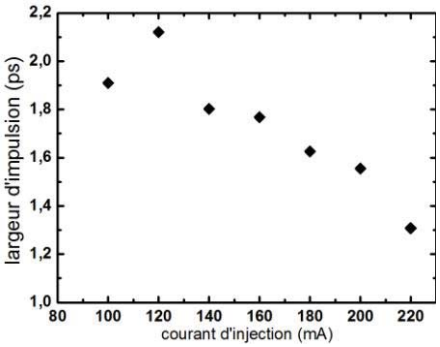


Fig. 2 : Variation de la largeur d'impulsions en fonction du courant d'injection

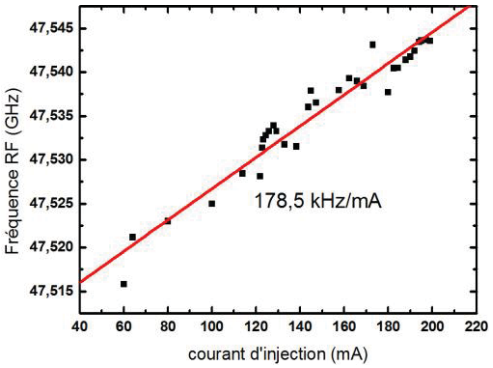


Fig. 3 : Variation de la fréquence RF en fonction du courant d'injection

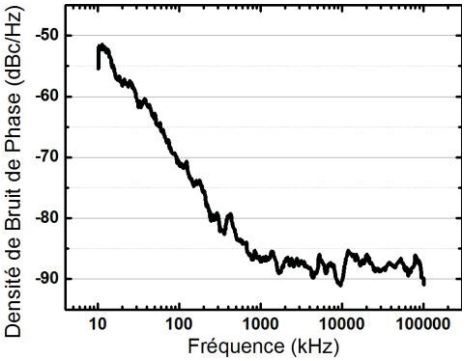


Fig. 4 : Densité spectrale de bruit de phase (I=200 mA)

Sur la figure 2, on observe une réduction des largeurs d'impulsions lorsque le courant d'injection augmente en raison d'une compensation plus efficace de la dispersion à l'aide des 80 mètres de fibre. La figure 3 représente la variation de la fréquence RF en fonction du courant d'injection. En raison de l'effet plasma généré par l'injection des porteurs, la fréquence RF augmente avec le courant à raison de 178 kHz/mA. Ceci nous permet d'observer une accordabilité de plus de 30 MHz entre 60 et 200 mA. Sur la même plage de fonctionnement, les valeurs de largeurs de spectre RF varient entre 10 kHz et 1 MHz. La présence de faibles largeurs RF est synonyme de forte corrélation de phase entre les modes de la cavité et d'un mécanisme de verrouillage de modes efficace. La largeur spectrale de la raie RF est directement liée au bruit de phase des lasers [5]. Une faible largeur de raie RF est synonyme d'un faible bruit de phase, ce qui se traduit par un faible niveau de la gigue temporelle des impulsions optiques issues de ces lasers en verrouillage de modes. La figure 4 représente la densité spectrale de bruit de phase *L(f)* entre 10 kHz et 100 MHz pour un courant d'injection de 200 mA. A partir de la formule suivante,

$$\sigma_{rms} = \frac{1}{2\pi f_0}\sqrt{2\int_{f_{min}}^{f_{max}} L(f)\,df}$$

où f_0 , f_{min} et f_{max} sont respectivement la fréquence de répétition et les bornes d'intégration, on évalue la gigue temporelle σ_{rms} qui vaut 1,3 ps entre 10 kHz et 1 MHz .

4. CARACTERISTIQUES DU PEIGNE DE FREQUENCE

Une étude a été réalisée visant à évaluer la stabilité du peigne de fréquence généré. La figure 5 montre la dérive de la fréquence RF pendant une heure d'acquisition avec une période d'échantillonnage d'une seconde. La variation maximale observée est de 120 kHz. La distribution de la mesure est gaussienne avec une valeur moyenne de 47,5329722 GHz et un écart-type 18,4 kHz.
Afin d'évaluer la stabilité temporelle à long-terme, nous avons calculé la variance d'Allan [2] à partir des mesures représentées sur la figure 5. La variance calculée est de $1{,}1\text{x}10^{-7}$ pour 1 seconde et on atteint la valeur de $1{,}2\text{x}10^{-7}$ pour 1000 secondes (figure 6). On observe une instabilité plus importante pour un pas d'échantillonnage de 20 secondes ($2{,}5\text{x}10^{-7}$). Cette instabilité ne correspond

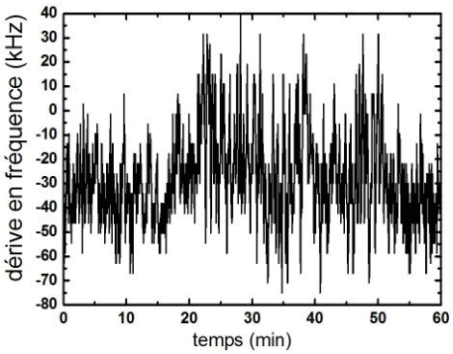


Fig. 5 : Stabilité temporelle de la fréquence

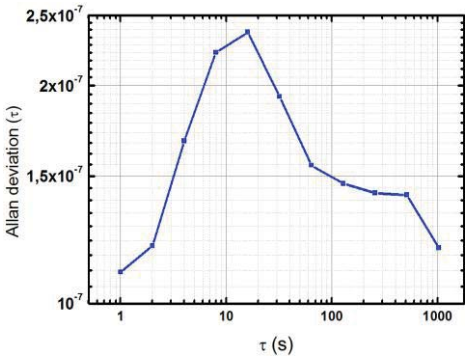


Fig. 6 : Variance d'Allan de la fluctuation de fréquence

pas un processus de bruit provenant du laser mais reflète la variation de la fréquence RF due au changement de la température du laser. En effet, nous avons évalué cette variation à plus de 3 MHz par degré Celsuis. Par conséquent, une variation de température de 0,01 degré Celsuis (correspondant à la stabilité de notre contrôleur de température) représente une variation de la fréquence RF d'environ 30 kHz.

CONCLUSION

Nous avons démontré la génération d'un peigne de fréquence stable à l'aide de lasers à verrouillage de modes passif à base de bâtonnets quantiques. Cette source présente une gigue temporelle de 1,3 ps sur une plage de fréquence comprise entre 10 kHz et 1 MHz. Nous avons obtenu une stabilité à long-terme de $1{,}1\text{x}10^{-7}$ dans une configuration passive. Ces performances ont été obtenues suite à l'optimisation de la structure active et peuvent être améliorées en utilisant un verrouillage de modes actif ou par injection optique d'une source optique ultra-stable.

En conclusion, les performances des lasers à verrouillage de modes passif à base de bâtonnets quantiques en font des candidats idéaux pour les applications de type génération de peignes de fréquences cohérents pour le WDM ou la Radio sur Fibre pour les nouvelles fréquences autour de 60 GHz.

REFERENCES

[1] M. Faugeron et al, "High Peak Power, Narrow RF Linewidth Asymmetrical Cladding Quantum Dash Mode-Locked Lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2013.

[2] D. Allan, "Time and frequency (time-domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* , vol. UFFC-34, no. 6, pp. 647 – 54, 1987.

[3] K. Merghem et al, "Improvement of modal gain of InAs/InP quantum-dash lasers," *Compound Semiconductor Week (CSW/IPRM), 2011 and 23rd International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, 2011.

[4] C. Gosset et al, "Subpicosecond pulse generation at 134 GHz using a quantum-dash-based Fabry-Perot laser emitting at 1.56 µm," *Applied Physics Letters*, vol. 88, pp. 241105–3, Juin. 2006.

[5] Rosales et al, "High performance mode locking characteristics of single section quantum dash lasers," *Optics Express*, vol. 20, p. 8649, Mar. 2012.

REMERCIEMENTS

Ce travail est soutenu par le projet ANR TELDOT et le projet européen ITN PROPHET.

Les auteurs tiennent à remercier François Lelarge de III-V Lab (laboratoire commun d'"Alcatel Lucent Bell Labs", "Thales Research&Technology" et "CEA-LETI") pour la fourniture des composants.

DEMONSTRATION EXPERIMENTALE D'UN PHENOMENE D'AUTO-POLARISATION DE LA LUMIERE DANS UNE FIBRE OPTIQUE : L'OMNI-POLARISEUR

P. Morin[1], S. Pitois[1], P. Y. Bony[1], M. Guasoni[1], A. Piccozzi[1], H. R. Jauslin[1], D. Sugny[1], G. Millot[1], S. Wabnitz[2] et J. Fatome[1]

[1]*Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB), UMR 6303 CNRS-Université de Bourgogne, 21000 Dijon, France*

[2]*Department of Information Engineering, Università di Brescia, Brescia, Italy*

philippe.morin@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un dispositif tout-optique basé sur la capacité de la lumière à auto-organiser son propre état de polarisation dans un unique segment de fibre et appliquons ce dispositif à un signal arbitrairement polarisé RZ cadencé à 40 Gb/s à 1550 nm.

MOTS-CLEFS : *optique non-linéaire ; polarisation.*

1. INTRODUCTION

Au cours de la propagation de la lumière dans une fibre optique, l'état de polarisation de la lumière évolue de façon aléatoire à cause de la biréfringence intrinsèque de la fibre, des contraintes extérieures ou mécaniques. L'utilisation de polariseurs conventionnels est une alternative envisageable mais ils font perdre une quantité non négligeable de l'énergie et transforme toute fluctuation de polarisation en variations d'intensité, ce qui est rédhibitoire dans bon nombres d'applications. C'est ainsi que depuis plus d'une décennie, plusieurs groupes de recherche ont développé des dispositifs de contrôle de la polarisation en utilisant les propriétés non-linéaires de la propagation de la lumière au sein d'une fibre optique, comme par exemple l'amplification Raman [1], la diffusion Brillouin [2], l'amplification paramétrique [3] ou encore le mélange à quatre onde entre deux ondes contrapropagatives [4]. En effet, dans ce dernier cas, des travaux précédents ont démontré [4] qu'une onde pompe polarisée se propageant dans une fibre agissait comme un attracteur de polarisation pour une onde signal contrapropagative. Autrement dit, lorsque l'onde signal, polarisée aléatoirement, est injectée dans la fibre en présence de l'onde pompe contrapropagative, son état de polarisation est attiré vers un état de polarisation unique, et ce indépendamment de son état de polarisation initial et sans perte dépendante de la polarisation. Dans ce travail, nous présentons un nouveau dispositif, baptisé *omnipolariseur*, dans lequel l'onde pompe polarisée est remplacée par une réplique contrapropagative de l'onde signal générée au moyen d'un dispositif de réflexion inséré à l'autre extrémité de la fibre. La lumière est ainsi capable d'auto-organiser universellement son état de polarisation au sein d'un unique segment de fibre [5].

2. CONCEPT

Le concept de l'*omni-polariseur* est décrit schématiquement sur la figure 1(a). Dans un unique tronçon de fibre optique, une onde signal polarisée arbitrairement interagit avec sa réplique contrapropagative générée au moyen d'un dispositif de réflexion (caractérisé par un coefficient de réflexion R) placé à l'autre extrémité de la fibre. En sortie de l'omnipolariseur, l'état de polarisation de l'onde signal est alors fixe et correspond à un état circulaire, et ce indépendamment de son état de polarisation d'entrée et sans perte dépendante de la polarisation. Lorsque le coefficient de réflexion R est supérieur à 1 (présence de gain sur l'onde retour), tous les points convergent vers l'un des deux pôles de la sphère de Poincaré ('sphère'), correspondant à un état de polarisation circulaire droit (pôle nord) ou gauche (pôle sud). Lorsque le coefficient de réflexion R est proche 0.5 (typiquement avec un réseau de Bragg), l'état de polarisation de sortie de l'onde signal

correspond toujours à un état de polarisation circulaire et dépend uniquement du signe de l'angle d'ellipticité caractérisant l'état de polarisation d'entrée de l'onde signal. Sur la sphère, tous les points localisés dans l'hémisphère nord (ellipticité positive) convergent vers le pôle nord tandis que les points localisés dans l'hémisphère sud (ellipticité négative) convergent vers le pôle sud.

3. MONTAGE EXPERIMENTAL

Le montage expérimental de l'omnipolariseur est présenté sur la figure 1(b). Un signal retour-à-zéro (RZ) cadencé à 40 Gb/s est tout d'abord brouillé en polarisation. Le signal résultant est amplifié à la puissance de 27 dBm au moyen d'un amplificateur fibré dopé Erbium (EDFA) avant d'être injecté dans une fibre à dispersion décalée non-nulle (NZ-DSF) de 6.2 km de long dont les caractéristiques optiques sont à 1550 nm : un coefficient non linéaire γ = 1.7 $W^{-1}.km^{-1}$, une dispersion chromatique de -1.5 ps/(nm.km) et une dispersion modale de polarisation de 0.05 $ps/km^{1/2}$. Après propagation dans la fibre, le signal est réfléchi dans la direction opposée au moyen soit d'un réseau de Bragg (R < 1), soit d'une boucle de réflexion amplifiée (R > 1) composée d'un circulateur, d'un coupleur (afin de récupérer une partie du signal de sortie), d'un contrôleur de polarisation et d'un second EDFA.

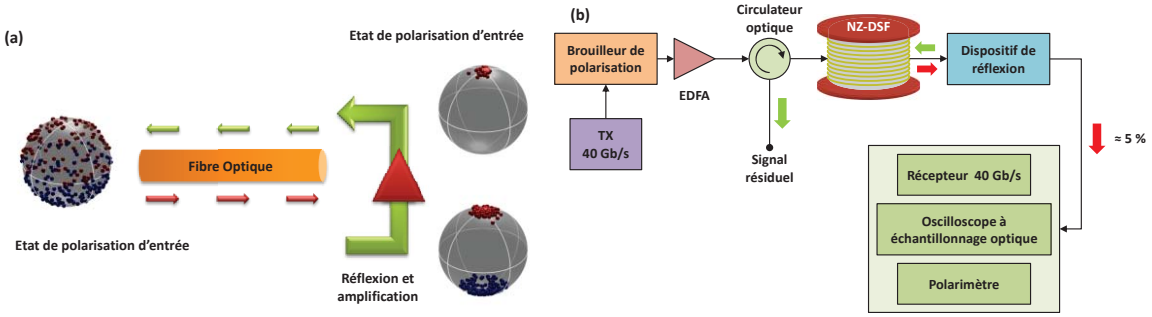


Fig. 1 : (a) Schéma de principe de l'omnipolariseur (b) Montage expérimental.

En sortie du dispostif, l'état de polarisation du signal est observé sur la sphère au moyen d'un polarimètre tandis que dans le domaine temporel, le diagramme de l'œil du signal est visualisé au moyen d'un oscilloscope à échantillonnage optique (OSO) et au travers d'un polariseur de sorte à transférer les fluctuations de polarisation dans le domaine temporel. Les performances de omnipolariseur sont également évaluées en mesurant le taux d'erreur binaire (TEB).

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les performances de l'omnipolariseur ont été caractérisées en comparant l'état de polarisation d'entrée et de sortie du signal. En raison du brouillage initial de l'état de polarisation du signal, les points sont initialement distribués sur l'ensemble de la sphère (Fig. 2(a)). Lorsque la puissance initiale de l'onde signal réfléchie est de 27.5 dBm (R > 1), tous les points sont confinés dans une unique zone d'attraction. En effet, tous les états de polarisation de sortie sont localisés au pôle nord, correspondant à un état de polarisation circulaire droit (Fig. 2(b)). L'omnipolariseur se comporte alors comme un polariseur non linéaire idéal. Lorsque la puissance de l'onde signal réfléchie est de 24.5 dBm (R = 0.6), nous observons que les points rouges (images d'états de polarisation circulaires droits) sont localisés au pôle nord tandis que les points bleus (images d'états de polarisation gauches) sont localisés au pôle sud. L'omnipolariseur se comporte alors comme un séparateur de faisceaux polarisés digital (PBS). Ces états de polarisation de sortie du signal obtenus sont universels, c'est-à-dire qu'ils ne dépendent pas de l'état de polarisation d'entrée, du type de fibre utilisée ou des conditions environnantes. Les performances de l'omnipolariseur peuvent être aussi étudiées dans le domaine temporel. Pour cela, un composant sensible à la polarisation a été inséré devant l'OSO afin de transformer les fluctuations de l'état de polarisation en variations d'intensité.

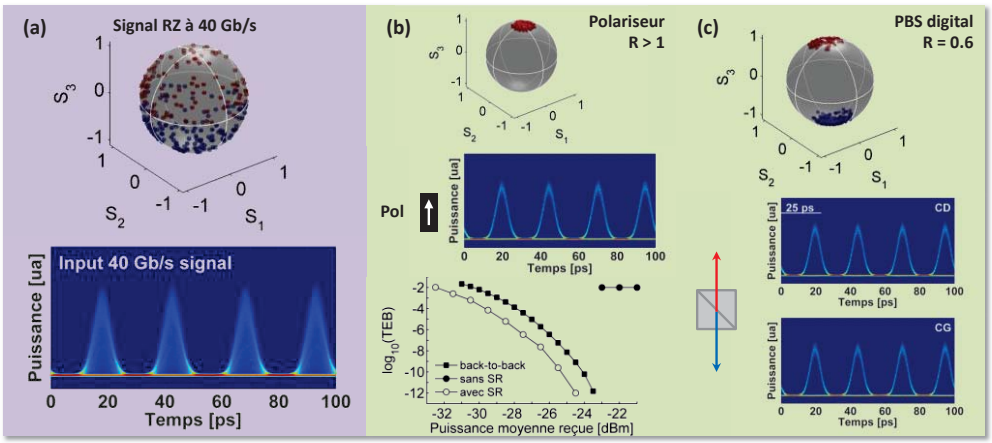


Fig. 2 : Etat de polarisation d'entrée et diagramme(s) de l'œil du signal RZ cadencé à 40 Gb/s (a), à l'entrée de l'omnipolariseur, (b) à la sortie de l'omnipolariseur lorsque $R > 1$ et (c) à la sortie de l'omnipolariseur lorsque $R = 0.6$.

En raison du brouillage initial de l'état de polarisation de l'onde signal, les fluctuations de l'état de polarisation transformées en variations d'intensité mènent à la complète fermeture du diagramme de l'œil (Fig. 2(a)). D'un côté, lorsque l'omnipolariseur agit comme un polariseur non linéaire idéal ($R > 1$), toutes les impulsions composant le signal RZ cadencé à 40 Gb/s émergent de la fibre avec le même état de polarisation. La stabilisation de l'état de polarisation de l'onde signal mène à la complète ouverture du diagramme de l'œil (Fig. 2(b)). De l'autre côté, lorsque l'omnipolariseur se comporte comme un PBS ($R = 0.6$), nous obtenons deux signaux RZ cadencés à 40 Gb/s, l'un polarisé circulaire droit et l'autre polarisé gauche. Malgré le brouillage initial, les différents diagrammes de l'œil ne montrent aucune fluctuation d'intensité.

Finalement, nous avons mesuré le TEB des quatre trames cadencés à 10 Gb/s en fonction de la puissance moyenne et détecté après un polariseur en configuration *back-to-back*, en l'absence et en présence de l'onde signal réfléchie (Fig. 2(b)). Nous observons que lorsque le processus de brouillage de la polarisation est activé, le TEB moyen est limité à 10^{-2}. Lorsque l'onde signal réfléchie est injectée dans la fibre optique à la puissance de 27.5 dBm, la transmission est complètement recouvrée, et ce malgré le brouillage initial de l'état de polarisation de l'onde signal et la détection derrière un composant sensible à la polarisation.

5. CONCLUSION

Dans ce papier, nous présentons un nouveau dispositif basé sur la capacité de la lumière à auto-organiser son état de polarisation dans une fibre optique. L'omnipolariseur possède deux modes de fonctionnement. Il peut agir comme un polariseur non linéaire idéal ou comme un PBS digital. Nous reportons finalement la capacité de l'omnipolariseur à repolariser un signal RZ cadencé à 40 Gb/s à 1550 nm [5].

REFERENCES

[1] M. Martinelli, M. Cirigliano, M. Ferrario, L. Marazzi, and P. Martelli, "Evidence of Raman-induced polarization pulling," *Opt. Express*, vol. 17, no. 2, p. 947, 2009

[2] L. Thevenaz, A. Zadok, A. Eyal, and M. Tur, "All-optical polarization control through Brillouin amplification", in Optical Fiber Communication Conference, 2008 OSA Technical Digest CD, paper OML7.

[3] B. Stiller,et *al*., "Demonstration of polarization pulling using a fiber-optic parametric amplifier," *Opt. Express*, vol. 20, p. 27248, 2012

[4] J. Fatome, P. Morin, S. Pitois, and G. Millot, "Light-by-light polarization control of 10-Gb/s RZ and NRZ telecommunication signals", *IEEE JSTQE*, vol. 18, no. 2, p.621, 2012

[5] Fatome et *al*., 'A universal optical all-fiber omnipolarizer', Nature Scientific Reports, 2, 938 (2012).

LASER A CAVITE ETENDUE KILOMETRIQUE FONDE SUR L'UTILISATION D'UN MODULE DE SOA SATURE POUR REDUIRE LE BRUIT D'INTENSITE ET EFFACER LES DONNEES POUR WDM-PON

Q. Deniel [1-2], F. Saliou[1], S. D. Le[1], P. Chanclou[1], R. Brenot[3], D. Erasme[2]

[1] *Orange Labs, 2 Avenue Pierre Marzin, 22307, Lannion, France.*
[2] *Télécom ParisTech, 46 rue Barrault, 75634, Paris, France*
[3] *III-V Labs, Route de Nozay F, 91461 Marcoussis Cedex, France*
qian.deniel@orange.com

RESUME

Nous évaluons différentes sources laser à cavité étendue utilisant un RSOA et un AWG. Une réduction du RIN et l'effacement des données sont obtenues à l'aide de SOA saturés supplémentaires insérés dans la cavité. Un taux d'erreur compatible avec un système WDM-PON pour une transmission intra-cavité d'une longueur de 50 km à 2,5Gb/s est démontré avec une configuration à deux SOA.

1. INTRODUCTION

Le « fronthaul » correspondant à la liaison entre une unité de bande de base (BBU) d'une station de base (BS) et des têtes radio déportées (RRH), est un nouveau segment des réseaux mobiles du futur C-RAN (Cloud-Radio Access Network) qui se différencie du backhaul reliant la BS au cœur de réseau. Il utilise une interface numérique standard CPRI (Common Public Radio Interface). Une architecture de réseau optique passif (PON) basée sur le multiplexage en longueur d'onde (WDM) a récemment été proposée comme une solution très prometteuse pour ce fronthaul [1]. Une réalisation utilisant un émetteur achromatique à base d'un laser à cavité étendue a été démontrée. Cette source laser, qui joue également le rôle de la ligne de transmission, est constituée d'un amplificateur optique à semi-conducteurs réflectif (RSOA) suivi d'un rotateur de Faraday (FR) à 45° et d'un multiplexeur/démultiplexeur de type réseau de guides d'onde (AWG) à une extrémité de la cavité et d'un miroir de Faraday (FRM) à 90° à l'autre extrémité. Entre les deux extrémités est placée une fibre optique pouvant atteindre plusieurs kilomètres. Un coupleur optique situé au point de répartition (RN) permet de recueillir les données. Nous avons conçu une source laser stable insensible aux évolutions de la polarisation le long de la cavité grâce aux composants à effet Faraday [2]. La longueur d'onde du laser s'établit de façon passive et automatique en fonction du port de connexion à l'AWG. Récemment, une nouvelle architecture permettant de réaliser une infrastructure WDM simple et classique a été présentée (pas de miroir FRM ou de composant spécifique à RN) [3]. La figure 1 montre une architecture WDM PON avec un RSOA en bande C pour la transmission montante (ligne rouge) et un RSOA en bande L pour la transmission descendante (ligne violette). Le FRM en bande C est localisé entre le RN et le BS. Chaque RRH se cale sur une longueur d'onde de la bande C pour la transmission montante et en reçoit une de la bande L provenant du BBU. La longueur totale de la cavité est définie par la fibre de distribution reliant le RRH au RN ajoutée à la fibre de transmission entre les AWG.

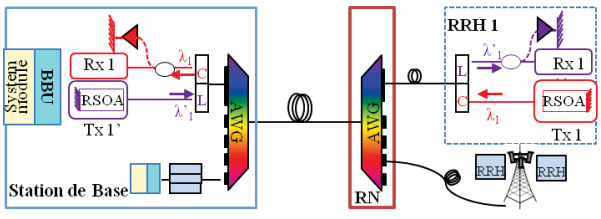


Fig. 1 : WDM PON architecture basé sur RSOA auto-accordé amplifié

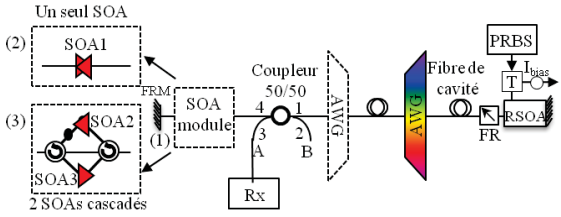


Fig. 2 : Schémas expérimentaux (1) cavité sans SOA ; (2) cavité amplifiée avec un seul SOA ; (3) cavité amplifiée avec deux SOAs

Une telle cavité peut être analysée comme un anneau unidirectionnel incluant les deux directions : co-propagative et contra-propagative. L'élément clé de la nouvelle proposition consiste à insérer un SOA supplémentaire dans la cavité à proximité du FRM offrant un gain supplémentaire qui compense les pertes dues à la longueur de la cavité. La saturation du gain d'un SOA représente une technique simple et efficace pour réduire le bruit d'intensité d'une transmission [4], et, dans le cas de la structure en anneau qui nous concerne pour effacer les données de transmission montantes (par exemple) lors de la redescente du signal

afin de réinscrire de nouvelles données montantes à chaque rotation. Il a été démontré qu'une telle source laser à cavité étendue requière, selon sa longueur, un ou plusieurs aller(s)-retour(s) pour se stabiliser [2]. La performance de l'ensemble est conditionnée à une suppression optimale de RIN et à un effacement efficace de données et donc aux conditions de saturation et à la dynamique des SOA. Nous présentons la première réalisation d'une cavité longue de 50 km permettant une transmission à 2.5Gb/s avec optimisation du RIN et effacement de données via un module de SOA saturé.

2. MONTAGES EXPERIMENTAUX

La figure 2 illustre les trois schémas expérimentaux comprenant un RSOA à puits quantiques fonctionnant dans la bande C. Celui-ci est polarisé à 90mA et dispose d'un gain petit signal pur TE en réflexion de 28 dB à 1540 nm. Nous utilisons un AWG cyclique de 16 canaux avec une bande passante de 100GHz. Le schéma (1) de référence ne comprend pas de module SOA. La deuxième configuration (schéma 2) utilise un seul SOA (SOA1) bidirectionnel localisé entre l'AWG et le FMR. Le schéma (3) comprend deux circulateurs et deux SOA (SOA2 et SOA3) afin de découpler les sens aller et retour. Ces trois SOAs lorsqu'ils sont polarisés à 150mA offrent un gain de 6dB en régime de saturation pour une puissance d'entrée de 0dBm à 1550nm. Pour assurer la saturation, le courant de fonctionnement du SOA1 est ajusté à 150mA ; ceux du SOA2 et SOA3 sont ajustés respectivement à 150mA et 230mA. Un coupleur de prélèvement 50/50 (2x2) est inséré entre l'AWG et le module SOA. Le "point A" correspond à l'extraction du signal co-propagatif juste avant le SOA. Il est relié à un système de réception comprenant une APD (Avalanche Photo Diode), un CDR (Clock and Data Recovery circuit) et un BERT (Bit Error Rate Tester). Le "Point B" correspond une extraction contra-propagative. Le signal arrivant en B, par comparaison à celui au point A, a subi une première amplification, une réflexion puis une seconde amplification.

3. CARACTERISTIQUES STATIQUES

Les figures 3 et 4 représentent les spectres mesurés aux points A et B en l'absence de fibre de transmission (back-to-back, BTB). Les trois courbes au point A sont superposées et centrées à 1533nm La puissance en sortie est respectivement 0dBm, 0.5dBm et 0.5dBm (Tab. 1). Ainsi, nous avons confirmation de l'état de saturation des trois SOA (P_{in} >0dBm). L'émission spontanée amplifiée (ASE) a été filtrée en amont par l'AWG dans la direction co-propagative. A contrario, les spectres au point B révèle une ASE plus élevée. Elle est engendrée par le passage co-propagatif dans le SOA et re-amplifiée par l'amplification contra-propagatif après réflexion. Dans la configuration 2, le SOA étant fortement saturé par les double passage l'ASE est moindre que dans la configuration 3 pour laquelle le SOA2 est moins saturé donc génère de l'ASE et le SOA3, fortement saturé et amplifie l'ensemble (signal plus ASE).

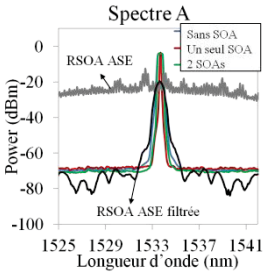


Fig. 3: Spectre à A

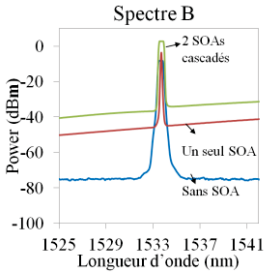


Fig. 4: Spectre à B

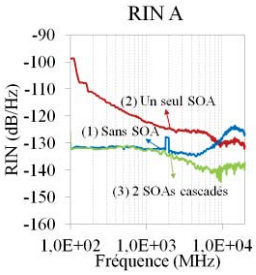


Fig. 5: RIN à A

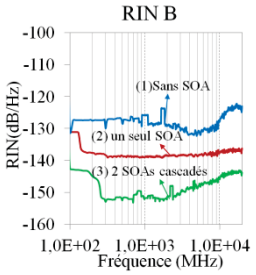


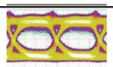
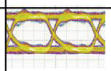
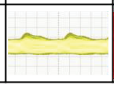
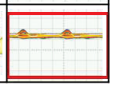
Fig. 6: RIN à B

Les figures 5 et 6 représentent le niveau du RIN mesuré au point A et B toujours en BTB. Pour les fréquences >1GHz, nous observons un niveau du RIN entre -125dB/Hz à -130dB/Hz au point A pour les trois configurations. Nous notons un RIN dégradé en configuration 2 pour les basses fréquences. Au point B, dans des conditions de mesure identiques, nous constatons un niveau de RIN inchangé en configuration 1 (-128dB/Hz). En configuration 2, nous constatons une forte réduction du RIN à basse fréquence et une légère réduction à -132dB/Hz au dessus de 1GHz (qui peut être encore améliorée (-139dB/Hz) en ajustant le courant du RSOA à 115mA pour augmenter la puissance d'entrée dans le SOA1). Enfin, le niveau du RIN observé en configuration 3 est très fortement réduit, atteignant -150dB/Hz à 2,5GHz. Cela peut être expliqué par la compression du gain et la dynamique rapide du SOA3 qui gomme les fluctuations de puissance entre son entrée et sa sortie [4].

4. PERFORMANCES DE BER

Le RSOA est directement modulé en courant selon une modulation NRZ en intensité à 2,5Gb/s, par une séquence binaire pseudo aléatoire (PRBS) d'une longueur 2^{31}-1, avec une tension de 2V crête à crête. Pour

un tel laser à cavité étendue, le signal modulé réfléchi par le FRM doit être effacé afin d'éviter sa recirculation des données dans la cavité et de permettre une nouvelle modulation du signal. Le tableau 1 indique le taux d'extinction (ER) en BTB mesuré au point A et B. Nous avons légèrement amélioré le taux d'extinction (6.3dB) en insérant 2 SOAs dans la configuration (3). Le diagramme de l'œil mesuré à B1 reste ouvert avec un ER de 5dB indiquant que la modulation du signal après la réflexion du FRM n'est pas effacée. Pour les mêmes raisons que celles évoquées dans le cas du RIN, la saturation des amplificateurs et leur dynamique rapide tend à effacer les fluctuations de puissance entre leur entrée et leur sortie. C'est ainsi que les modulations d'intensité co-propagatives observées en A sont effacées par les SOA se retrouvent fortement atténuées dans la configuration 2 et encore plus dans la configuration 3. Ceci peut être observé sur les diagrammes de l'œil reportés dans le tableau 1.

	(1) Sans SOA	(2) Un SOA	(3) 2 SOAs
P_{out} (dBm) at A	0	0.5	0.5
P_{out} (dBm) at B	-4.5	0	1.5
ER (dB) at A	5.6	6	6.3
BTB ED at A			
BTB ED At B			

Tab. 1: Puissance sortie et diagramme de l'œil au point A et B à 2.5Gb/s

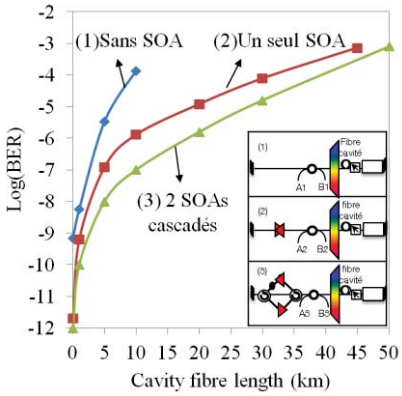


Fig. 7: BER en fonction de la longueur de la cavité à 2.5Gb/s

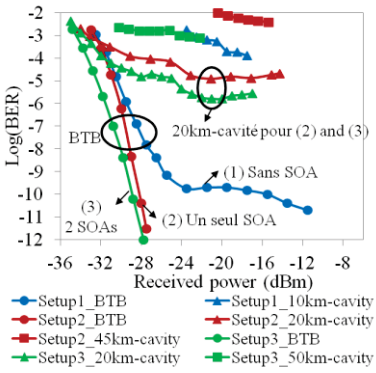


Fig. 8: BER en BTB et en transmission à 2.5Gb/s

La figure 7 décrit l'évolution du BER en fonction de la longueur de la cavité à 2,5 Gb/s lorsque celle-ci varie de 10 m à 10 km. Les seuils de sensibilité sont transcrits sur la figure 8. Le taux d'erreur (BER) se dégrade de 10^{-9} à $1.4.10^{-4}$ en l'absence de module SOA (configuration 1). En BTB, nous observons un plancher d'erreur autour de 10^{-10}. En configuration 2, les performances de BER sont améliorées, le plancher d'erreur en BTB a disparu et une longueur de la cavité pouvant atteindre 45km est obtenu pour un BER de 1.10^{-3} correspondant à une transmission sans erreur quand le FEC (Forward Error Correction) est appliqué. Cette amélioration notable est due à l'effacement des données à chaque rotation et ne pâtît pas trop de la dégradation du RIN basse fréquence en A. Avec la structure 3 découplant l'amplification co- et contra-propagative par association de deux SOA et deux circulateurs, nous observons les meilleures performances de BER à 2,5 Gb/s pour une longueur de cavité donnée, ceci grâce à la conjonction d'un niveau de RIN réduit et d'un excellent effacement des données. Le plancher d'erreur en BTB a aussi disparu et nous avons réalisé avec succès une transmission sur une cavité laser d'une longueur de 50km de SMF, avec un BER de 10^{-3}, qui représente un record à notre connaissance.

CONCLUSIONS

Nous présentons pour la première fois la réduction du niveau du RIN et l'effacement de données d'un laser à cavité étendue de longueur kilométrique obtenu à l'aide de SOA saturés. Nous avons démontré la meilleure réduction du RIN (-150dB/Hz) et l'effacement de données avec deux SOAs cascadés en série. Nous avons réalisé avec succès une transmission à 2,5Gb/s avec une longueur de la cavité pouvant atteindre 50 km de SMF, permettant de répondre aux exigences d'une architecture WDM PON pour le réseau mobile fronthaul.

REFERENCE

[1] F. Saliou, et al., "Up to 15km Cavity Self Seeded WDM PON System with 90km Maximum Reach and up to 4.9Gbit/s CPRI Links", Proc. ECOC2012, Amsterdam, paper We.1.B.6

[2] M. Martinelli et al. "Polarization in retracing circuits for wdm-pon" Photonics Technology, Letters, IEEE, vol. 24, no. 14, pp. 1191{1193, July15

[3] Q. Deniel, et al. "Up to 45km-long Amplified Self-Seeded RSOA based External Cavity for 2.5Gb/s WDM PON transmission" Proc. OFC/NFOEC, Anaheim, CA, 2013, Paper OW4D.2.

[4] Mathlouthi. W, et al. "High-Bit-Rate Dense SS-WDM PON Using SOA-Based Noise Reduction With a Novel Balanced Detection", Lightwave Technology, Journal of, 2009, 27, 5045-5055

GÉNÉRATION DES SIGNAUX SSB PAR UN LASER MODULATEUR INTÉGRÉ MODULÉ PAR UN SIGNAL OFDM LARGE BANDE

M.-E. Chaibi[1], T. Anfray[4], K. Kechaou[1], C. Gosset[1], L. Anet Neto[3,4], G. Aubin[2], C. Kazmierski[5], P. Chanclou[3], C. Aupetit-Berthelemot[4] et D. Erasme[1]

[1] *MINES-TELECOM, TELECOM ParisTech, CNRS LTCI, 46 Rue Barrault, 75634 Paris, France*
[2] *LPN-CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*
[3] *Orange Labs, 2 Avenue Pierre Marzin, 22307 Lannion, France*
[4] *XLIM-CNRS, 16 Rue Atlantis, 87068 Limoges, France*
[5] *III-V Lab-Common laboratory of Alcatel-Lucent Bell Labs France', 'Thales Research and Technology' and 'CEA Leti' Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

chaibi@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Un laser modulateur intégré à modulation duale (D-EML) est utilisé pour générer des signaux à bande latérale unique (SSB : *Single SideBand*) adaptés à la transmission dans un canal dispersif à détection directe. Un signal OFDM de bande 6 GHz, permettant un débit binaire utile de 11.11 Gb/s, est transmis dans un contexte SSB sur une fibre dispersive de 200 km avec un taux d'erreur binaire (TEB) inférieur à 10^{-3}.

MOTS-CLEFS : *D-EML ; SSB ; OFDM.*

1. INTRODUCTION

Le besoin incessant de haut débit et la nécessité de longues liaisons optiques dans les réseaux d'accès et métropolitains devront être obtenus avec des composants de bas coût, d'encombrement réduit et de faible consommation d'énergie. En effet, le coût de la liaison optique dans ces réseaux est partagé par un nombre réduit d'usagers et les composants d'émission/réception sont localisés chez l'abonné. Étant donné que la majorité de ces réseaux est basée sur un canal dispersif à détection directe (IM/DD : *Intensity Modulation/Direct Detection*), faire croître le débit et/ou la portée dégradera les performances de la transmission. Cette dégradation est due à la déviation en fréquence (*chirp*) de la source optique et à la dispersion chromatique de la fibre. Pour remédier au problème de *chirp* et augmenter la bande passante des émetteurs optiques, des modulateurs externes, tels que le modulateur à électro-absorption (EAM), ont été introduits dans les systèmes optiques. Cependant, les signaux optiques générés, par modulation directe ou externe, sont à deux bandes latérales (DSB : *Double SideBand*), inadaptés à la transmission dans un canal dispersif IM/DD connu pour sa réponse sélective en fréquence. Les signaux SSB, où l'une des deux bandes latérales du signal modulé est éteinte, sont les plus adaptés à la transmission dans un tel canal. L'utilisation d'un filtre optique ou d'un modulateur I/Q sont les techniques les plus utilisées pour générer des signaux SSB. Elles sont à la fois coûteuses et encombrantes. En [1], Hoon Kim a introduit la modulation duale d'un laser et d'un EAM pour générer des signaux SSB. Cette technique a été adaptée aux conditions de Binder [2] pour être utilisée dans des transmissions NRZ avant d'être mise en œuvre dans des applications RoF pour un signal modulant à bande étroite. Toujours avec le souci de combattre la sélectivité fréquentielle du canal, la technique de modulation avancée OFDM a été introduite dans les systèmes de transmission par fibre optique.

Le présent article se concentre sur une source d'émission optique récemment proposée dénommée D-EML. Il s'agit d'un laser DFB intégré avec un EAM sur une même puce, caractérisé par un bas coût et une structure simple d'une part et d'une capacité à générer des signaux SSB d'autre part. Nous envisageons la transmission des signaux OFDM dans un contexte SSB optique.

2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Générer un signal SSB avec un D-EML modulé par un signal OFDM revient à satisfaire les conditions de Kim [1] pour chaque sous-porteuse. Les modulations de fréquence et d'amplitude (FM et AM) respectivement régies par le laser DFB et l'EAM devront être déphasées de 0 ou π, et le rapport entre les indices de modulations AM et FM devra être égal à 2. La modulation AM est toujours en phase avec le signal modulant pour un EAM, alors que la modulation FM pour un laser DFB peut être soit en phase soit en quadrature de phase avec le signal modulant suivant que la fréquence modulante est inférieure ou supérieure à la fréquence caractéristique [3] du laser DFB. Bien que les signaux modulants soient généralement générés par une source commune, ils arrivent déphasés pour moduler le laser DFB et l'EAM. Ce déphasage dépend de la fréquence et de la différence en longueur électrique entre les deux circuits.

Dans cet article, un signal OFDM en bande de base occupant une bande de 6 GHz module le D-EML. Étant donné la valeur de la fréquence caractéristique du laser DFB mesurée à 1.7 GHz et le fait que seules les sous-porteuses hautes fréquences sont affectées par la dispersion chromatique dans le canal dispersif IM/DD, nous optons pour un signal SSB uniquement pour les sous-porteuses dont la fréquence est supérieure à 1.7 GHz. Dans ce cas, un déphasage de $\pm \pi/2$ est nécessaire entre les deux signaux modulants. Comme la condition sur la phase est plus restrictive que le ratio requis entre les indices de modulation AM et FM, un signal optique SSB peut être généré et conservé sur une large plage de fréquences à condition d'ajuster les longueurs électriques des deux circuits d'un léger décalage par rapport à une égalité parfaite grâce à une ligne à retard accordable.

3. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Le montage expérimental utilisé pour générer et transmettre le signal SSB est présenté sur la figure 1. Un signal OFDM réel en bande de base module le laser DFB et l'EAM. Chaque symbole OFDM est généré comme suit : 256 symboles à l'entrée de l'IFFT sont organisés afin d'avoir une symétrie hermitienne, 126 sous-porteuses, modulées en QPSK, transportent les données utiles et 16 échantillons par symbole OFDM sont utilisés comme préfixe cyclique. Le signal numérique est généré par Matlab et il est envoyé après à un AWG (*Arbitrary Waveform Generator*) qui agit comme un convertisseur numérique-analogique. Le signal OFDM analogique est généré à 12 GS/s. Il occupe donc la bande fréquentielle allant de DC à 6 GHz. Cette configuration permet un débit binaire utile de 11.11 Gb/s. Le signal OFDM est amplifié puis divisé pour moduler séparément les deux composants du D-EML. Au niveau de l'accès au laser DFB, un atténuateur et une ligne à retard sont utilisés pour contrôler respectivement l'indice de modulation de fréquence et le déphasage entre les deux signaux modulants. Deux Tés de polarisation permettent d'amener vers une même sortie le signal OFDM et la composante continue, 80 mA pour le laser DFB et -2.6 V pour l'EAM. Les deux circuits sont conçus pour avoir une même longueur électrique. Le gain de l'amplificateur, le niveau d'atténuation et le déphasage relatif entre les signaux modulants sont tous ajustés afin d'avoir un signal SSB. Une fois le signal optique généré, nous procédons à sa transmission dans un canal dispersif IM/DD. Considérant une bande fréquentielle jusqu'à 6 GHz, la portée de la transmission est choisie de sorte que des trous de fading apparaissent dans la réponse fréquentielle du canal quand un signal DSB se propage. Pour des portées de 100 km, 150 km et 200 km, le trou de fading se manifeste respectivement à 6 GHz, 5 GHz et 4.3 GHz. Le signal optique est amplifié à l'émission, à mi-portée et à la réception. Un filtre optique est inséré pour éliminer l'émission spontanée amplifiée et une photodiode (PD) opère la conversion optoélectronique. Le signal électrique est échantillonné à 50 GS/s. Les signaux OFDM sont ensuite traités avec Matlab.

4. RÉSULTATS ET DISCUSSION

Le signal SSB généré est présenté sur la figure 2. Afin de mieux distinguer le contexte SSB, nous superposons le signal généré au spectre du laser non modulé et au signal DSB obtenu en modulant uniquement l'EAM. À cause de la résolution limitée de l'OSA (*Optical Spectrum Analyser*) utilisé, les sous-porteuses OFDM basses fréquences sont cachées. Les performances de la

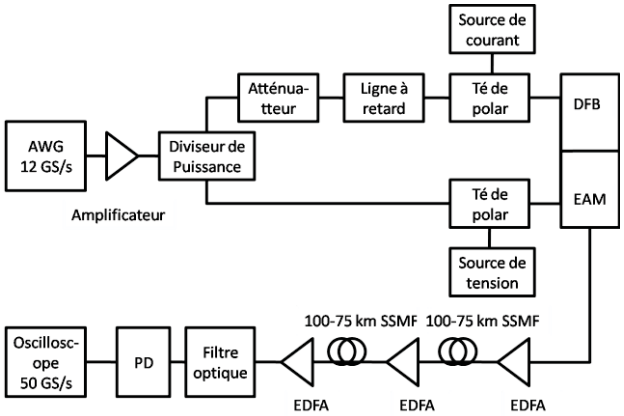


Fig. 1: Montage expérimental.

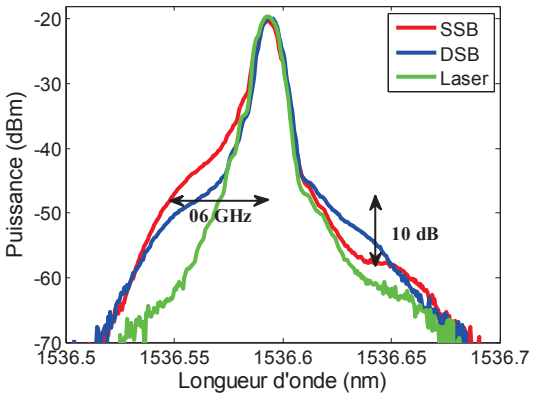


Fig. 2 : Spectres optiques.

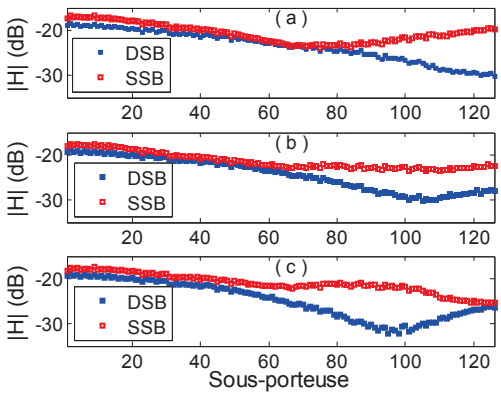


Fig. 3 : Réponse du canal par sous-porteuse après 100 km (a), 150 km (b) et 200 km (c).

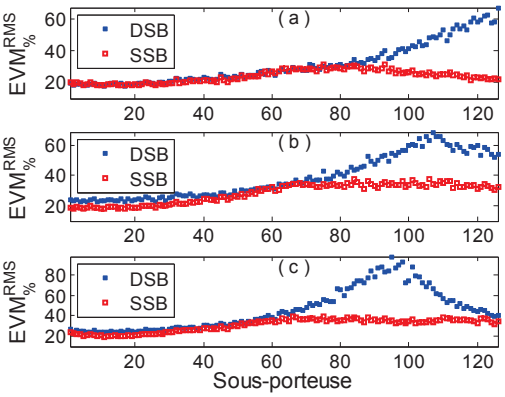


Fig. 4 : EVM par sous-porteuse après 100 km (a), 150 km (b) et 200 km (c).

transmission sont comparées à celles retrouvées avec un signal DSB. Ces performances sont présentées en termes d'EVM (*Error Vector Magnitude*) par sous-porteuse. La réponse du canal dispersif est aussi présentée. La figure 3 montre la réponse du canal de propagation pour différentes portées. La réponse relative à un signal DSB présente les trous caractéristiques. Un signal SSB permet une réponse relativement plate. Les fluctuations remarquables dans ce dernier cas sont dues à l'imperfection du signal SSB généré. La présence des trous dans la réponse fréquentielle du canal se traduit par une dégradation des performances de la transmission. Ce fait est illustré dans la figure 4 présentant l'évolution de l'EVM par sous-porteuse OFDM pour différentes portées. Pour un signal à deux bandes latérales, l'EVM croît considérablement pour dépasser 67 % pour les sous-porteuses correspondantes au trou de fading. La valeur moyenne de l'EVM est 39% et 46% pour des portées respectives de 150 km et 200 km. Ceci correspond à des TEBs supérieurs à $5*10^{-3}$. Dans un contexte SSB, l'EVM ne dépasse pas 39% quelle que soit la portée. Les TEBs obtenus sont $6*10^{-6}$, 10^{-4} et $4*10^{-4}$ pour des portées respectives de 100 km, 150 km et 200 km.

5. CONCLUSION

La génération des signaux SSB par un D-EML modulé par un signal OFDM large bande a été démontrée. Un débit binaire utile de 11.11 Gb/s a été transmis dans un canal dispersif à détection directe avec un taux d'erreur binaire inférieur à 10^{-3}.

RÉFÉRENCES

[1] Hoon Kim, *Photonics Technology Letters, IEEE* , vol.20, no.4, pp.243,245, Feb.15, 2008
[2] J. Binder et al, *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol.6, no.4, pp.558, 560, April 1994
[3] L. Bjerkan et al, *Lightwave Technology, Journal of* , vol.14, no.5, pp.839,850, May 1996

NOUVELLE MÉTHODE DE COMPENSATION DU DÉSÉQUILIBRE EN QUADRATURE D'UN SYSTÈME COHÉRENT

Trung-Hien Nguyen[1,2], Mathilde Gay[1,2], Laurent Bramerie[1,2], Fausto Gomez-Agis[1,2], Pascal Scalart[1,3], Jean-Claude Simon[1,2], Olivier Sentieys[1,4]

[1] *Université Européenne de Bretagne (UEB), 5 Boulevard Laënnec, 35000 Rennes, France.*

[2] *CNRS-Foton Laboratory (UMR 6082), Enssat, CS 80518, 22305 Lannion, France.*

[3] *Laboratoire d'Analyse des Systèmes de Traitement de l'Information.*

[4] *INRIA/IRISA, Rennes 35000, France.*

tnguyen@enssat.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons un nouvel algorithme pour la compensation du déséquilibre de phase dans un système cohérent QPSK. L'algorithme que l'on nommera « méthode de l'estimation maximale du rapport signal sur bruit (MSEM) est validé numériquement et expérimentalement et comparé à la méthode d'orthogonalisation de Gram-Schmidt.

MOTS-CLEFS : *système cohérent ; QPSK ; algorithme de compensation.*

1. INTRODUCTION

Les systèmes de communications optiques cohérents offrent de nombreux avantages notamment en terme de sensibilité des récepteurs et de efficacité spectrale grâce à l'utilisation de formats modulés en phase [1][2]. Le format QPSK (Quadrature Phase Shift Keying) a notamment attiré l'attention en raison de ses excellentes caractéristiques de transmission [3].

Idéalement dans un système QPSK, les composantes en phase et en quadrature sont orthogonales l'une à l'autre. Toutefois, les imperfections de mise en œuvre (tels que le réglage incorrect des tensions d'attaque des modulateurs, le taux de couplage imparfait des coupleurs, le déséquilibre des sensibilités des photodiodes ou le mauvais réglage des contrôleurs de polarisation) peuvent créer un déséquilibre en phase et en amplitude qui supprime l'orthogonalité des canaux reçus. En outre, dans la pratique, les récepteurs diversifiés en phase sont vulnérables aux imperfections de l'hybride 90° dégradant aussi le signal reçu. Ces effets sont connus sous le nom de déséquilibre en quadrature (ou déséquilibre IQ) dans les systèmes de communication cohérente [4]. Différentes méthodes de compensation du déséquilibre IQ ont été montrées. Nous pouvons citer les méthodes d'orthogonalisation de Gram-Schmidt (GSO) [5] ou celle connue sous le nom de correction d'ellipse (EC) [6].

Dans cet article, nous proposons une méthode alternative, la méthode MSEM (pour *'maximum SNR estimation method'*), pour la compensation du déséquilibre IQ sur la base de l'estimation du rapport signal sur bruit (SNR) de signal détecté. La méthode, validée ici numériquement et expérimentalement, fournit une alternative simple aux méthodes existantes.

2. PRINCIPE DE LA MÉTHODE MSEM

Le principe de notre méthode MSEM est évalué dans un système cohérent qui se compose d'un émetteur QPSK et d'un récepteur cohérent, comme illustré sur la Fig. 1. Les signaux détectés après les photodiodes équilibrées peuvent être représentés comme :

$$\mathbf{I} \propto \mathrm{Re}\left\{E_S E_{LO}^*\right\} \quad (1)$$

$$\mathbf{Q} \propto \mathrm{Im}\left\{E_S E_{LO}^* . \mathrm{e}^{j\varphi_{mis}}\right\} \quad (2)$$

où E_S et E_{LO} représentent les champs du signal (S) et l'oscillateur local (LO) au niveau du récepteur. *Re* et *Im* désignent les parties réelles et imaginaires des battements entre S et LO. Enfin, φ_{mis} représente le déséquilibre IQ. Dans notre étude, nous nous concentrons uniquement sur un mauvais alignement de phase car le déséquilibre d'amplitude peut être corrigé expérimentalement (contrairement au déséquilibre de phase d'un récepteur intégré).

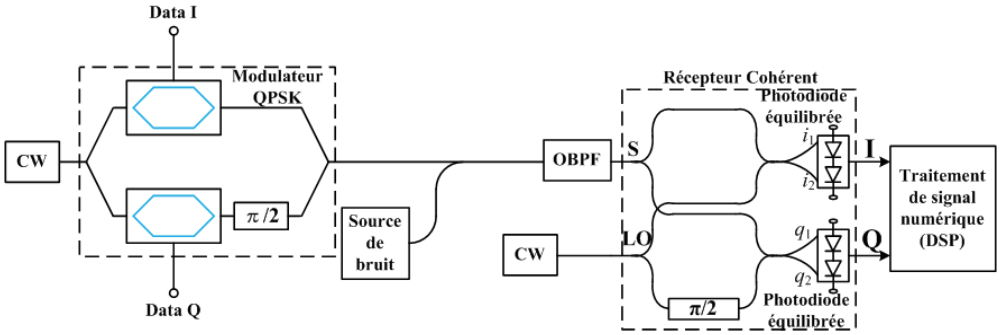


Fig. 1 : Système cohérent QPSK optique.

L'algorithme MSEM consiste à faire varier un terme de phase φ_{var} sur la composante en quadrature de manière à maximiser le SNR du signal détecté. On en déduit alors le déséquilibre IQ : $\varphi_{mis} = -\varphi_{var}$ La Fig. 2 présente l'estimation numérique du SNR en fonction de φ_{var} pour 3 déséquilibres IQ (9°, 27° et -19°) ; la valeur de φ_{var} au SNR maximum correspond bien à la valeur du désalignement.

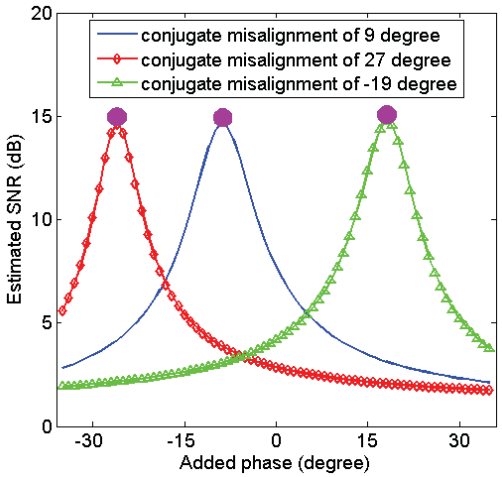


Fig. 2 : Estimation du SNR en fonction de φ_{var} afin de déterminer la valeur du déséquilibre IQ.

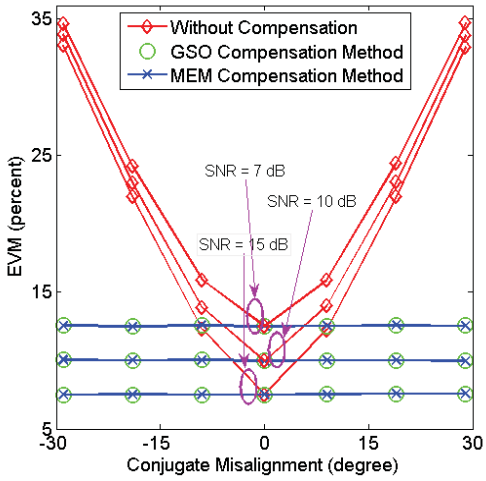


Fig. 4 : Calcul d'EVM en fonction du déséquilibre IQ pour différents SNR avant compensation (losanges), après compensation avec la méthode MSEM (croix) and GSO (cercles).

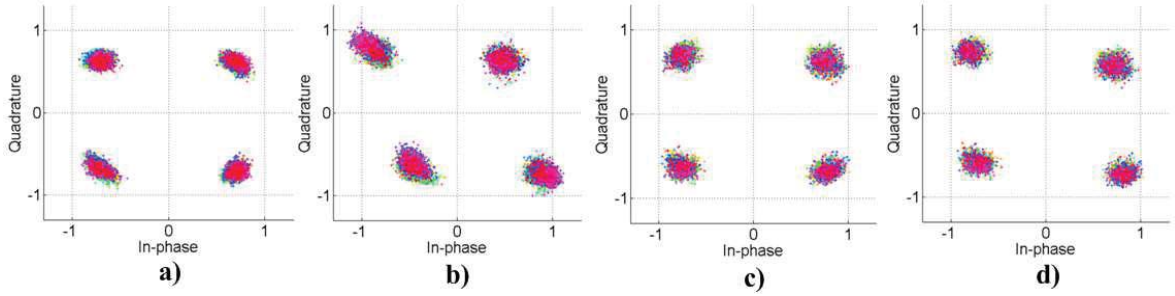


Fig. 3 : Constellations obtenues expérimentalement avec le signal de référence (a), avec déséquilibre IQ (b), après compensation avec la méthode (MSEM) (c) et la méthode (GSO) (d).

3. VALIDATION EXPÉRIMENTALE

L'impact de la non-orthogonalité entre les canaux I et Q est étudiée par la configuration expérimentale d'un système cohérent QPSK optique représenté sur la Fig. 1, avec les conditions suivantes: L'émetteur est entraîné par deux trains de données NRZ en utilisant une séquence de bits pseudo-aléatoire (PRBS) avec deux longueurs différentes de 2^{15}-1 et 2^{23}-1 pour générer la modulation QPSK codant 2 bits par symbole.

La Fig. 3 présente la constellation obtenue avec le signal de référence (a), en appliquant un déséquilibre IQ (b) et après compensation avec les méthodes MSEM (c) et GSO (d) pour un OSNR de 37 dB. Des constellations similaires sont obtenues avec les 2 méthodes.

4. PRÉCISION DE LA MÉTHODE

Afin d'estimer la précision de la méthode, nous effectuons ensuite une étude numérique impliquant les calculs d'EVM. L'EVM est calculé en fonction du déséquilibre pour différentes valeurs de SNR dans les cas avant compensation (losanges), après compensation avec la méthode MSEM (croix) et avec la méthode GSO (cercles). Dans le cas sans compensation, quand le déséquilibre IQ augmente, l'EVM augmente à cause de la déviation des points de la constellation par rapport à l'optimum. Après compensation, quelque soit la méthode utilisée, l'EVM retrouve sa valeur optimale quelque soit la valeur du SNR révélant une excellente précision de ces 2 méthodes.

CONCLUSION

Nous proposons une nouvelle méthode de compensation du déséquilibre IQ basée sur la maximisation du rapport signal sur bruit. Cette solution simple est validée expérimentalement et numériquement avec un signal QPSK. La précision de cette méthode est validée par la comparaison avec la méthode d'orthogonalisation de Gram-Schmidt.

RÉFÉRENCES

[1] S.Tsukamoto *et al.*, "Coherent demodulation of optical multilevel phase-shift-keying signals using homodyne detection and digital signal processing," *Phot. Tech. Lett.*, vol. **18**, no. 10, pp. 1131-1133, 2006.

[2] E.Ip *et al.*, "Coherent detection in optical fiber systems," *Opt. Expr.*, vol. **16**, no. 2, pp. 753-791, 2008.

[3] J.X.Cai *et al*, "Transmission of 96 100-Gbps bandwidth constrained PDM-RZ-QPSK channels with 300% spectral efficiency over 10610 km and 400% spectral efficiency over 4370 km," *J. Lightwave Technol.*, vol. **29**, no. 4, pp. 491-498, 2011.

[4] X.Liu *et al*., "Receiver sensitivity improvement in optical DQPSK and DQPSK ASK through data-aided multi-symbol phase estimation," *Proc. ECOC'06*, Th.4.4.5, 2006.

[5] I.Fatadin *et al*., "Compensation of quadrature imbalance in an optical QPSK coherent receiver," *Phot. Tech. Lett.*, vol. **20**, no. 20, pp. 1733-1735, 2008.

[6] S.H.Chang *et al*., "Impact of quadrature imbalance in optical coherent QPSK receiver," *Phot. Tech. Lett.*, vol. **21**, no. 11, pp. 709-711, 2009.

ETUDE DE LA VARIABILITE DE PERFORMANCE DE TRANSMISSION EN REGIME NON-LINEAIRE DANS LES SYSTEMES WDM-PDM-QPSK A 112 GBIT/S

Aida Seck, Jordi Vuong, Petros Ramantanis, Yann Frignac, Catherine Lepers et Badr-Eddine Benkelfat

Institut Mines-Télécom/Télécom SudParis, CNRS UMR 5157 SAMOVAR, 9 rue Charles Fourier, 91011 EVRY

aida.seck@telecom-sudparis.eu

RÉSUMÉ

Nous avons étudié la variabilité de performance de transmission en fonction des états de polarisation (SOP) initiaux des signaux et du décalage temporel des deux composantes en polarisation pour chaque canal. L'influence de la gestion de dispersion chromatique et de la dispersion du mode de polarisation (PMD) a aussi été évaluée. Nous avons également étudié les configurations de décalages temporels et de SOP initiaux donnant les meilleures et pires performances de transmission.

MOTS-CLEFS : *télécommunications optiques ; effets non-linéaires ; polarisation*

1. INTRODUCTION

Les formats de modulation en phase tels que la modulation de phase à quatre niveaux (Quaternary Phase Shift Keying : QPSK) sont largement utilisés dans les systèmes de transmission optique multiplexés en polarisation (PDM) et en longueur d'onde (WDM) [1]. Des études montrent que les principaux effets non-linéaires limitants dans ces systèmes WDM-PDM-QPSK à 112 Gbit/s par canal sont la modulation de phase croisée (XPM) et la modulation de polarisation croisée (XPolM) [2]. Avec leur intéraction avec la dispersion chromatique et la dispersion de mode de polarisation, ces deux effets non-linéaires seraient à l'origine de fluctuations des performances de transmission en régime non-linéaire. Cette variabilité a été étudiée expérimentalement en présence de dispersion de mode de polarisation [3]. Dans cet article nous allons d'abord rappeler quelques concepts liés à la XPolM puis nous allons montrer, par simulations numériques, l'impact du décalage temporel des deux composantes en polarisation pour chaque canal WDM et des SOP initiaux sur la qualité moyenne de transmission et sa distribution statistique. Cette étude évalue aussi l'influence de la dispersion chromatique et l'impact de la PMD dans un cas particulier.

2. QUELQUES CONCEPTS LIES A LA MODULATION DE POLARISATION CROISEE (XPOLM)

La XPolM provient d'une modification du SOP du signal sur un canal par la présence des canaux voisins [4]-[5]. Selon les développements formels détaillés dans [5], cette variation de SOP est

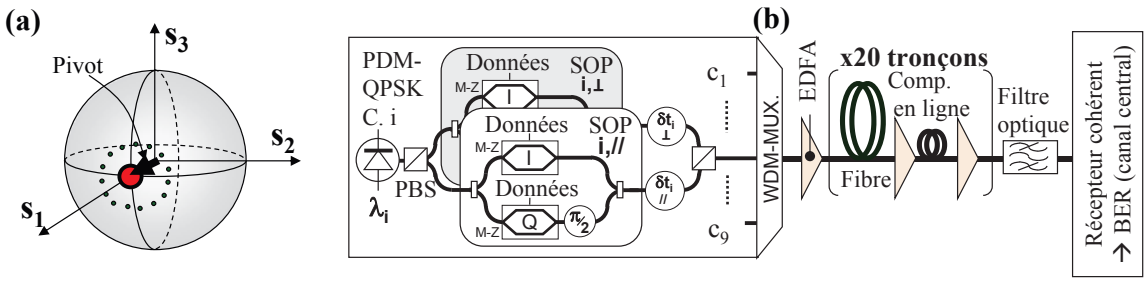


Fig. 1 : (a) schéma de principe de la précession des SOP autour du vecteur pivot dans la sphère de Poincaré. (b) schéma décrivant le système de transmission

décrite par l'équation $\partial S_c/\partial z = \gamma S_c \times \sum_{q \neq c} S_q$. Dans cette équation, nous avons une variation du vecteur de Stokes du canal central S_c (le vecteur de Stokes décrit le SOP du canal) en fonction de la somme des vecteurs de Stokes des canaux voisins $\sum_{q \neq c} S_q$ ou « pivot ». Dans la représentation de Poincaré, nous avons une précession autour du pivot comme illustré sur la Fig. 1(a). Nous avons un couplage entre les signaux des deux composantes en polarisation pendant la propagation.

3. DESCRIPTION DU SCHEMA DE SIMULATION NUMERIQUE

Le schéma de simulation numérique décrit dans [6] est représenté à la Fig. 1(b). L'émetteur génère 9 canaux NRZ-PDM-QPSK modulés avec une rapidité de modulation de 28 Gbaud. Chacune des composantes en polarisation pour chaque signal WDM est modulée à l'aide d'un modulateur Mach-Zehnder I-Q. Les canaux ainsi générés sont filtrés à l'aide d'un filtre rectangulaire de bande passante à 3 dB de 50 GHz. Nous faisons ensuite varier le SOP des canaux WDM en entrée de fibre ainsi que le décalage temporel des différentes composantes en polarisation pour chaque canal WDM en tirant aléatoirement l'azimut α_i et l'ellipticité ε_i associés à chaque vecteur de Stokes ainsi que les décalages temporels $\delta t_{i,/\!/}$ et $\delta t_{i,\perp}$. Les canaux multiplexés sont injectés dans 20 tronçons de 100 km de fibre monomode. La dispersion chromatique est compensée à l'aide de fibres à compensation de dispersion (DCF) soit en ligne en considérant une dispersion résiduelle par tronçon RDPS nulle (cette configuration sera notée par la suite : cas « avec DCF »), soit après la propagation (cette configuration correspond à RDPS = 1700 ps·km^{-1} et sera notée par la suite : cas « sans DCF »). Nous ne prenons pas en compte la dispersion de mode de polarisation sauf dans un cas particulier décrit par la suite. Après la propagation dans la fibre, le canal central est extrait grâce à un filtre gaussien de bande passante à 3 dB de 56 GHz. Le taux d'erreur binaire est évalué à la suite d'une réception cohérente puis il est converti en facteur de qualité Q².

4. RESULTATS DES SIMULATIONS NUMERIQUES

Dans le but de comprendre la variabilité de performance en régime non-linéaire, nous avons fait varier séparément les décalages temporels à l'émetteur et les SOP initiaux en considérant une puissance de 2 dB au-dessus du seuil non-linéaire (défini ici comme la puissance correspondant à une qualité de transmission maximale). Nous représentons sur la Fig. 2(a) une distribution du facteur Q² pour 500 tirages aléatoires de l'ensemble $\{\alpha_i, \varepsilon_i\}$ et 1 seul tirage de décalage temporel (cas noté : « SOP variable ») tandis que sur la Fig. 2(b) nous traçons la distribution du facteur Q² pour 500 tirages aléatoires de l'ensemble $\{\delta t_{i,/\!/}$ et $\delta t_{i,\perp}\}$ et 1 seul tirage de SOP (cas noté « décalage variable »). Nous notons pour ces deux cas que la largeur de la distribution à 5‰ de l'occurrence

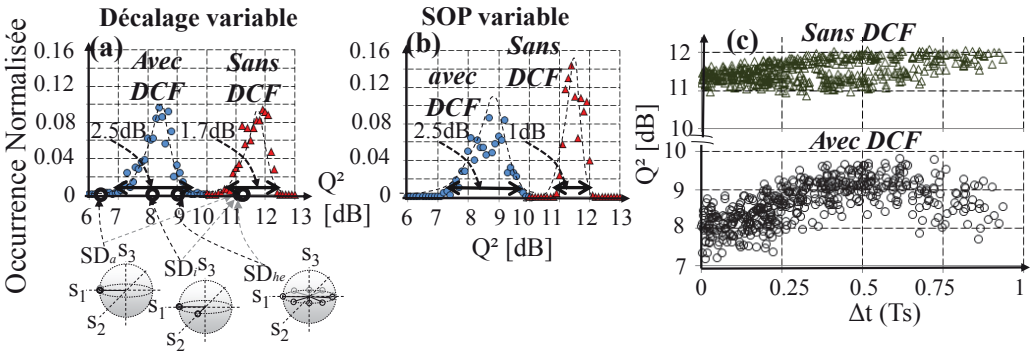


Fig. 2 : Distribution du facteur Q² à une puissance de 2 dB au-dessus du seuil non-linéaire avec et sans DCF en ligne pour le cas « décalage variable » (a) et « SOP variable » (b). Q² en fonction du décalage temporel entre les deux composantes en polarisation du canal central avec et sans DCF en ligne (c)

normalisée maximale $\Delta Q^2_{5‰}$ est approximativement la même dans la configuration « avec DCF », alors qu'en l'absence de DCF en ligne $\Delta Q^2_{5‰}$ est plus élevée dans le cas « Décalage variable ». Dans le cas « SOP variable » nous avons aussi représenté les facteurs Q² correspondant à 3 cas particuliers de configuration de SOP (voir en dessous de la Fig. 2(a)). Dans le premier cas (SD_a),

tous les canaux ont les même SOP. Dans le deuxième cas (SD_i), les SOP sont alternés et orthogonaux pour deux canaux successifs. Dans le dernier cas (SD_{he}), les SOP des canaux sont uniformément répartis sur l'équateur de la sphère de Poincaré. Nous notons que le facteur Q^2 est meilleur dans le cas SD_{he}. Nous avons également représenté sur la Fig. 2(c) le facteur Q^2 en fonction du décalage temporel entre les deux composantes en polarisation du canal central. Nous constatons dans le cas « avec DCF » que le meilleur facteur Q^2 est obtenu pour un décalage $\Delta t = 0.5$ Ts (Ts est le temps symbole). Ceci est déjà montré dans de précédents travaux pour le cas de formats RZ [7].

Afin d'étudier l'influence de la PMD, nous avons représenté sur la Fig. 3(a) la distribution du facteur Q^2 pour un retard différentiel de groupe (DGD) moyen de 0 ou 30 ps dans une configuration « avec DCF » pour 200 tirages aléatoires de l'ensemble $\{\alpha i, \varepsilon i, \delta t_{i,//}$ et $\delta t_{i,\perp}\}$. En mesurant le DGD en sortie de fibre à différents instants nous verrons que le DGD varie selon une loi maxwellienne. Puisque la valeur de la PMD est la valeur moyenne du DGD, le facteur Q^2 est moyenné sur ses valeurs obtenues en considérant 40 différentes réalisations de la fibre. Nous constatons que $\Delta Q^2_{5‰}$ est plus grande dans le cas « avec DCF » et sans PMD ($\Delta Q^2_{5‰} = 2.2$ dB) alors qu'elle est plus réduite quand nous émulons une PMD de 30ps ($\Delta Q^2_{5‰} = 0.6$ dB). Nous avons représenté sur la Fig. 3(b) un résumé des résultats obtenus en termes de variabilité du facteur Q^2 pour toutes les valeurs de RDPS et de PMD. Nous constatons que cette variabilité est réduite en présence de PMD et en l'absence de DCF en ligne par rapport au cas « avec DCF » et sans PMD en ligne. Ceci nous laisse penser que cette variabilité pourrait être due à la XPM et à la XPolM. En effet, en l'absence de DCF en ligne, les différents canaux WDM glissent les uns par rapport aux autres et leurs intéractions non-linéaires sont moyennées. En présence de PMD, les deux composantes en polarisation ne se propagent pas à la même vitesse de groupe et leurs intéractions non linéaires sont aussi réduites.

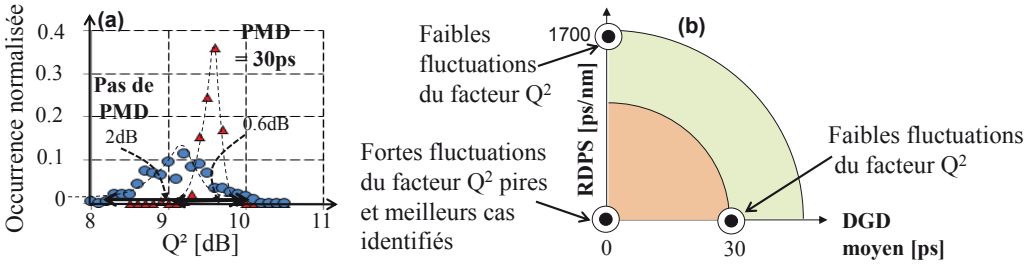


Fig. 3 : (a) Distribution du facteur Q^2 à une puissance de 2 dB au-dessus du seuil non-linéaire dans le cas « avec DCF » en considérant un DGD moyen = 0 ou 30 ps. (b) Résumé des résultats obtenus en pour tous les cas de gestion de dispersion et pour toutes les valeurs de PMD

CONCLUSION

Dans cet article, Nous avons fait une étude sur la variabilité de la performance de transmission due à la présence des effets non-linéaires, en modifiant de manière aléatoire les états de polarisation des signaux émis et les décalages temporels des différentes composantes en polarisation pour chaque canal WDM. Cette variabilité est réduite en l'absence de DCF en ligne et en présence de PMD. De plus nous avons montré que certaines configurations de décalage temporel et de SOP améliorent la qualité de transmission dans les systèmes gérés en dispersion chromatique.

Nous tenons à remercier G. Charlet et F. Vacondio d'Alcatel-Lucent Bell Labs pour les discussions fructueuses

RÉFÉRENCES

[1] G. Charlet et al., J. Lightw. Technol., vol. 27, n°3, pp.153-157, 2009.
[2] A. Bononi et al., ECOC '10, Torino, Italia, 2010.
[3] O. Bertran-Pardo et al., ECOC '10, Torino, Italy, 2010.
[4] D, Wang, C. R. Menyuk, J. Lightwave Technol., vol. 17, 1999.
[5] M. Winter, et al., J. Lightw. Technol., vol. 27, n°17, pp. 3739-3751, 2009.
[6] A. Seck et al., OFC '12, JW2A.51, 2012.
[7] C. Xie, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 21, no. 5, pp. 274-276, Mar. 1, 2009.

DE LA STABILITE LONG TERME DES SYSTEMES DE MESURE SPECTRALE POUR CAPTEURS A RESEAUX DE BRAGG

Nicolas Roussel et Pierre Ferdinand

CEA, LIST, Laboratoire de Mesures Optiques, F-91191 Gif-sur-Yvette, France.

nicolas.roussel@cea.fr

Résumé

L'objectif du présent article est d'aborder la problématique de la stabilité des mesures spectrales obtenues avec une instrumentation pour capteurs à réseaux de Bragg. Grâce à un système sophistiqué de suivi et de compensation temps réel, nous avons pu obtenir une performance de stabilité inégalée, à savoir une dérive long-terme moyenne de – 3 fm sur plus de 16 jours et un écart type de mesure de 0,032 pm. De telles performances ouvrent la voie, non seulement à des mesures de qualité véritablement métrologique mais également à de la surveillance long terme.

MOTS-CLEFS : *Capteur à Fibres Optiques (CFO), réseaux de Bragg, instrumentation, stabilité*

1. INTRODUCTION

Après la décennie 90 qui fût dédiée au défrichement de la technologie des réseaux de Bragg, les années 2000 permirent aux laboratoires de R&D et aux PME impliqués dans ce type de CFO de développer des systèmes de mesure correspondants. Aujourd'hui quelques techniques et produits cohabitent, cherchant à se démarquer par les prix et les performances. Les paramètres métrologiques mis en avant sont : la résolution spectrale, la largeur spectrale de la source, la cadence de mesure … mais quasiment jamais la stabilité à long terme, autrement dit l'absence de dérive, paramètre pourtant fondamental pour l'utilisateur. Après un bref rappel sur cette technologie de mesure nous nous focaliseront donc sur les dernières avancées obtenues en terme de stabilité de mesure.

2. LA TECHNOLOGIE DE MESURE PAR RESEAUX DE BRAGG

Les réseaux de Bragg sont des réseaux diffractifs obtenus par photo-inscription d'interférences laser UV au sein des fibres, souvent de type germanosilicates pour leur bonne photosensibilité. Ils consistent en une modulation submicronique de l'indice du cœur de la fibre. De fait, un réseau de quelques millimètres comporte plusieurs milliers de pas, et joue le rôle de réflecteur pour une bande spectrale étroite centrée à $\lambda_B = 2.n_e.\Lambda$, avec Λ (~ 0,5 µm) son pas et n_e l'indice effectif (~ 1,45) du mode de propagation. Toute modification de ces paramètres 'déplace' donc λ_B dont le suivi spectral permet de remonter aux paramètres inducteurs. Les réseaux de Bragg présentent aussi l'intérêt d'être multiplexables. Pour cela, il suffit d'en cascader plusieurs de pas Λ différents et de les interroger autour de leur longueur d'onde caractéristique λ_{Bi}. La lumière incidente est alors réfléchie à λ_{B1}, λ_{B2} … λ_{Bi} …λ_{BN} par les différents réseaux, et les variations spectrales fines de ces longueurs d'onde sont analysées par l'instrument de mesure [1]. En fait, la mesure, peu résolue, de λ_{Bi} représente l'adresse du réseau 'i', tandis que la détermination précise de λ_{Bi} fournit la mesure proprement dite. Les applications mettant en œuvre les CFO de Bragg sont nombreuses, et peuvent être regroupées sous le vocable de Surveillance des Structures. Citons-en quelques-unes à titre d'exemples : mines, terrains, stockages souterrains, électronucléaire, génie civil, aéronautique, *offshore*, composites, ferroviaire, structures intelligentes, biophotonique, etc.

3. LES PERFORMANCES D'UNE INSTRUMENTATION POUR CAPTEURS DE BRAGG

Naturellement, les performances souhaitées par les utilisateurs varient d'un secteur à l'autre, mais certaines tendances se dessinent, et les clients requièrent des performances toujours accrues. Même s'il y a quelques années ils pouvaient se contenter d'une résolution de quelques pm (soit

quelques microdéformations, ou quelques dixièmes de °C), d'une cadence de mesure d'un kHz, et d'une capacité de multiplexage d'une dizaine de capteurs, on observe aujourd'hui un certain nombre de demandes allant bien au-delà sur toutes ces caractéristiques. Il en va ainsi du besoin d'absence de dérive pour les applications long terme. En fait, malgré le fait que dans ce qui suit nous allons nous concerter sur les performances du système interrogateur, il ne faut jamais oublier qu'il s'agit d'une chaîne de mesure, intégrant également des transducteurs à réseaux de Bragg et des fibres de déport, composants optiques qui tous interviennent au niveau des qualités métrologiques de la mesure. On l'aura compris, les termes métrologiques les plus en rapport avec notre problématique sont : Dérive, Stabilité, Fidélité, dont les définitions peuvent être consultées en se référant à la norme en vigueur [2].

4. PRINCIPE DE LA STABILISATION DU SYSTEME DE MESURE POUR RESEAUX DE BRAGG

Le fonctionnement du système de mesure repose sur une source accordable. De fait, chaque réseau de Bragg transducteur devient réflecteur dès lors que la longueur d'onde émise par la source égale sa longueur d'onde caractéristique. Ainsi, lors d'un balayage de la source, chaque réseau réfléchit la lumière à des instants légèrement différents, lié à leur écartement spectral. Dès qu'un réseau est, par exemple, mis en traction, sa longueur d'onde de Bragg s'accroit proportionnellement à la déformation et, corrélativement, il devient réflecteur un peu plus tard, du laps de temps nécessaire pour que la source atteigne cette nouvelle longueur d'onde. La différence de ces moments où a lieu la réflexion, entre un 1er spectre de référence et un 2nd de mesure, une fois étalonnée et synchronisée permet de déterminer la variation spectrale et donc l'évolution du paramètre recherché (ici la déformation). La qualité des mesures repose donc sur celle du balayage, mais aussi sur la stabilité de l'intégralité du système. Or, sur le terrain en particulier lorsque les conditions où se trouve le système varient (température), il est inévitable que la fonction de transfert dudit système dérive.

Le premier objectif a consisté à réaliser un instrument de mesure sur table capable d'auto-apprendre la fonction de transfert de la source optique effectuant le balayage spectral, dans le but de linéariser sa réponse. En effet, pour limiter le budget d'échantillonnage, une source optique dont l'excursion est véritablement linéaire permet, côté analyse spectrale, d'utiliser un pas d'échantillonnage spectral constant, tout en garantissant des performances identiques sur toute la plage balayée. Ce montage comprend une source optique fine à balayage, une cavité Fabry-Perot étalon stabilisée en température (à 1/1000°C) et fonctionnant en réflexion, ainsi qu'un réseau de Bragg dont la longueur d'onde est connue, mais sans précision particulière.

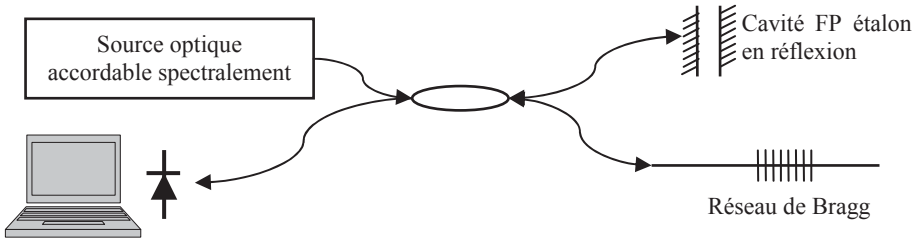
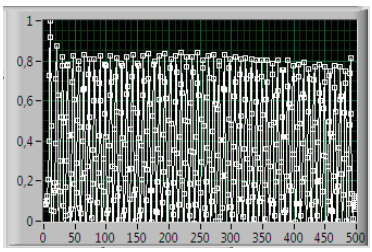
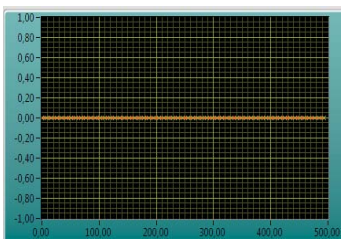


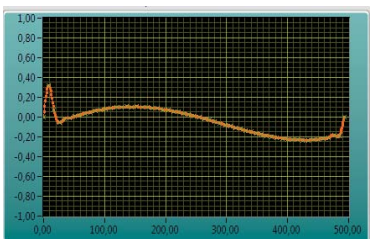
Figure 1 : Schéma de principe simplifié du système de mesure à auto-apprentissage



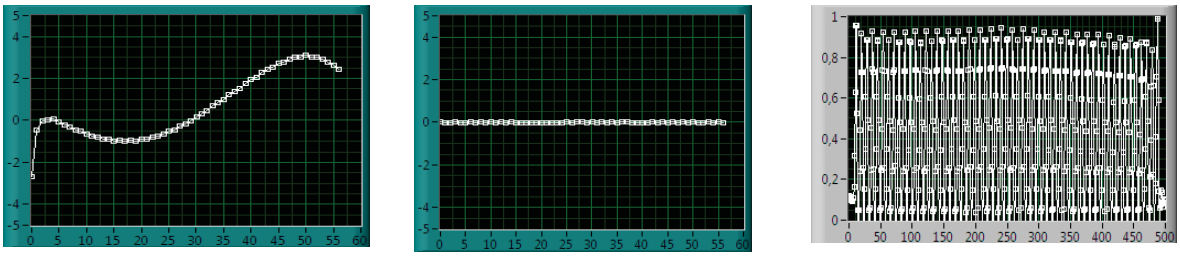
Spectre initial du FP étalon



Etat initial de la correction



Fonction de correction après convergence



Erreur de linéarité avant correction | Erreur de linéarité après correction | Spectre du FP après correction

Figure 2 : Graphes illustrant les étapes de linéarisation de la fonction de transfert du système de mesure

5. STABILITE DES MESURES SPECTRALE AVEC UN SYSTEME DE MESURE AUTO-ASSERVI

Pour évaluer la stabilité de mesure du seul système de mesure auto-asservi, nous avons mis en place un second Fabry-Perot étalon stabilisé à 10^{-3} °C. Celui-ci fournit un spectre, comme le ferait une ligne de Bragg, mais chacune de ces raies présente l'avantage d'être stabilisée à ~ 10 fm. Ainsi, le suivi de dérives résiduelles des raies contenues dans ce spectre permet de qualifier les performances intrinsèques du système. Sur les 50 raies mesurées, la figure 3 (gauche) illustre, pour l'une de ces raies, les performances du système de mesure auto-asservi : Dérive spectrale de - 3 fm sur 400 h (16 j) et écart type n'excédant pas 32 fm, tandis que sur la partie droite est consignée la température de la pièce où se trouve placé le système (oscillations circadiennes allant jusqu'à 5°C).

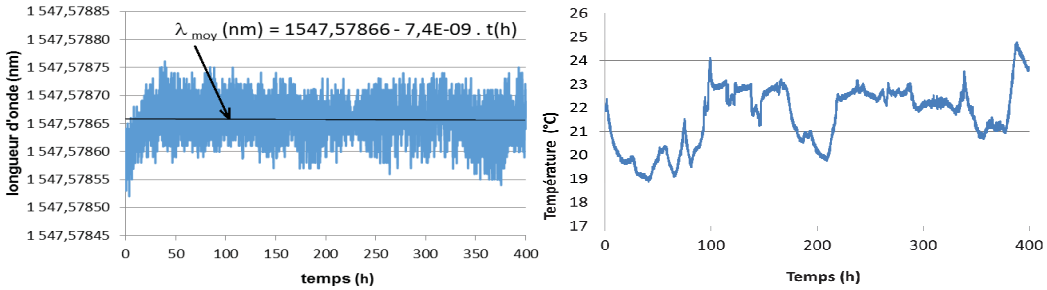


Figure 3 : Suivi temporel d'une raie spectrale et évolution de la température du système de mesure

CONCLUSION

Depuis quelques années nous travaillons sur l'amélioration des performances métrologiques des systèmes de mesure pour capteurs à réseaux de Bragg. Certains de nos travaux portent sur la cadence de mesure [3], d'autres sur l'intégration pour l'embarquabilité, certains sur l'étendue spectrale (le nombre de capteurs interrogeables), etc. Dans cette publication nous avons présenté nos derniers résultats portant sur l'amélioration de la stabilité de la mesure spectrale. Pour ce faire un système d'auto apprentissage a été implémenté dans l'instrument de mesure spectrale, nous permettant d'atteindre des performances inégalées à ce jour, à savoir une dérive long terme moyenne de – 0,0074 fm/h et un écart type de mesure de 32 fm, sur 400 h, et ce malgré des variations thermiques ambiantes allant jusqu'à 5°C supportées par le système optoélectronique. L'accès à de telles performances, fondées sur un référencement interne absolu en temps réel, ouvre désormais la voie à des mesures et à de la surveillance long terme de grande qualité.

REFERENCES

[1] P. Ferdinand, *Capteurs à fibres optiques à réseaux de Bragg,* Techniques de l'Ingénieur, R 6735, pp. 1-24, déc. 1999

[2] M. Blouet et P. Giacomo *et al*., *Vocabulaire International des termes fondamentaux et généraux de Métrologie*, NF X07-001, déc. 1994, ISBN 92-67-01075-1

[3] S. Magne, A. Lefrançois, J. Luc, G. Laffont, P. Ferdinand, *Real-time, distributed measurement of detonation velocities inside high explosives with the help of chirped fiber Bragg gratings*, 5th EWOFS, Krakow, Poland, 19-22 May, 2013.

BIENTOT UN AN DE MESURES LIBS PAR L'INSTRUMENT CHEMCAM SUR MARS : RESULTATS ET BILAN PROVISOIRE.

R. C. Wiens[1], S. Maurice[2], J.-B. Sirven[3] et toute l'équipe ChemCam.

[1]*Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA*

[2] *Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, 9 avenue du Colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France*

[3]*CEA, DEN, Département de Physico-Chimie, 91191 Gif sur Yvette Cedex, France*

jean-baptiste.sirven@cea.fr

RÉSUMÉ

Le rover Curiosity de la mission Mars Science Laboratory (MSL) de la NASA s'est posé avec succès sur la Planète Rouge le 6 août 2012. Avec pas moins de dix instruments scientifiques à bord, c'est l'engin le plus gros et le plus sophistiqué jamais envoyé sur Mars. Son objectif est de déterminer si la planète a pu être habitable au cours de son histoire. Pour cela, Curiosity analyse les roches, les sols et l'atmosphère de Mars afin de trouver des indices physico-chimiques et géologiques d'un environnement favorable à l'apparition de la vie.

Parmi les instruments équipant le rover, ChemCam joue un rôle stratégique de premier plan. Développé depuis une douzaine d'années sous l'égide du Los Alamos National Laboratory (Etats-Unis) et de l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (Toulouse), il associe la technique LIBS (laser-induced breakdown spectroscopy) à une caméra haute résolution pour analyser à distance la composition élémentaire des roches et des sols environnant le rover avec un rayon d'action de 7 m [1]-[2]. C'est la première fois qu'un instrument LIBS est envoyé dans l'espace.

La présentation décrira dans un premier temps les études préalables au développement de ChemCam, réalisées en grande partie au CEA de Saclay. Basées sur un montage de laboratoire simulant l'instrument et l'environnement martien, ces études ont porté principalement sur deux aspects : la compréhension de l'interaction laser-matière et de la formation du plasma à distance variable et sous atmosphère martienne ; et le développement de méthodologies d'analyse des spectres permettant d'identifier la nature des roches rencontrées et de mesurer quantitativement leur composition. Ces travaux ont permis d'évaluer la faisabilité de l'instrument et ses performances, et ont abouti à la définition du cahier des charges de ChemCam.

La deuxième partie de la présentation sera axée sur les opérations du rover depuis près d'un an. Le rôle stratégique de ChemCam dans le pilotage de Curiosity sera illustré. Les mesures LIBS et les images haute résolution réalisées par l'instrument seront commentées. La capacité de ChemCam à fournir des données physico-chimiques pertinentes pour l'exploration martienne, à l'échelle de la roche aussi bien qu'à l'échelle du terrain parcouru par le rover depuis l'atterrissage, est acquise. L'interprétation des mesures pourra cependant être affinée au fil de sa progression grâce à l'enrichissement des bases de données martiennes et grâce à l'inter-comparaison des résultats obtenus par différents instruments.

MOTS-CLEFS : *ChemCam ; LIBS ; Mars*

RÉFÉRENCES

[1] S. Maurice et al., “The ChemCam Instrument Suite on the Mars Science Laboratory (MSL) Rover: Science Objectives and Mast Unit Description”, Space Sci. Rev. (2012) 170:95–166.

[2] R. C. Wiens et al., “The ChemCam Instrument Suite on the Mars Science Laboratory (MSL) Rover: Body Unit and Combined System Tests”, Space Sci. Rev. (2012) 170:167–227.

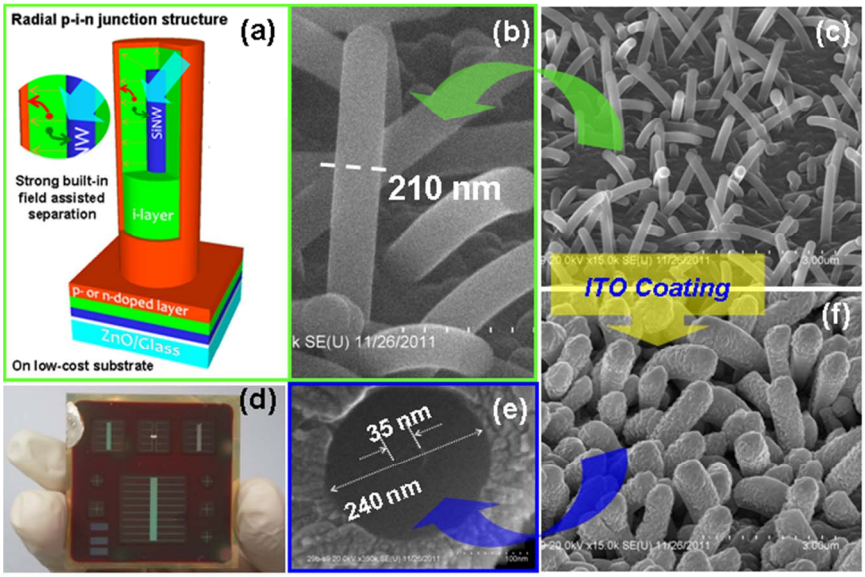
Cellules solaires: un condensé d'optique et d'électronique

Pere ROCA i CABARROCAS

LPICM-CNRS, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

Les cellules solaires photovoltaïques sont des convertisseurs optoélectroniques avec des performances atteignant des rendements de 44%. Pour ceci il faut que l'absorption des photons et la collecte des paires électron-trou se fassent de façon aussi parfaites que possible, sur la base de procédés à bas coût de façon à produire une énergie électrique compétitive. Des méthodes basées sur la texturation de surface permettant d'obtenir du "black silicon", la structuration (cristaux photoniques), l'exaltation de l'absorption (plasmonique), l'utilisation de nanocristaux et de nanofils, seront passés en revue afin de dégager les plus prometteuses. Une attention particulière sera portée aux cellules solaires à base de couches minces de silicium. L'utilisation de nanofils de silicium comme élément de base pour la réalisation de jonctions radiales est pressentie comme une voie innovante pour la réalisation de cellules de troisième génération [1]. Une telle architecture permet d'ortogonaliser l'absorption de la lumière et la collecte des porteurs photo générés. Le champ de nanofils conduit à une absorption efficace, tandis que la structure radiale de la jonction garantit un très fort champ électrique qui sépare efficacement les porteurs et empêche leur recombinaison.

1. L. Yu, B. O'Donnell, M. Foldyna, and P. Roca i Cabarrocas. Nanotechnology **23** (2012) 194011. stacks.iop.org/Nano/23/000000



Cellules solaires à base de nanofils de silicium avec une structure à jonction radiale. Des rendements de 6% ont d'ores et déjà obtenus avec une structure PIN à base de silicium amorphe hydrogéné épousant parfaitement les nanofils de silicium [1].

LES 100 ANS DE L'EFFET SAGNAC

Hervé Lefèvre

iXBlue, 52 avenue de l'Europe, Marly le Roi, France

herve.lefevre@ixblue.com

RÉSUMÉ

A l'occasion du centenaire de l'expérience de l'interféromètre tournant de Sagnac, cette conférence replace l'effet dans son contexte historique et rappelle aussi l'état de l'art des gyromètres optiques, et en particulier le gyrofibre qui possède un potentiel étonnant pour être le gyromètre « ultime ».

MOTS-CLEFS : *Effet Sagnac ; Entrainement de Fresnel-Fizeau ; Gyrolaser ; Gyrofibre*

1. INTRODUCTION

Après une analyse historique de l'effet Sagnac qui va de la notion d'éther lumineux à la théorie de la Relativité, seront présentés des résultats récents sur les gyromètres optiques qui fonctionnent sur le principe d'une multiplication de l'effet Sagnac par recirculation dans une cavité résonante active en anneau dans le cas du gyrolaser, et dans une bobine multi-tour de fibre optique dans le cas du gyrofibre.

2. DE L'ÉTHER LUMINEUX À LA RELATIVITÉ

Si Huygens avait prôné au 17ème siècle une théorie ondulatoire de la lumière, Newton avait imposé ses vues corpusculaires au début du 18ème. Après avoir suscité beaucoup de scepticisme (on ne contredit pas Newton!), l'expérience de 1806 des fentes d'Young, avec l'observation de franges d'interférence, relança l'hypothèse ondulatoire. Dans l'esprit de l'époque cependant, la propagation d'ondes nécessitait une forme de support qui a été appelé « éther lumineux », la lumière se déplaçant à une vitesse constante par rapport à cet éther fixe. L'expérience clef de Michelson et Morley en 1887 questionna pour le moins cette notion et a conduit en 1905 à la théorie de la Relativité restreinte d'Einstein où la lumière garde la même vitesse c dans n'importe quel référentiel en translation linéaire uniforme. Ce saut conceptuel a été cependant très difficile à admettre pour une grande partie de la communauté des physiciens de l'époque.

Il y avait aussi des considérations d'interaction entre éther lumineux et matière. En 1818 Fresnel émit l'hypothèse que la lumière était entrainée par la matière et que sa vitesse c/n devenait $c/n + (1 - 1/n^2)\, v_m$, où v_m est la vitesse de cette matière. Cette hypothèse a été confirmée expérimentalement en 1851 par Fizeau. Cet entrainement de Fresnel-Fizeau n'avait cependant pas d'explication vraiment claire, et c'est en 1907 que Von Laue a analysé que c'était en fait la loi d'addition des vitesses de la toute récente théorie de la Relativité. L'effet d'entrainement de Fresnel-Fizeau est bien un effet relativiste.

Pour revenir à Sagnac, les titres de ses deux publications de 1913 [1,2] indiquent clairement qu'il continuait à croire à l'éther lumineux et n'avait pas franchi le saut conceptuel de la Relativité. Deux ans avant, Von Laue [3] avait pourtant proposé cette expérience de l'interféromètre tournant [Figure 1], réalisée donc par Sagnac [Figure 2], et Von Laue avait précisé, comme cela est communément admis aujourd'hui, qu'elle ne permettait de décider entre la validité de la théorie de l'éther lumineux et celle de la Relativité. Là où en fait on voit que l'effet Sagnac est relativiste, est

qu'il est parfaitement indépendant de la matière comme il est observé en particulier dans le gyrofibre [4].

L'explication simple de l'effet Sagnac considère un chemin circulaire fermé. A l'arrêt, les deux ondes contrapropagatives mettent exactement le même temps de parcours en sens opposé. C'est d'ailleurs sur cette perfection de l'égalité par réciprocité des propagations opposées que se fonde la performance des gyromètres optiques. Maintenant, quand l'interféromètre en anneau tourne, et est observé dans un référentiel « fixe », le séparateur-combineur se déplace pendant la propagation sur un tour, et l'onde corotative parcourt plus d'un tour alors que la contrarotative parcourt moins d'un tour. Si au lieu du vide, les ondes se propagent dans la matière, elles mettront n fois plus longtemps pour faire un tour (n étant l'indice) et le séparateur se sera déplacé par rotation n fois plus loin avant la recombinaison des ondes. La différence de longueur étant de plus parcourue à la vitesse c/n, on pourrait penser que le retard temporel avec la matière est en n^2, mais ce serait oublier l'entrainement de Fresnel-Fizeau. La matière augmente bien la différence de longueur entre les 2 sens, mais la vitesse n'est plus la même, observée dans un référentiel « fixe ». Le sens corotatif allongé voit sa vitesse augmenter de par l'entrainement, quand le sens contrarotatif voit sa vitesse diminuer, le sens de l'entrainement étant opposé au sens de propagation. On montre que l'effet Sagnac est bien parfaitement indépendant de la matière. L'effet Fresnel-Fizeau étant relativiste, on peut donc dire que l'effet Sagnac dans la matière l'est aussi, même si dans le vide il n'est pas possible de conclure.

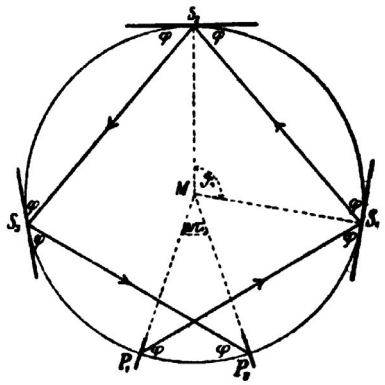


Figure 1 : principe de l'interféromètre tournant proposé par von Laue en 1911 [3]

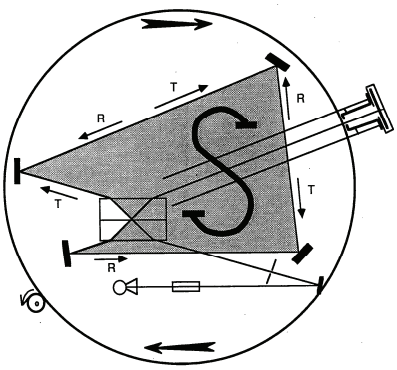


Figure 2 : expérience de l'interféromètre tournant réalisée par Sagnac en 1913 [

3. GYROMETRES OPTIQUES

L'effet Sagnac sur un tour est très faible et l'expérience originelle est restée confidentielle très longtemps. Il a fallu attendre l'avènement des deux révolutions de l'optique-photonique moderne, le laser et la fibre optique, pour accéder à la sensibilité de mesure nécessaire à une instrumentation performante, en multipliant l'effet par recirculation.

Démontré expérimentalement en 1963, le gyrolaser a révolutionné les techniques de navigation inertielle, apportant une fiabilité et une durée de vie bien meilleures que celles des gyroscopes mécaniques utilisés jusque là. Il emploie cependant toujours la technologie plasma hélium-néon [5] de ses débuts malgré tous les progrès des lasers solides et en particulier à fibre.

Le gyrolaser fonctionne en fait sur un principe extrêmement subtil, car *a priori* un laser en anneau émettant en continu dans les deux sens contrapropagatifs est instable : il devrait y avoir compétition de modes entre les deux sens opposés qui ont les mêmes conditions de résonance et de gain. Pour lever cette compétition de modes, le gyrolaser profite de l'effet Doppler différentiel entre les deux sens, lié au déplacement des ions amplificateurs par la décharge électrique, mais cela interdit les technologies lasers solides beaucoup plus fiables. Cela apporte aussi une limitation en stabilité long terme du zéro, le « biais », de par un résidu faible mais non nul d'entrainement non-réciproque de Fresnel-Fizeau [5,6]. La stabilité est de l'ordre de quelques 10^{-3} deg/h, et conduit à une performance de navigation inertielle du nautique (mille marin) sur quelques heures.

Démontré, quant à lui, en 1976, le gyrofibre apporte le potentiel de fiabilité et durée de vie des composants télécoms état solide. Il a été d'abord vu comme adapté aux performances moyennes (degré par heure) et a pris une part significative des applications dans cette classe [7]. La théorie montre cependant que les deux technologies ont le même potentiel de performance [8], et sur ces dernières années le gyrofibre a énormément progressé, n'ayant pas la limite non-réciproque résiduelle du gyrolaser. Le nautique sur un mois parait accessible et a été démontré en ambiance thermique contrôlée [9]. Cela correspond à une stabilité de biais de 10^{-5} deg/h (seulement dix degrés de rotation intégrée depuis l'expérience de Sagnac !), soit 3 x 10^{-10} radian en terme de différence de phase mesurée, et démontre la réciprocité de la propagation lumineuse à 10^{-20} en relatif. Le rêve deviendrait-il réalité ?

RÉFÉRENCES

[1] G. Sagnac, „L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme", Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 157, pp. 708-710, 1913.

[2] G. Sagnac, „Sur la preuve de la réalité de l'éther lumineux par l'expérience de l'interférographe tournant", Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 157, pp. 1410-1413, 1913.

[3] M. Von Laue, „Über einen Versuch zur Optik der bewegten Körper", Münchener Sitzungsberichte, pp. 405-412, 1911.

[4] H.J. Arditty, H.C. Lefèvre, „Sagnac Effect in Fiber Gyroscopes", Optics Letters, Vol. 6, pp. 401-403, 1981.

[5] F. Aronowitz, „Fundamentals of the Ring Laser Gyro", Optical Gyros and their Application, RTO AGARDograph 339, 1999.

[6] H..C. Lefèvre, „The fiber-optic gyroscope: actually better than the ring-laser gyroscope?", 22nd OFS Conference, Beijing, Proceeding of SPIE, Vol. 8421, Papier 842104, 2012.

[7] G.A. Pavlath, „Fiber Optic Gyros, Past, Present and Future", 22nd OFS Conference, Beijing , Proceeding of SPIE, Vol. 8421, Paper 842102, 2012.

[8] C. Fabre, „La limite quantique dans les gyromètres optiques", Revue scientifique et technique de la défense, Vol. 7, pp. 109-115, 1990.

[9] Y. Paturel, J. Honthaas, H. Lefèvre et F. Napolitano, "One nautical mile per month FOG-based strapdown inertial navigation system: a dream already within reach ?", Inertial Sensors and Systems Conference, Karlsruhe, Germany, Paper 12, 2012.

PHOTONIQUE INTÉGRÉE SUR ORGANIQUES COUPLÉE AUX TECHNOLOGIES ET PROCÉDÉS ISSUES DES PLASMAS, DE LA BIOPHYSIQUE ET DE LA MICROFLUIDIQUE : DU MICRONIQUE AU NANOMÉTRIQUE

Bruno Bêche[1,2]

[1]*Institut de Physique de Rennes - IPR UMR CNRS 6251, University of Rennes 1, Campus Beaulieu, 263 avenue du Général Leclerc, 35042 Rennes, France.*
[2] *Institut Universitaire de France - IUF, 103 bd Saint-Michel, 75005 Paris, France.*

bruno.beche@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Au cours de cette allocution, je développerai quelques voies de recherche et développement en photonique intégrée à base de matériaux organiques. Plus particulièrement, je présenterai et argumenterai plusieurs approches hybrides qui sont issues de domaines transverses de la physique et de la chimie pour la réalisation de micro- et nano-structures photoniques variées, comme les micro- et nano- guides d'ondes, les structures Mach-Zehnder (MZs) et les Micro-Résonateurs (MRs) 2D, 2.5D et 3D sur polymères. De telles approches et voies parallèles soulignent l'intérêt de développer des technologies et procédés hybrides et spécifiques, comme les traitements plasmas, la micro-fluidique, la déposition de films biomoléculaires en biophysique, qui s'adaptent et se couplent aux processus classiques de couches minces en micro-nanotechnologies déjà existants pour l'optique.

MOTS-CLEFS : *Matériaux polymères ; traitements plasmas ; micro-fluidique et biophysique ; photonique intégrée.*

1. INTRODUCTION

La micro- et nano-photonique joue un rôle clé pour les applications en capteurs et métrologie fine, ainsi qu'au sein des systèmes de télécommunications ; on répertorie par exemples des structures émettrices de lumière, des structures guidantes, des structures modulantes, interférentes, des structures résonantes au sens global du terme (polaronique, plasmonique, photonique…) et bien d'autres concepts fondamentaux. Un nombre croissant de ces dispositifs intégrés et systèmes photoniques sont constitués de polymères. Ces matières organiques offrent de nombreux avantages, comme leur phase liquide, leur grand volume d'utilisation et leur faible coût pour les installations de production de masse ou industrielle... L'objectif pédagogique de cet oral est de développer quelques exemples ciblés où l'émergence de certains procédés et techniques hybrides issues de la physico-chimie a pu et a su apporter des solutions intéressantes en s'adaptant aux besoins de la photonique intégrée. Ces approches hybrides, qui peuvent apparaître 'non conventionnelles' au premier abord, se situent de la physico-chimie et traitements plasmas, jusqu'à la biophysique et systèmes intégrés de fluides complexes (ou micro-nano-fluidique).

2. LA CHIMIE ORGANIQUE COMMERCIALE ET NON-COMMERCIALE AU SERVICE DE LA MICRO- ET NANO-PHOTONIQUE SUR POLYMÈRES : QUELQUES EXEMPLES

Bien en amont des applications composants et systèmes, deux possibilités émergent en termes d'utilisation de matériaux organiques : les produits commerciaux ou alors la synthèse de cette chimie organique en laboratoire. De nombreuses substances et résines commerciales se sont avérées des candidats organiques intéressants ces dernières années (PMMA, NOA, SOG, PS233, SU8, dernièrement UV210, …) pour tout d'abord la réalisation de structures guidantes sub-longueur d'onde de dimensions fraction-micronique [1,2] et même nanométrique [3] sans l'utilisation de

technique coûteuse de type gravure par faisceau d'électron, mais aussi de composants planaires (2D) de types MZs et MRs dédiés aux applications capteurs [3-8]. La chimie organique a permis quant à elle la synthèse d'une multitude de polymères aux propriétés ciblées pour l'optique non-linéaire, l'électro-optique, l'électrique au niveau moléculaire en terme de conductivité et résonance de type polaronique… Ces deux voies, commerciale ou non, mènent de manière similaire à la capacité de concevoir des composants et systèmes finaux opérationnels [9-12].

3. LES PLASMAS AU SECOURS DE LA PHOTONIQUE SUR ORGANIQUES : QUELQUES EXEMPLES

L'utilisation d'autres techniques complémentaires aux précédentes mentionnées, en particulier les traitements plasmas et leurs analyses, peuvent permettre l'obtention de couches à fonctionnalités spécifiques [13], et même totalement nouvelles en modifiant, améliorant et contrôlant fortement les propriétés physico-chimiques des couches et des surfaces organiques déposées ; que ce soit par exemple par fonctionnalisation de surface pour diminuer les pertes en propagation au sein de diverses structures guidantes [14-15], ou bien pour créer de nouvelles structures photoniques 2.5D par modification des énergies de surface et augmentation du travail d'adhésion aux interfaces multicouches organiques lors des procédés de mise en forme [16].

4. LA FLUIDIQUE ET LA BIOPHYSIQUE EN AIDE À LA MICRO- ET NANO- PHOTONIQUE SUR ORGANIQUES : QUELQUES EXEMPLES

Bien d'autres domaines disciplinaires sont susceptibles d'apporter contribution forte à la photonique intégrée sur organique comme par exemple la biophysique avec ces procédés (techniques de dépôts de films Langmuir-Blodgett (LB) nanométriques successifs et contrôlés) et ses outils d'analyses (microscopie à force atomique et ellipsomètres adéquates, spectroscopie photoélectronique X) relatifs aux couches de lipides et de protéines, ou encore le vaste domaine des systèmes de fluides complexes sur puce (micro- et nano-fluidique). La liste des approches hybrides est sans doute longue, l'utilisation des films de LB pour le contrôle des 'gaps' de MRs-3D [17], la génération de MRs-3D sur organiques par techniques dite de 'flow-focusing' de trains de gouttes polymères sur puce [18-20], son extension et sa flexibilité aux contrôles des courbes de dispersion en optique ou cristaux photoniques, et plus généralement l'ensemble du champ de l'optofluidique…

CONCLUSION

De nombreux procédés hybrides, appartenant à la biophysique, à la physique des plasmas, aux principes et techniques issues de l'encapsulation pharmacologique, de la fluidique, peuvent être appliqués pour le développement de structures originales en photoniques intégrées sur organiques. Ces approches (listes non exhaustives), qui sont issues de domaines transverses de la physique et la chimie, et qui peuvent apparaître non-conventionnelles par rapport aux procédés classiques des couches minces utilisés en micro-nanotechnologies, peuvent s'avérer 'relativement' simples dans certains cas et sans doute élégantes et intéressantes pour le développement de certaines applications en intégration photonique. Bien d'autres pistes en procédés et matériaux sont évidemment envisageables, comme l'utilisation de substances et fluides naturels relatifs au milieu médical, à la biologie des êtres vivants qui sont encore sans doute à exploiter… ou comme des approches ascendantes ('bottom-up') basées sur des auto-assemblages moléculaires s'inspirant du vivant.

REMERCIEMENTS

Pour l'ensemble des discussions fructueuses qui ont émergées ces dernières années, l'orateur souhaite remercier en particulier le LPQM CNRS 8537 de l'IFR Alembert de l'ENS Cachan, le LAUM CNRS 6613 du Mans, l'IMN CNRS 6502 de Nantes, l'IETR CNRS 6164 de Rennes et l'ensemble des départements de l'IPR CNRS 6251 de Rennes.

REFERENCES

[1] B. Bêche, N. Pelletier, E. Gaviot, and J. Zyss, "Single mode optical waveguides on SU-8 polymer", Opt. Commun., vol. 230/1-3, pp. 91-94, 2004.

[2] D. Duval, H. Lhermite, C. Godet, N. Huby, and B. Bêche, "First developments of integrated photonics on UV 210", Institute of Physics Publishing IoP - J. Opt. A: Pure Appl., vol. 12, n°5, pp. 055501-055507, 2010.

[3] N. Huby, J.L. Duvail, D. Duval, D. Pluchon, and B. Bêche, "Light propagation in single mode polymer nanotubes integrated on photonic circuits", Appl. Phys. Lett., vol. 99, pp. 113302.1-3, 2011 ; special issue Virt. J. Nan. Sci. Tech., vol. 24, n°13, pp. 1-4, 2011.

[4] B. Bêche, N. Pelletier, R. Hierle, A. Goullet, J.P. Landesman, E. Gaviot, and J. Zyss, "Conception of Optical Integrated Circuits on Polymers", Microelectron. J., vol. 37, pp. 421-427, 2006.

[5] N. Pelletier, B. Bêche, E. Gaviot, L. Camberlein, N. Grossard, F. Polet, and J. Zyss, "Single-mode rib optical waveguides on SOG/SU-8 polymer and integrated Mach-Zehnder for designing thermal sensors", IEEE Sensors J., vol. 6, n°3, pp. 565-570, 2006.

[6] N. Pelletier, B. Bêche, N. Tahani, J. Zyss, L. Camberlein, and E. Gaviot, "SU-8 waveguiding interferometric micro-sensor for gage pressure measurement", Sensors and Actuators : Physical A, vol. 135, pp. 179-184, 2007.

[7] B. Bêche, "Integrated photonics devices on SU8 organic materials: a review", Academic Journals: Int. J. Phys. Sci., vol. 5, n°6, pp. 612-618, 2010.

[8] D. Pluchon, N. Huby, H. Lhermite, D. Duval, and B. Bêche, "Fabrication and resonant optical coupling of various 2D micro-resonators structures on UV210 polymer", J. Micromech. Microeng., vol. 22, pp. 085016-085024, 2012.

[9] B. Bêche, P. Papet, D. Debarnot, E. Gaviot, J. Zyss, and F. Poncin-Epaillard, "Fluorine plasma treatment on SU-8 polymer for integrated optics", Opt. Commun., vol 246/1-3 pp. 25-28, 2005.

[10] A. Airoudj, D. Debarnot, B. Bêche, and F. Poncin-Epaillard, "A new evanescent wave ammonia sensor integrated on polyaniline composite", Talanta, vol. 76, pp.314-319, 2008.

[11] A. Airoudj, D. Debarnot, B. Bêche, and F. Poncin-Epaillard, "Design and sensing properties of an integrated optical gas sensors based on a multilayer structure", Anal. Chem., vol. 80, pp. 9188-9194, 2008.

[12] A. Airoudj, D. Debarnot, B. Bêche, and F. Poncin-Epaillard, "Development of an optical ammonia sensor based on polyaniline/epoxy resin SU8 composite", Talanta, vol. 77, pp. 1590-1596, 2009.

[13] A. Airoudj, B. Bêche, D. Debarnot, E. Gaviot, and F. Poncin-Epaillard, "Integrated SU-8 photonic gas sensors based on PANI polymer devices: Comparison between metrological parameters", Opt. Comm,. vol. 282, n° 19, pp. 3839-3845, 2009.

[14] A. Airoudj, D. Debarnot, B. Bêche, and F. Poncin-Epaillard, "New sensitive layer based on pulsed plasma-polymerized aniline for integrated optical ammonia sensor", Analytica Chimica Acta, vol. 626, pp.44-52, 2008.

[15] A. Airoudj, D. Debarnot, B. Bêche, B. Boulard, and F. Poncin-Epaillard, "Improvement of the optical transmission of polymer planar waveguide by plasma treatment", Plasma processes and Polymers, Ed. Wiley InterScience, vol. 5, n°3, pp. 275-288, 2008.

[16] A. Zebda, L. Camberlein, B. Bêche, E. Gaviot, E. Bêche, D. Duval, J. Zyss, G. Jézéquel, F. Solal, and C. Godet, "Spin coating and plasma process for 2.5D integrated photonics on multilayer polymers", Thin Solid Film, vol. 516, pp.8668-8674, 2008.

[17] B. Bêche, A. Potel, J. Barbe, V. Vié, J. Zyss, C. Godet, N. Huby, D. Pluchon and E. Gaviot, "Resonant coupling into hybrid 3D micro-resonator devices on organic/biomolecular film/glass photonic structures", Opt. Comm., vol. 283, n°1, pp. 164-168, 2010.

[18] N. Huby, D. Pluchon, N. Coulon, M. Belloul, A. Moreac, E. Gaviot, P. Panizza, and B. Bêche, "Design of organic 3D microresonators with microfluidics coupled to thin-film processes for photonic applications", Opt. Comm., vol. 283, n° 11, pp. 2451-2456, 2010.

[19] D. Pluchon, N. Huby, L. Frein, A. Moréac, P. Panizza, and B. Bêche, "Flexible Beam-Waist Technique for Whispering Gallery Modes Excitation in Polymeric 3D Micro-Resonators", Opt. Int. J. Light Electron. Opt., 2012.

[20] D. Pluchon, N. Huby, A. Moréac, P. Panizza, and B. Bêche, "From Fabrication to Characterization of 3D Organic Micro-Resonators: a Complementary Alliance of Microfluidics and Optics", Advances in Optical Technologies, article ID 767836, vol. 2012, pp. 1-7, 2012.

[21] D. Pluchon, N. Huby, V. Vié, P. Panizza, and B. Bêche, "AFM analysis of 3D optical microresonators surfaces : a correlation to Q-factors values", Opt. Photon. J., accepté, 2013.

COLLAGE DIRECT DE INP SUR SI PAR L'INTERMEDIAIRE D'UNE FINE COUCHE D'OXYDE (~ 5NM): MECANISMES ET RESULTATS

A.Itawi, K.Pantzas, I.Sagnes, G. Patriarche and A.Talneau

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, route de Nozay, F-91460 Marcoussis
ahmad.itawi@lpn.cnrs.f

RÉSUMÉ

Le collage direct de matériaux à base d'InP sur du Silicium par l'intermédiaire d'une fine couche d'oxyde ~5nm est étudié à une température de recuit de 300°C compatible avec la technologie CMOS. Plusieurs techniques utilisées pour la réalisation de la couche d'oxyde ont permis de comprendre le mécanisme de collage et l'origine des zones non collées. Celles-ci résultent d'un dégazage au cours du recuit, dont on peut s'affranchir en utilisant un oxyde pauvre en liaison –H.

MOTS-CLEFS *Intégration III-V sur Si, collage direct, circuits intégrés photoniques hybrides*

1. INTRODUCTION

Le collage direct permet d'associer deux matériaux dont les mailles cristallines sont tellement différentes qu'il est difficile d'obtenir un matériau de bonne qualité cristalline par épitaxie. Nous étudions ici le collage de matériaux à base d'InP sur Silicium à l'aide d'une fine couche d'oxyde pour la réalisation de dispositifs de photonique intégrée sur silicium émetteurs/amplificateurs de lumière à 1.55µm.

Le collage nécessite une étape de recuit à haute température pour augmenter l'énergie de liaison. Pour opérer à des températures compatibles avec la technologie CMOS – T max 350°C–, une couche intermédiaire est utilisée. Le Leti a développé un collage moléculaire comportant une couche de SiO2 de l'ordre de 100nm déposée sur le silicium et une couche de 10nm déposée sur l'InP par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). Ces oxydes sont activés par RIE avant le recuit de collage opéré à T=200°C pendant 3 heures [1]. Le groupe du Pr. Bowers à Santa Barbara a développé un collage mettant en œuvre une très fine couche d'oxyde, réalisée et activée par RIE. Le recuit est réalisé à une température T=300°C pendant 12 heures [2].

Dans les deux cas, les auteurs ont reporté la présence de zones non collées, correspondant à des bulles formées par dégazage durant le recuit. Ce dégazage se produit au cours de la réaction qui établit la liaison covalente, comme expliqué dans [2], ceci étant inhérent à l'utilisation de surfaces activées. Une technologie spécifique de canaux d'évacuation permet de libérer ce gaz [2].

Nous avons ici étudié plusieurs méthodes de génération de l'oxyde, et plusieurs méthodes d'activation, de façon à mieux comprendre la contribution des différents paramètres du procédé de collage direct, et établir un procédé de collage ne nécessitant pas de technologie spécifique de préparation des surfaces. Nous nous sommes intéressés uniquement à des couches d'oxyde fines, de façon à préserver une nanostructuration que l'on aura réalisée pour le guide silicium. De telles nanostructurations donnent accès à des fonctions optiques avancées dans les dispositifs d'optique intégrée [3].

2. PREPARATION DES SURFACES AVANT COLLAGE

Oxydation

Pour réaliser la fine couche d'oxyde sur le silicium, nous avons utilisé trois techniques différentes : l'oxydation thermique de la surface du silicium, le dépôt d'une couche d'oxyde par PECVD ou par pulvérisation cathodique. Les épaisseurs des couches d'oxyde sont mesurées par ellipsométrie. L'oxydation thermique est réalisée dans un four de recuit lent, à 1050°, le dépôt de SiO2 par pulvérisation cathodique est réalisé à température ambiante, le dépôt de SiO2 par PECVD est

réalisé à 280°C, avec les gaz SiH4 et N2O comme précurseurs. Dans les 3 cas, les procédés ont été calibrés pour obtenir sur Si une couche d'oxyde de ~2nm.

L'oxydation de InP est réalisée par RIE, comme proposé dans la littérature [1-2]. Cette technique est préférable à une attaque chimique, car elle conduit à une couche de meilleure planéité. Le procédé développé ici opère à faible tension de polarisation, de façon à ne pas rugosifier la surface par le bombardement des ions. La couche d'oxyde obtenue sur InP est d'environ 3nm.

Activation de l'oxyde

Mécanisme Avant la mise en contact à température ambiante, les 2 oxydes sont activés, ce qui permet d'augmenter l'énergie de la surface hydrophile [4]. Dans le cas du silicium, l'activation génère des liaisons –OH qui réagissent au cours du recuit et conduisent à la formation majoritairement de H2 [5]. Les hydroxydes des matériaux du groupe III peuvent aussi former ce type de lien [5]. Nous basant sur ce travail, nous proposons ici un mécanisme du même type, dans le cas de InP

$$Si–OH + HO–InP \rightarrow Si–O–InP + H2O$$
$$Si + x\ H2O \rightarrow SiOx + xH2$$

La force de la liaison après collage apparaît donc liée au nombre de liaisons -OH que l'on aura établi au cours de l'activation. H2O et majoritairement H2 sont produits au cours de cette réaction. Ces molécules migrent à l'interface et se regroupent sur des micro défauts. Si elles sont en trop grandes quantités, elles forment des bulles, zones qui resteront non collées. Il est donc important de ne pas avoir d'hydrogène ou de –OH en excès dans les couches.

Mise en œuvre L'activation utilisée dans la littérature pour le collage direct est réalisée par RIE. Nous avons étudié cette technique d'activation par RIE, toujours à l'aide d'un procédé à faible bias. Nous avons aussi étudié l'activation par ozone, comme reporté dans [6] pour le Silicium. Une décharge UV est produite dans une chambre à pression atmosphérique, elle crée de l'oxygène atomique qui réagit avec le substrat. Nous n'introduisons pas d'oxygène gaz dans la chambre.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

Nous reportons les résultats du collage d'une membrane d'InP de 400nm, sur du Silicium substrat. La membrane est réalisée par épitaxie MOVPE sur substrat InP, elle est séparée du substrat InP par une couche de GaInAs pour permettre, après collage, le retrait du substrat par attaque chimique sélective. Nous reportons les résultats obtenus dans le cas des 3 préparations de l'oxyde sur silicium : oxydation thermique, dépôt de SiO2 par pulvérisation et par PECVD. L'oxydation de InP est toujours réalisée par RIE, et les 2 surfaces sont activées par ozone. Immédiatement après activation, les surfaces sont mises en contact. Le recuit est réalisé dans l'équipement SB6 (Suss), à 300°C pendant 3h, sous vide et avec une pression de 150mbar. Après recuit, le substrat puis la couche de GaInAs sont retirés par attaques chimiques sélectives. On voit Fig.1 la membrane InP 400nm collée sur le Si : a- dans le cas de l'oxyde SiO2 déposé par PECVD, b- dans le cas de l'oxyde SiO2 déposé par pulvérisation, et c- dans le cas du silicium oxydé thermiquement.

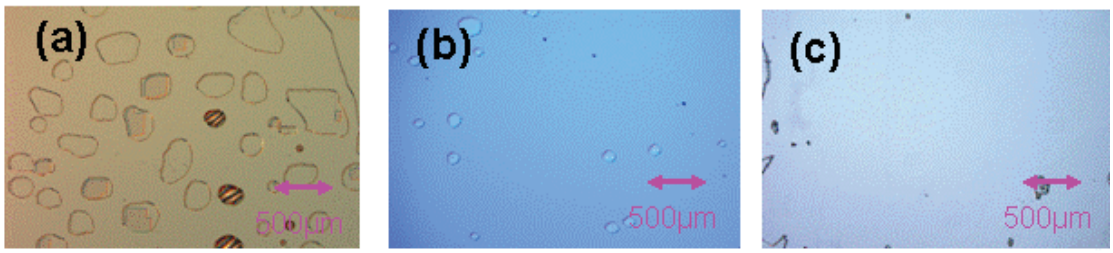


Figure 1 : Images par microscope optique après collage (Membrane InP 400nm sur Si après retrait du substrat) : a) SiO2 par PECVD, b) SiO2 pulvérisation, c) Oxydation thermique

Le cas a) comporte de nombreuses zones non collées, que l'on attribue à la présence de gaz qui empêche le contact entre les deux surfaces. Nous proposons que ce gaz soit essentiellement H2, que l'on attribue à la forte présence de H dans le SiO2 déposé par PECVD provenant des 2 gaz précurseurs utilisés. Les zones non collées sont moins nombreuses dans le cas du SiO2 obtenu par pulvérisation, et n'existent pas dans le cas du silicium oxydé thermiquement. Pour conforter cette hypothèse, nous avons cherché par mesure FTIR (Fourier Transform Infrared Spectroscopy) la signature de la présence des –H et –OH dans les oxydes utilisés. La figure 2 montre les spectres en transmission de ces 3 oxydes non activés. La signature bien visible de Si-H et Si-OH dans le cas du SiO2 déposé par PECVD conforte l'hypothèse du rôle du dégazage de H2 comme étant à l'origine des nombreuses zones non collées dans le cas de l'oxyde PECVD.

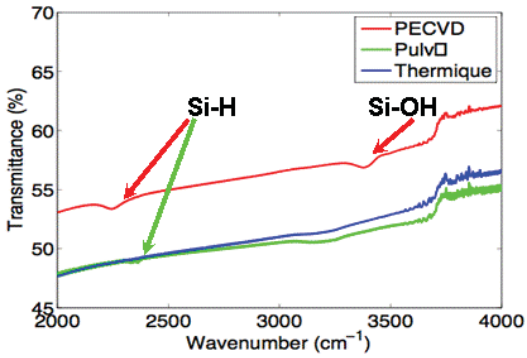


Figure 2 : Spectres de transmission des différentes couches d'oxyde

4. CONCLUSION

Nous avons étudié le collage direct de matériau InP sur Silicium, à l'aide d'une fine couche intermédiaire d'oxyde ~5nm. Nous avons montré qu'un excès de H au sein de la couche d'oxyde génère du gaz H2 pendant le recuit, qui, par accumulation, est à l'origine de nombreuses zones non collées. Le procédé utilisant l'oxyde SiO2 obtenu par pulvérisation conduit à un résultat acceptable, et est compatible avec la technologie CMOS.

Remerciements : Ce travail a été mené dans le cadre du projet ANR P2N COHEDIO

REFERENCES

[1] D. Bordel et al. » Fabrication Silicon-On-Insulator for Hybrid Silicon Evanescent Lasers Direct and Polymer Bonding of III-V to Processed, ECS transactions, vol. 33, P. 403 (2010)
[2] D.Liang et al. « Higlu efficient vertical outgassing channels for low-temperature InP-to-Silicon direct wafer bonding on the silicon-on-insulator substrate », J. Vac. Sci. Technol., B **26**,1560 (2008)
[3] C. Pang and H. Benisty "Nanostructured silicon geometries for directly bonded hybrid III–V-silicon active devices" Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications, (2013)
[4] R. E. Belford et al. "Surface activation using remote plasma for silicon to quartz wafer bonding, Microsystem Technologies 15, 407 (2009)
[5] Q.Y.Tong and U.Gosele "A model of low-temperature wafer bonding and its applications" J. Electrochem. Soc., **143**(5),1773 (1996)
[6] W. Andrew, "Handbook of semiconductor wafer cleaning technology:" Science, Technology, and Applications, (1993)

LASER IMPULSIONNEL MONOFREQUENCE INTEGRE SUR VERRE DOPE YTTERBIUM

Hana Ouslimani, Lionel Bastard, et Jean-Emmanuel Broquin
IMEP-LaHC, 3 Parvis Louis Neel - 38016 Grenoble CEDEX 1
ouslimah@minatec.grenoble-inp.fr

RÉSUMÉ

Un laser DBR impulsionnel déclenché émettant à 1030 nm et réalisé en optique intégrée sur verre est conçu, réalisé et caractérisé. Le laser est constitué d'un guide d'onde monomode réalisé par échange d'ions sur un verre phosphate dopé ytterbium. Le comportement impulsionnel est obtenu en hybridant un film absorbant saturable sur les guides d'ondes. Sa caractérisation expérimentale a mené à l'observation d'un taux de répétition stable de 11,8 kHz et d'une durée d'impulsion stable de 9,2 ns.

MOTS-CLEFS : *Q-switch ; verre phosphate dopé ytterbium ; absorbant saturable ; lidar*

1. INTRODUCTION

Les lasers impulsionnels déclenchés haute puissance présentent des applications dans des domaines aussi divers que la découpe industrielle, l'optique non linéaire, ou encore les capteurs optiques. Un exemple de capteur optique nécessitant une source laser puissante est le LIDAR doppler (Light Detection And Ranging). Pour cette dernière application, les sources actuellement utilisées sont des lasers continus mono-fréquences et spectralement fins [1]. Cependant, la puissance disponible de telles sources n'est souvent pas suffisante, ce qui nécessite l'utilisation d'un amplificateur [2]. Afin d'effectuer des mesures LIDAR doppler avec de hautes puissances crête et ce, sans amplificateur, il serait intéressant de disposer d'une source laser avec une émission à la fois impulsionnelle et de faible largeur spectrale.

Des lasers ytterbium déclenchés (Q-switched, QS) présentant quelques kW de puissance crête et des largeurs spectrales fines jusqu'au pm ont été reportés [3] [4] [5]. Cependant, la plupart des lasers ytterbium déclenchés passivement comportent des éléments de volume [6] [7]. Il est en effet difficile d'intégrer les modulateurs de pertes et les filtres fréquentiels [8]. En 2007, la réalisation d'un laser ytterbium tout-fibré et passivement déclenché a été démontrée [9]. La sélection en longueur d'onde est permise par l'utilisation d'une fibre à réseau de Bragg, une fibre dopée Samarium remplit la fonction de modulation des pertes. Dans cet article, nous présentons un laser passivement déclenché émettant à la longueur d'onde λ=1030 nm, dont l'élément principal est un guide d'ondes amplificateur dopé ytterbium.

2. GUIDE D'ONDES AMPLIFICATEUR

Les guides d'ondes ont été réalisés dans un verre phosphate Schott^{TM} IOG1 dopé ytterbium à 4,7 wt%. Les guides d'ondes sont obtenus par échange d'ions [10] pendant 5 min, à 320°C dans un bain d'argent à 20 % pour une ouverture de 2 µm. Des mesures de profil de champ nous permettent de confirmer expérimentalement la monomodicité de nos guides, ainsi que la dimension des modes à $1/e^2$: (7x4,4)±0,2 µm à λ=975 nm et (7,5x5,2)±0,2 µm à λ=1030 nm.

Ses pertes par propagation sont mesurées inférieures à 0,1 dB/cm à λ=1060 nm. Les pertes par couplage avec une fibre HI 1060 sont estimées à 0,5±0,2 dB par facette en calculant l'intégrale de recouvrement entre les profils de mode.

Le gain du guide d'ondes amplificateur a été mesuré en utilisant un laser titane saphir réglé à une longueur d'onde de 1030 nm comme source signal, ainsi qu'une diode de pompe émettant à 975 nm. Le signal et la pompe sont couplés grâce à un multiplexeur à fibre puis injectés dans le guide

d'ondes. Le signal amplifié est alors mesuré grâce à un analyseur de spectre optique. Le gain petit signal net pour un guide de 4cm vaut (6±0,5) dB pour une puissance de pompe de 260 mW. En prenant en compte les pertes par couplage à l'entrée et à la sortie, le gain dans le guide d'ondes vaut (7±0,7) dB.

3. LASER DBR CONTINU

Nous avons formé une cavité laser en ajoutant des fibres à réseau de Bragg aux deux extrémités du guide d'ondes amplificateur. Le premier réseau de Bragg a une réflectivité de 50% et le second de 99% à la longueur d'onde de 1030 nm. La distance de fibre optique entre chaque réseau et le guide amplificateur est d'environ 1 m, conduisant à une cavité laser longue de 2 m. Le pompage ainsi que la récupération du signal de sortie sont réalisés du coté contenant le réseau de 50% de réflectivité grâce à l'utilisation d'un multiplexeur à fibre. Les caractéristiques du laser ainsi réalisé ont été mesurées grâce à un analyseur de spectre optique de résolution 0,07 nm. Le spectre mesuré est stable et la détermination de sa largeur spectrale est limitée par la résolution de l'analyseur de spectre. Le seuil du laser est de (26,8±2) mW de pompe, et son efficacité de (58,1±0,5) % permet d'obtenir une puissance de sortie de (134±7) mW pour notre puissance de pompe maximale de 260 mW. Cette efficacité différentielle très importante est liée à la faible différence de fréquence entre la pompe et le signal, permettant une excellente efficacité quantique et un très bon recouvrement pompe - signal.

4. LASER DBR IMPULSIONNEL

Pour obtenir un laser à déclenchement passif, il faut ajouter un élément absorbant saturable à la cavité laser. Nous avons choisi l'approche de Salas et al. [11], consistant à intégrer un film épais de polymère dopé avec un colorant absorbant saturable. Le film est déposé à la tournette (spin coating) de façon à obtenir une couche d'épaisseur comprise entre 3 et 5 µm. L'indice de réfraction du film : 1.47 est inférieur à l'indice du verre, le mode guidé est donc peu modifié par la présence du film, et l'absorbant saturable interagit avec la partie évanescente du champ guidé. Le colorant choisi comme absorbant saturable est le bis(4-dimethylaminodithio-benzil)nickel ou BDN [12]. Le colorant est incorporé au polymère durant l'élaboration de ce dernier. Ceci permet de fixer à volonté la concentration en colorant et ainsi de régler la profondeur de modulation de l'absorbant saturable.

Plusieurs composants ont été réalisés avec la cavité laser présentée précédemment, à laquelle a été ajouté un film absorbant saturable de concentration en BDN variant de $1{,}2.10^{23}$ à $8{,}4.10^{23}$ m^{-3}. La mesure des caractéristiques temporelles des lasers impulsionnels obtenus a été réalisée grâce à un photodétecteur de 25GHz de bande passante et à un oscilloscope 6GHz. Pour toutes les concentrations testées, un comportement mixte comportant des impulsions déclenchées et du blocage de mode a été observé. En effet, des impulsions très courtes et espacées du temps d'aller-retour dans la cavité sont présentes à l'intérieur des impulsions déclenchées. Un exemple de trace d'oscilloscope mesuré pour la concentration en BDN de $1{,}2.10^{23}$ m^{-3} est présenté sur la Fig. 1a). Pour certaines applications telles que les systèmes LIDAR Doppler, l'existence du blocage de mode à l'intérieur des impulsions déclenchées est problématique, puisqu'elle augmente la largeur spectrale du laser.

Pour éliminer le blocage de mode, nous avons réduit la taille de la cavité laser. Pour raccourcir la cavité, nous avons d'une part remplacé le réseau de Bragg fibré de sortie par un miroir diélectrique collé directement sur une facette du guide d'ondes. D'autre part, nous avons diminué la longueur de fibre entre le réseau de Bragg d'entrée et le guide d'ondes. La cavité ainsi obtenue à une longueur de 14cm, contre 2m précédemment. Avec cette configuration, nous avons pu obtenir un régime déclenché sans blocage de modes pour des concentrations en BDN supérieures à $2{,}1.10^{23}$ m^{-3}. Un tracé d'oscilloscope obtenu avec $4{,}2.10^{23}$ m^{-3}est présenté sur la Fig. 1b). Les impulsions émises par le laser étaient stables avec un taux de répétition de (11,8±2) kHz et une durée des impulsions de (9,2±1) ns. La puissance moyenne émise était de (-4,7±0,5) dBm, conduisant à une puissance crête des impulsions de (3,1±1,2) W et à une énergie par impulsion de (28±8) nJ. Par ailleurs, le spectre du laser a une largeur inférieure à 0,07 nm.

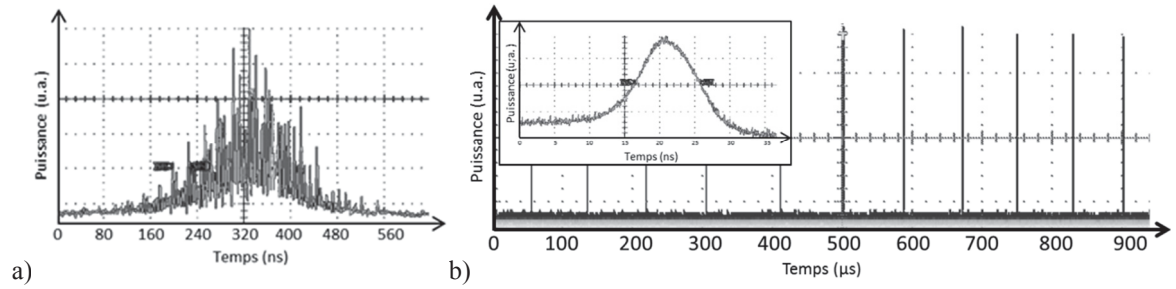


Fig. 1 : Traces temporelles du laser ytterbium QS DBR dans deux configurations. a) Impulsion illustrant le comportement mixte (déclenché et à verrouillage de modes) du laser DBR avec les fibres de Bragg 50% et 99% et [BDN] = $1{,}2x10^{23}$ m^{-3} b) Impulsions QS du laser DBR avec un miroir 84% et une fibre de Bragg 50% et [BDN] = $4{,}2x10^{23}$ m^{-3}. Insert : Une impulsion QS de durée 9,2 ns.

CONCLUSION

Dans cet article, nous avons présenté la réalisation d'un laser impulsionnel en optique intégré sur verre. La cavité laser est basée sur un guide d'ondes amplificateur réalisé par échange d'ions dans un verre phosphate dopé ytterbium. Sans intégrer l'absorbant saturable, un laser continu émettant à 1030 nm avec une efficacité de 58,1% a été obtenu. Avec l'absorbant saturable, des impulsions déclenchées contenant des sous-impulsions crées par blocage de modes ont été mises en évidence. Pour supprimer le blocage de modes, la cavité laser a été raccourcie, permettant l'obtention d'impulsions déclenchées pures de durée 9,2 ns. La puissance crête obtenue avec ce dernier composant est de 3,1W, et la largeur de raie inférieure à 0,07 nm. Ces caractéristiques font de ce laser un composant très intéressant pour les applications LIDAR Doppler.

RÉFÉRENCES

[1] Bastard, L., Blaize, S. and Broquin J.-E., "Glass integrated optics ultranarrow linewidth distributed feedback laser matrix for dense wavelength division multiplexing applications," Optical Engineering vol.42, pp. 2800-2804, 2003.

[2] Bastard, L. et al., "Development of an ion-exchanged glass integrated optics DFB laser for a LIDAR application, " Proc. SPIE 7218, 2009.

[3] Fan, Y.-X. et al. "Narrow-linewidth widely tunable hybrid Q-switched double-clad fiber laser," Optics Letters 28, pp.537-539, 2003.

[4] Ryasnyanskiy, A. et al., "Single frequency fiber laser with external volume Bragg resonator," Proc. SPIE 8385, 2012.

[5] Adel, P. et al. "Passive Q-switching by Tm3+ co-doping of a Yb3+ fiber laser," Optics Express, vol. 11, pp.2730-2735, 2003.

[6] Pan, L., Utkin, I. and Fedosejevs, R., "Passively Q-switched Ytterbium-doped double-clad fiber laser with a Cr4+:YAG saturable absorber, " IEEE Photonics technology letters, vol. 19, 2007.

[7] Huang, J. Y., et al., "High power passively Q-switched ytterbium fiber laser with Cr4+:YAG as a saturable absorber," Optics Express, vol. 15, pp. 473-479, 2007.

[8] Liu, Y., MA, X. Z., and Li, W. H., "Q-switched Ho:YAP laser with a volume Bragg grating pumped by a tm-doped silicon fiber laser," Laser physics, vol. 22, 2012.

[9] Fotiadi, A. A., Kurkov, A. S., Razdobreev, I. M., "Dynamics of all-fiber self Q-switched Ytterbium/Samarium laser," CLEO, 2007.

[10] Tervonen, A., et al., "Ion-excha,ged glass waveguide technology: a review, " Optical Engineering vol.50, 2011.

[11] R. Salas-Montiel, L. Bastard, G. Grosa, and J. E. Broquin, "Hybrid Neodymium-doped passively Q-switched waveguide laser," Materials Science and Engineering: B, vol. 149, pp. 181-184, 2008.

[12] Drexhage, K. H., Reynolds G.A., "New dye solutions for mode-locking infrared lasers," Optics communications, vol. 10, pp.18-20, 1974.

CARACTERISATION OPTIQUE DE RESEAUX DE BRAGG $LiNbO_3$ ULTRA-COURTS

Clément Guyot[1], Gwenn Ulliac[1], Arnaud Gerthoffer[1], Jean Dahdah[2], Fabien Henrot, Benattou Sadani[1], Maria-Pilar Bernal[1], Fadi Baida[1], Nadège Courjal[1]

[1]*FEMTO-ST Institute, 16 route de Gray, 25000 Besançon, France*
[2]*Kapteos, 23 Av. Du Lac Léman, Le Bourget du Lac Cedex, France*

e-mail address: nadege.courjal@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Nous avons développé des technologies innovantes sur $LiNbO_3$ pour réaliser des nanostructures ultra-compactes à facteurs de formes géants. Nous montrons ici un réseau de 10 µm, fonctionnant pour deux polarisations et avec un coefficient de réflexion mesuré expérimentalement à 53 % pour l'onde TM et 48 % pour l'onde TE. Les technologies (découpe-polissage combinée avec du FIB) ouvrent également la voie à des structures plus complexes (nanoplots, membranes structurées….). Une technique de tomographie optique de cohérence (OCT) à balayage spectral est mise en place pour caractériser optiquement les réseaux.

MOTS-CLEFS : *$LiNbO_3$; réseaux de Bragg ; Nanostructures ; swept-source-OCT*

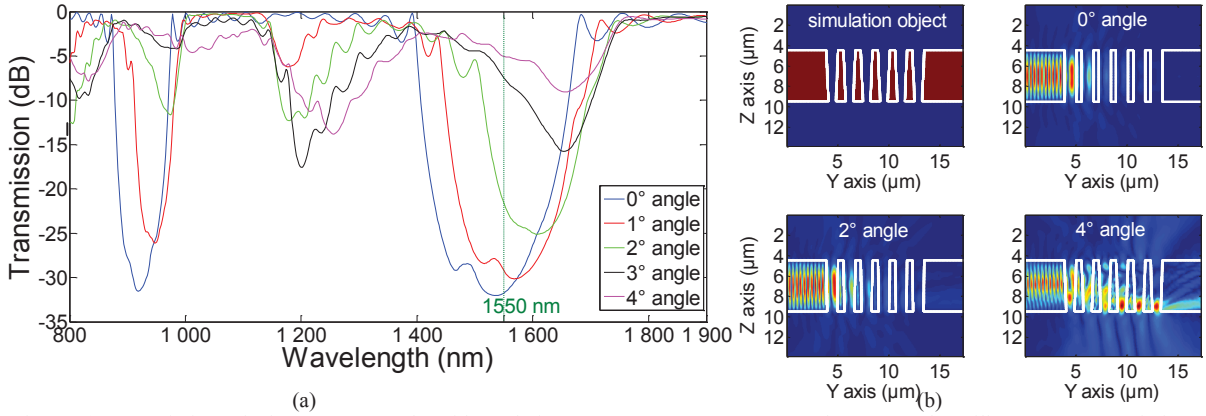
1. INTRODUCTION

L'intégration de microrésonateurs optiques dans des matériaux ferroélectriques a motivé un très large engouement ces dernières années, lié aux perspectives de réaliser des fonctions dynamiques optiques sur des distances actives de quelques centaines de micromètres. Le niobate de lithium ($LiNbO_3$) apparaît en très bonne place pour ce type d'application, en raison de ses nombreuses propriétés attractives, qu'elles soient électro-optiques, acousto-optiques ou non-linéaires. Une approche consiste à réaliser des micro-anneaux sur des films fins $LiNbO_3$ [1]. La technologie en jeu est dans ce cas l'« ion slicing » : technologie qui est désormais commercialisée…. mais qui reste néanmoins très lourde et coûteuse puisqu'elle implique notamment de l'implantation ionique. Ici nous proposons une configuration alternative basique qui consiste à développer des réseaux de Bragg très courts (10 µm) pour les utiliser comme briques de base dans des microcavités Fabry-Perot. On peut ainsi réduire les dimensions des microrésonateurs, tout en exploitant des technologies plus simples à mettre en œuvre que l'ion slicing, à savoir la découpe-polissage à la scie circulaire de précision combinée à la gravure par faisceau ionique focalisé (Focused Ion Beam : FIB en anglais). Précisons que les réseaux de Bragg $LiNbO_3$ fortement réflectifs existent déjà depuis de nombreuses années [2,3], mais ceux-ci ont toujours eu des longueurs supérieures au millimètre, car la variation périodique d'indice repose sur un contraste d'indice trop faible pour permettre de courts réseaux. En 2010, Zhou et al [4] ont proposé d'augmenter les contrastes d'indices (et donc de diminuer les longueurs de réseau) en intégrant ceux-ci sur des membranes fines $LiNbO_3$. Le réseau faisait 175 µm de long et présentait une réflectivité de 50%. Ici nous montrons comment on peut encore franchir une étape vers la miniaturisation, en réduisant d'un ordre de grandeur les dimensions tout en préservant une réflectivité de l'ordre de 50 % pour les deux polarisations guidées. Les mesures expérimentales sont menées grâce à un banc d'OCT à balayage spectral.

2. SIMULATIONS NUMERIQUES

Les réseaux étudiés sont constitués de 5 sillons d'air gravés dans des guides ridges $LiNbO_3$. Le facteur le plus critique pour obtenir une bonne réflectivité est l'angle de gravure inter-sillons. Pour déterminer les angles acceptables, nous avons réalisé des simulations numériques par FDTD

(Finite Difference Time Domain) bidimensionnelle. Les résultats sont indiqués en figures 1 (a) et (b) : la lumière guidée est d'autant plus déviée que l'angle inter-sillons augmente. Cette déviation induit des pertes en rayonnement ainsi qu'une chute de la réflectivité qui passe de 99.9 % (lorsque les flancs sont parallèles) à 50 % lorsque les flancs font entre eux un angle de 4°. Lorsque l'angle entre flancs augmente, on peut toujours obtenir des réflectivités de 80 % pour un angle inter-sillons de 4°, mais dans ce cas la longueur d'onde optimale est décalée vers le rouge (voir courbe mauve de la figure 1(a) : le minimum de transmission correspond au maximum de réflectivité).

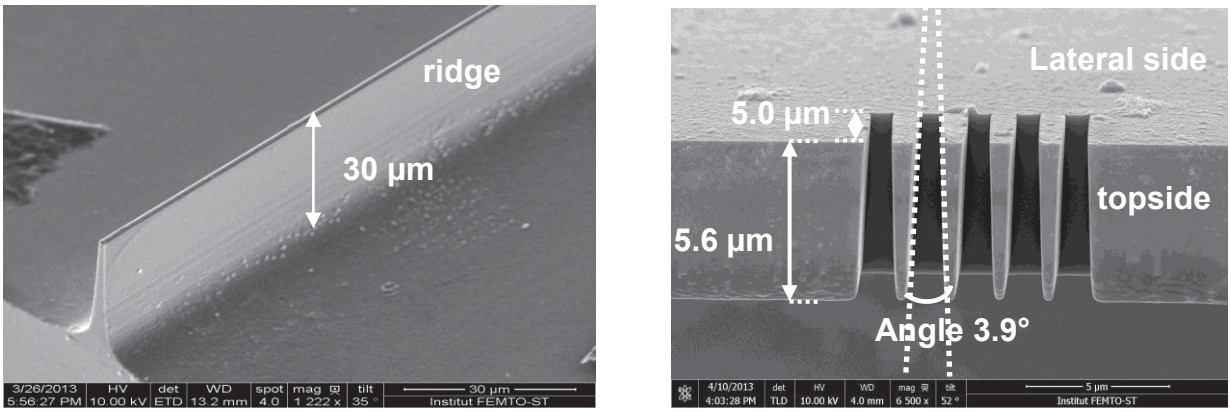


(a) (b)

Fig. 1. (a) Transmission calculée pour une onde guidée polarisée TE se propageant au travers d'un réseau de 5 sillons, avec une période de 1690 nm, et un rapport cyclique de 0.6. Les différentes courbes illustrent l'influence de l'angle inter-sillons. (b) En haut à gauche : schéma des réseaux. Autres images: vue de dessus du champ électrique polarisé TE se propageant dans le réseau (calculs FDTD).

3. FABRICATION

Dans un premier temps des guides planaires sont réalisés par diffusion titane dans un substrat $LiNbO_3$ (ici en coupe X). Ainsi, les deux polarisations sont guidées. Le guide ridge est fabriqué dans un second temps par découpe-polissage à la scie circulaire de précision (DISCO DAD 3350) [5]. Finalement, le réseau est intégré par gravure FIB (cf Fig. 2(a)).



(a) (b)

Fig. 2. (a) Vue d'ensemble du ridge au Microscope à Balayage électronique (MEB). (b) Vue MEB d'un réseau gravé sur le flanc du ridge.

Nous avions déjà montré l'intérêt de la découpe-polissage pour la fabrication de guides à faibles pertes et à facteurs de formes géants (>500) [5]. Ici la performance est de graver ces guides ridges sur le côté pour obtenir des réseaux de très bonne verticalité. Si la gravure FIB est faite sur le dessus du guide, les angles inter-sillons ne peuvent pas être en-dessous de 8°, en raison du redépôt de lithium pendant la gravure FIB. Ici, en attaquant le ridge par le flanc, nous pouvons réduire l'angle inter-sillon et augmenter le facteur de forme du réseau. En Fig. 2(a), nous montrons ainsi un réseau de 5 sillons ayant un angle inter-sillon de 3.9 ° : le redépôt n'est pas évité mais ces effets sont

réduits car le faisceau FIB traverse toute la largeur du ridge, permettant une évacuation partielle de la matière hors du ridge.

4. CARACTERISATION EXPERIMENTALE

Nous avons mis en place un banc de Tomographie Optique de Cohérence à balayage spectral pour caractériser nos structures. Le principe consiste à exploiter une source laser large bande et à récupérer la lumière transmise et réfléchie par la structure à l'aide d'un analyseur de spectre optique de très haute résolution (AP2040A APEX). La figure 3(a) montre à titre d'exemple la densité spectrale d'énergie optique réfléchie sur le réseau pour le mode polarisé TM. Les oscillations correspondent à un effet Fabry-Perot entre entrée du guide et réseau. Une transformée de Fourier de ce signal donne la corrélation de la réponse impulsionnelle réfléchie (Fig. 3(b)). Les pics (Fig. 3 (b)) indiquent les réflexions en fin de guide quand il n'y a pas des réseau (courbes roses et vertes), ou les réflexions sur le réseau quand il y a le réseau (bleue et rouge). L'amplitude et la position temporelle des pics permettent d'évaluer les indices de groupes, réflectivités et pertes en propagation pour chaque polarisation : le détail sera fourni en présentation. La réflectivité TE sur le réseau est estimée à 48 ± 1 % et l'onde TM montre une réflectivité de 53 ± 2.

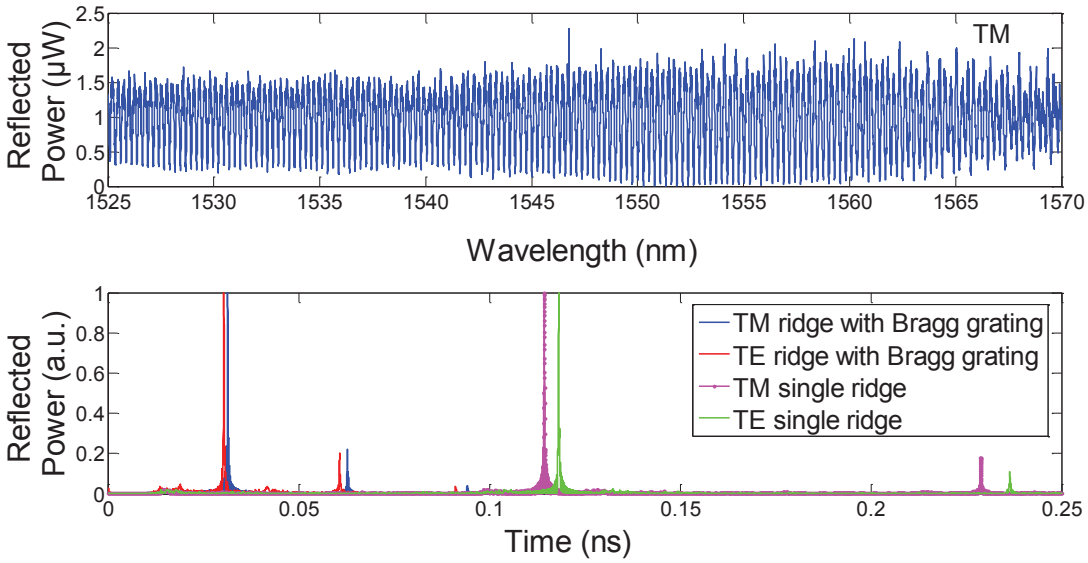


Fig. 3.(a) Densité spectrale d'énergie réfléchie à l'entrée du guide ridge structure avec un réseau (TM). (b) Transformée de Fourier de (a): correlation de la réponse impulsionnelle de la lumière réfléchie. Rose et vert : sur le guide ridge sans réseau. Rouge et bleu : sur le même guide ridge, mais avec réseau.

CONCLUSION

Nous présentons d'une part des technologies de fabrication levant des verrous pour la nanostructuration $LiNbO_3$ à haut facteur de forme, et d'autre part une technique de caractérisation de ces réseaux évaluant directement les réflectivités

Travail financé par l'ANR "Mat. et Procédés pour les Produits Innovants" 2012 (CHARADES), par la région de Franche-Comté, et par le projet "SNIFER" DGA RAPID. Merci à T. Sylvestre et J.-C. Beugnot.

REFERENCES

[1] A. Guarino, G. Poberaj, D. Rezzonico, R. Dell'Innocenti and P. Günter, Nature Photonics, vol. 1, pp. 407-410, 2007.
[2] B.-E. Benkelfat, R. Ferrière, B. Wacogne, et al, IEEE Phot. and Technol. Lett., 14, pp. 1430-1432, 2002.
[3] D. Noriega Urquidez, S. Stepanov, H. Soto Ortiz, et al, Appl. Phys. B vol. 106, pp. 51-56, 2012.
[4] Z. Zhou, X. Huang, R. Rao Vanga, Z. Wu, JOSA B, vol. 27, pp. 1425-1429, 2010.
[5] N. Courjal, B. Guichardaz, G. Ulliac, J.-Y. Rauch, B. Sadani, H.-H. Lu, and M.-P. Bernal, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 44, pp. 305101, 2011.

INTERFEROMETRES COUPLES EN SPIRALE

Wenqiong Guo et Michel Digonnet

Edward L. Ginzton Laboratory, 348 Via Pueblo Mall, Stanford University, California

silurian@stanford.edu

RÉSUMÉ

Cet article décrit une nouvelle classe d'interféromètres couplés qui consistent en un guide d'onde en spirale, les bras de la spirale étant suffisamment proches pour qu'ils soient couplés. Nous démontrons par simulations que selon le couplage, cet interféromètre produit soit de la lumière rapide, soit de résonances très fines (lumière lente), et offre ainsi une nouvelle plateforme compacte et de stabilité thermique supérieure pour manipuler la vitesse de groupe de la lumière. Cette géométrie permet d'envisager de nouvelles applications pour les capteurs, le stockage d'information, et l'optique non-linéaire.

MOTS-CLEFS : *Interféromètres couplés en spirale; lumière lente; lumière rapide*

INTRODUCTION

Les résonateurs en guides d'ondes couplés (CROW en anglais) ont été beaucoup étudiés pour diverses applications, parce qu'ils ont des propriétés intéressantes qui ne peuvent pas être obtenues avec un résonateur classique tel qu'un résonateur en anneau. Les plus connues de ces structures consistent en une série linéaire de N résonateurs en anneaux couplés l'un à l'autre [1]. Selon la force du couplage, ces résonateurs peuvent par exemple avoir des résonances spectrales très fines, de grand intérêt pour les capteurs ultrasensibles. Certaines propriétés s'améliorent lorsque N augmente. Malheureusement, cette augmentation s'accompagne d'une superficie plus importante et d'une détérioration de la stabilité thermique, toutes deux souvent indésirables.

Un interféromètre couplé en spirale (Fig. 1) résout ces deux problèmes parce qu'il permet d'obtenir des propriétés semblables tout en confinant les éléments couplés sur une surface moindre. Dans cette structure, les bras de la spirale sont suffisamment proches pour qu'il se produise un transfert d'énergie entre eux. La lumière se propageant dans une telle spirale est couplée à la fois des bras extérieurs vers les bras intérieurs, et vice versa. La lumière se réfléchit donc de nombreuses fois à l'intérieur de la spirale, comme entre les miroirs d'un interféromètre de Fabry Perot, un mécanisme qui crée un spectre de résonances à des fréquences bien déterminées.

MODELE

La spirale d'Archimède (Fig. 1a) est un exemple classique de spirale bien adaptée à cette problématique. Définie par un espacement constant entre les bras, elle est décrite par la courbe d'équation polaire $R_j(\theta) = R_0 - ja\theta/(2\pi)$, où $R_j(\theta)$ représente le rayon du bras j à la position azimutale θ (cf. Fig. 1a), R_0 le rayon à l'entrée ($\theta = 0$), et a la distance centre à centre entre deux bras adjacents. Cette distance étant constante, la constante de couplage k_j entre les bras adjacents j et $j + 1$ est également constante et indépendante de θ, ce qui facilite la mise en œuvre de sa modélisation.

Pour un champ électrique incident E_0 donné, on veut calculer le champ électrique complexe E_s à la sortie de la spirale, ce qui donnera sa transmission complexe $t = E_s/E_0$, et le retard de groupe en prenant la dérivée de $\ln(t)$ par rapport à la fréquence. L'évolution du champ le long de la spirale est décrit par un système de N équations différentielles couplées, semblable à celui d'une bobine couplée [2], chaque équation décrivant le champ le long d'un bras particulier. Ces équations tiennent compte

du fait que dans une spirale, la phase s'accumule différemment dans chaque bras, qui ont des longueurs différentes [3]. Un système de $N-1$ relations est également imposé pour garantir la continuité de ces champs à la jonction entre les bras [3]. Ces équations sont résolues numériquement par une méthode de matrice de transfert.

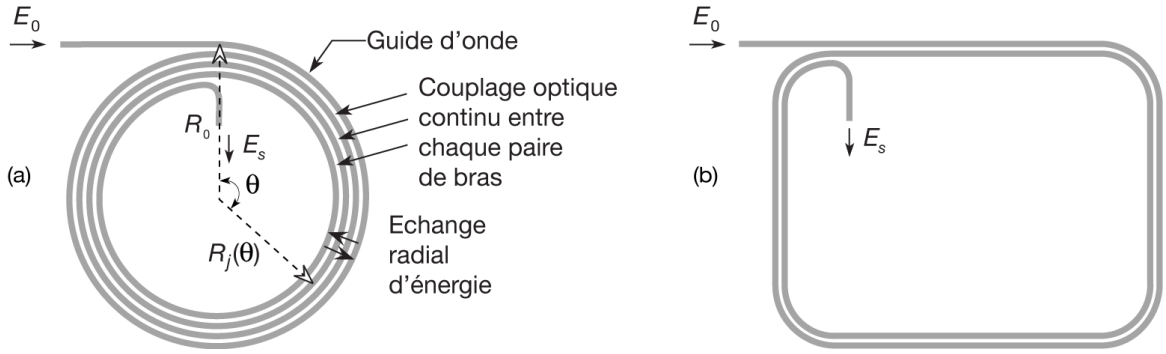


Fig. 1 : Diagramme d'un interféromètre couplé en spirale utilisant (a) une spirale d'Archimède avec quatre bras, et (b) une spirale carrée à deux bras.

Les simulations numériques d'une spirale d'Archimède montrent que cette structure n'a pas de fortes résonances si le couplage est faible. Cette limitation provient du fait que les signaux qui interfèrent ne sont pas en phase. Ce déphasage empêche la lumière d'être couplée à 100% d'un bras à l'autre, comme dans un coupleur fait de guides d'ondes ayant des constantes de propagation différentes, ce qui réduit considérablement la force des résonances (sans couplage, il n'y a évidemment pas de résonances). Si la longueur de couplage est suffisamment courte (fort couplage), les modes couplés n'accumulent pratiquement pas de déphasage sur cette longueur, et un couplage complet est alors possible. Malheureusement, cette condition nécessite des constantes de couplage trop élevées. Par exemple, dans une spirale avec un rayon $R_0 \approx 5.6$ mm et un espacement $a = 4\ \mu$m, faite avec un guide en Si_3N_4 (indice effectif du mode $n \approx 1.98$) monomode autour de $\lambda = 1{,}5\ \mu$m, pour que le couplage soit complet la constante de couplage (en champ) doit être d'environ 220 mm^{-1}! Cette valeur est considérablement plus élevée que le couplage maximum possible en pratique (~1 mm^{-1}).

Ce problème de déphasage peut être résolu de plusieurs façons. Une première méthode consiste à utiliser une spirale dans laquelle une bonne partie des bras est constituée de segments droits, par exemple une spirale rectangulaire (Fig. 1b) [3]. Le couplage se produit alors surtout le long de ces segments droits, où le déphasage est nul et le couplage peut être à 100%. Les longueurs des guides dans les régions courbées sont sélectionnées de telle façon que le déphasage dans ces régions soit un multiple de 2π à certaines longueurs d'onde privilégiées. Les ondes couplées sont ainsi en phase à l'entrée de tous les segments droits, et un échange complet d'énergie est possible.

Une deuxième solution générale, plus simple et plus élégante, est d'augmenter graduellement la constante de propagation $\beta_j(\theta)$ du mode le long de la spirale afin de compenser exactement la réduction de longueur d'un bras à l'autre. La condition d'accord de phase s'écrit simplement $\beta_j(\theta)R_j(\theta) = \beta_{j-1}(\theta)R_{j-1}(\theta)$. Elle est aisément satisfaite en augmentant la largeur du guide d'onde de l'entrée à la sortie. Les simulations montrent que dans cette configuration, en supposant par exemple des constantes de couplages k_j égales, pour certaines valeurs de k_j la transmission a de très fortes résonances. Un exemple est fourni par la Fig. 2, qui montre les spectres de transmission et de retard de groupe calculés pour une spirale d'Archimède à deux bras ayant les paramètres indiqués ci-dessus et accordée en phase. Les pertes du guide sont de 0.7 dB/m [4]. La transmission a des résonances périodiques en fréquence. A chaque résonance la transmission s'annule, même en présence de pertes finies. Le retard de groupe a un comportement similaire, et devient infini à la résonance. Ces

propriétés sont similaires à celles d'un résonateur en anneau. Le couplage ($k_1 = 0.238$ rad^{-1} en champ) a été choisi afin de maximiser le retard de groupe à la résonance. Un nombre infini de constantes de couplage, périodiques pour $N = 2$ et 3, mais apériodiques pour $N > 3$, produit ce même résultat. En s'écartant légèrement de ces couplages résonants, aux fréquences résonnantes la transmission n'est plus nulle et le retard de groupe n'est plus infini. Il est important de noter que, à perte et rayon égaux, la force des résonances, définie comme la valeur maximum du produit de la transmission et du retard de groupe, est indépendante de N, et identique à celle d'un anneau ou d'un CROW à deux anneaux.

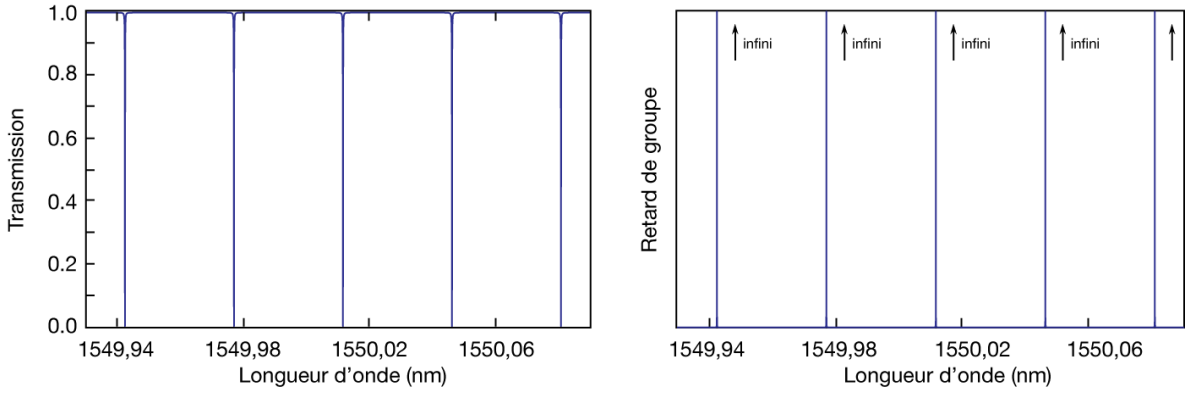


Fig. 2 : Spectre (a) de transmission et (b) du retard de groupe d'une spirale d'Archimède à deux bras.

Il existe des values de k_j pour lesquelles cette structure produit de la lumière rapide. Par exemple, pour $N = 2$ si la constante de couplage est choisie telle que toute la lumière est couplée en un tour (cf. Fig. 1b), la lumière ne résonne pas, mais elle sort de la spirale après avoir fait un seul tour et donc parcouru environ la moitié de la longueur totale L de la spirale. Le retard de groupe est $\tau = Ln/(2c)$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide, soit la moitié du retard de groupe dans cette même spirale sans couplage ($\tau_0 = Ln/c$). Le retard de groupe peut être accordé entre ces deux extrêmes en ajustant le couplage, en utilisant par exemple l'effet électro-optique.

Cet interféromètre peut être utilisé pour détecter certains paramètres physiques, en particulier une contrainte ou une accélération, en injectant un signal laser à une longueur d'onde coïncidant avec une pente forte du spectre de transmission, et détectant le changement de puissance transmise résultant de cette perturbation. Puisque la perturbation affecte non seulement l'indice et la longueur du guide, mais également le couplage entre les bras, on s'attend à une sensibilité accrue.

CONCLUSION

Nous avons introduit une nouvelle classe d'interféromètre en spirale dans laquelle la lumière est couplée entre les bras. Le déphasage entre les bras (de longueurs inégales) peut être compensé afin de produire, selon le couplage, soit de la lumière rapide, soit de la lumière lente avec des résonances très prononcées. Cette géométrie offre une nouvelle plateforme compacte et thermiquement plus stable que les résonateurs couplés classiques, attrayante en particulier pour les capteurs.

RÉFÉRENCES

[1] B. E. Little, *et al*, "Very High-Order Microring Resonator Filters For WDM Applications," *IEEE Photon. Technol. Lett.* Vol. 16, 2263–2265 (2004).

[2] M. Sumetsky, "Uniform coil optical resonator and waveguide: transmission spectrum, eigenmodes, and dispersion relation," *Opt. Express* Vol. 13, No. 11, 4331-4340 (2005).

[3] W. Guo, and M. Digonnet, "Compact Coupled Resonators for Slow-Light Sensor Applications," in *Advances in Slow and Fast Light VI*, *Proc. of SPIE* Vol. 8636, 863604-1–863604-10.

[4] J. F. Bauters, M. J. R. Heck, D. D. John, J. S. Barton, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, "A Comparison of Approaches For Ultra-Low-Loss Waveguides," *Proc. of Opt. Fiber Commun.*, OTu1I.3 (2012).

Conception d'un ordinateur analogique tout optique de type "réservoir" à l'aide d'une cavité optique linéaire passive fonctionnant en lumière cohérente

Quentin Vinckier[1], François Duport[1], Anteo Smerieri[1], Kristof Vandoorne[2], Peter Bienstman[2], Marc Haelterman[1], Serge Massar[3]

1 Service OPERA-Photonique, CP 194/5, Université Libre de Bruxelles (U.L.B.), [1]Avenue F.D. Roosevelt 50,1050 Bruxelles, Belgique

2 Photonics Research Group, Dept. of Information Technology, Ghent University – IMEC, [2]Sint-Pietersnieuwstraat 41, 9000 Gent, Belgium

3 Laboratoire d'Information Quantique, CP 225, Université Libre de Bruxelles (U.L.B.), [3]Boulevard du Triomphe, 1050 Bruxelles, Belgique

quentin.vinckier@ulb.ac.be

RÉSUMÉ

Le « réservoir » que nous présentons est un réseau de neurones linéaires codés par multiplexage temporel dans une cavité passive fibrée fonctionnant en optique cohérente. Dans cet écrit, nous présentons des résultats de simulation obtenus avec un modèle discret. A terme, le but sera de progresser vers la réalisation d'ordinateurs analogiques tout optiques ultra-rapides fonctionnant en lumière cohérente et partiellement intégrés sur une puce.

MOTS-CLEFS : *Reservoir computer ; Intelligence artificielle*

1. INTRODUCTION

Les calculateurs de type « réservoir » sont des réseaux de neurones artificiels, basés sur des systèmes dynamiques récurrents, introduits il y a une dizaine d'années [1-3]. Ils sont composés de trois couches : une couche d'entrée par l'intermédiaire de laquelle on applique le signal d'entrée aux différents neurones, le réseau neuronal en lui-même, composé d'un nombre N de variables internes x_i (les neurones) et une couche de sortie, permettant de construire le signal de sortie désiré. Voici ci-dessous la description du principe de fonctionnement du type de réservoir que nous explorons.

Considérons dans un premier temps que ce système dynamique évolue en temps discret. L'état d'un neurone x_i dépend linéairement de l'état des autres neurones au temps précédent et de la valeur d'un signal d'entrée $u(n)$, n étant la variable temporelle discrète. Si a_{ij} est la matrice d'interconnexion entre neurones, $\Phi = e^{i\Delta\varphi}$ le désaccord de phase, α le gain de rétroaction, β le gain d'entrée, m_i le masque du signal d'entrée et $y(n)$ le signal de sortie obtenu par une combinaison linéaire des $|x_i(n)|^2$, à l'aide des poids de lecture W_i, alors l'évolution du réservoir et du signal de sortie $y(n)$ est donné par les équations suivantes :

$$x_i(n+1) = \sum_{j=1}^{N} \alpha a_{ij} x_j(n) \Phi + \beta m_i u(n) \qquad y(n) = \sum_i W_i |x_i(n)|^2 \qquad (1)$$

Dans la plupart des articles théoriques, α n'est pas présent dans l'équation ci-dessus et c'est le rayon spectral de la matrice d'interconnexion a_{ij} qui est utilisé comme paramètre ajustable. Les W_i sont calculés par régularisation Tikhonov de manière à minimiser l'erreur quadratique $\sum_n [y^*(n) - y(n)]^2$, $y^*(n)$ étant le signal de sortie idéal dont il faut se rapprocher le plus possible. Soulignons le fait que lorsque $\Delta\varphi \neq 0$, les x_i sont complexes.

Seul un nombre restreint de paramètres doit être ajusté, comparé aux réseaux neuronaux traditionnels, afin d'optimiser ses performances : α, Φ ainsi que les poids de lecture W_i (nos

simulations montrent que les performances de ce système ne dépendent pas de β). Il s'agit donc d'un système plus robuste et plus rapide car la complexité et le temps de calcul sont moindres. Le masque d'entrée m_i (choisi aléatoirement) et la matrice d'interconnexion a_{ij} sont laissés fixes.

L'utilisation de ce type de système comprend 2 étapes successives lorsque le signal d'entrée $m_i u(n)$ perturbe la dynamique du système :

- L'étape d'entraînement du réservoir : les poids de lecture W_i sont calculés.
- L'étape de test du réservoir: les poids de lecture W_i sont laissés fixes de manière à construire le signal de sortie $y(n)$ (cf. deuxième équation dans (1)).

Ce concept peut être traduit en un système expérimental très simple comprenant une boucle de délai [6-10]. Des résultats très concluants ont déjà été démontrés pour de nombreuses tâches tant en simulation qu'expérimentalement, avec diverses architectures de réservoirs [4-11].

2. IMPLEMENTATION EXPERIMENTALE

En ce qui concerne l'implémentation expérimentale envisagée, l'idée est de développer le 1er calculateur analogique tout optique de type « réservoir » à l'aide d'une cavité optique linéaire passive fonctionnant en lumière cohérente. Les états $x_i(t)$ des variables internes du réservoir (les neurones) seront codés séquentiellement en amplitude de champ $A(t)$ (en modulant une amplitude A_0) et non plus en intensité lumineuse comme ce fut le cas jusqu'à présent [7-11]. Dans ce dispositif, une non-linéarité (essentielle pour réaliser des tâches complexes) viendra de la photodiode de lecture qui transformera l'amplitude $A(t)$ en intensité $I(t)$, réalisant ainsi une transformation quadratique (cf. deuxième équation dans (1)). La difficulté expérimentale majeure consistera en la stabilisation interférométrique de la cavité.

La figure 1 présente le schéma du dispositif expérimental envisagé:

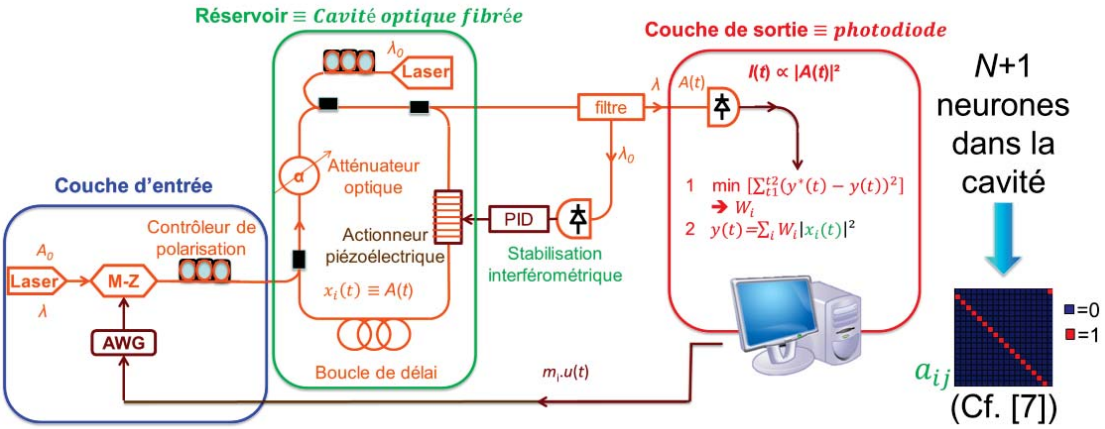


Fig. 1 - Implémentation expérimentale du réservoir fonctionnant en optique cohérente. Les parties en orange sont celles où transitent les signaux optiques et en marron celles où transitent les signaux électriques. Le signal d'entrée masqué $m_i u(t)$ est créé à l'aide d'un modulateur Mach-Zehnder (M-Z) piloté par un générateur de signaux arbitraires (AWG). Chaque neurone est codé par multiplexage temporel dans une cavité optique passive fibrée fonctionnant en lumière cohérente. La stabilisation interférométrique de la cavité est assurée par un actionneur piézoélectrique inséré dans la cavité et commandé par un PID ; ce dispositif servira également à régler le désaccord de phase $\phi = e^{i\Delta\varphi}$. L'état des variables internes $x_i(t)$ est récupéré en un point de la cavité afin de transformer le signal optique $A(t)$ en signal électrique $I(t)$ au niveau de la couche de sortie. Un post-traitement digital réalisé à l'aide d'un ordinateur permet ensuite de calculer les poids de lecture W_i et de construire le signal de sortie $y(t)$.

L'idée sera ensuite d'implémenter une couche de lecture analogique (ce type de système a déjà été exploré par notre laboratoire [11]), d'intégrer partiellement le système sur puce et de proposer une feuille de route réaliste pour son intégration totale sur puce.

3. RESULTATS DE SIMULATION AVEC UN MODELE DISCRET

Les simulations numériques réalisées avec un modèle discret (modèle ne simulant pas la physique du montage expérimentale mais se basant uniquement sur (1)) pour ce type d'architecture montrent des performances au moins comparables à l'état de l'art pour chacune des tâches standardisées testées : NARMA10, égalisation de canal, radar, reconnaissance vocale, classification de signaux et capacités mémoires (cf . [7,9] pour la description complète des tâches). Voici un bref descriptif de 2 tâches testées ainsi que les résultats obtenus en simulation :

Egalisation de canal

But : retrouver une séquence de symboles après leur passage dans un canal multi-trajets bruité et faiblement non-linéaire. Les résultats donnent le taux d'erreur symbole avec 50 neurones : moyenne et écart type sur 10 séquences différentes de 9000 symboles, les séquences de test comportant 6000 symboles.

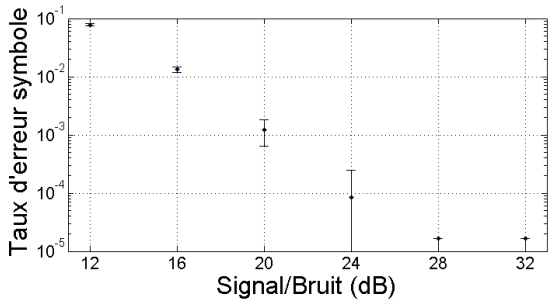


Fig. 2 – Résultats de simulation pour l'égalisation de canal

Reconnaissance vocale

But : Différencier 10 chiffres différents prononcés 10 fois par 5 femmes différentes. Le signal d'entrée du réservoir est composé de 86 vecteurs obtenus par prétraitement du signal enregistré, à l'aide du modèle cochléaire de l'oreille interne proposé par Richard Lyon. Les résultats sont présentés sous forme de taux d'erreur de mot (TEM- moyenne sur 5 séquences de 100 mots), la séquence d'entraînement comportant 400 mots.

- Avec 125 neurones, sans bruit : TEM=0
- Avec 500 neurones et un signal/bruit=3dB : TEM=0

CONCLUSION

Les implémentations expérimentales de réservoirs que nous proposons seront les premiers calculateurs analogiques tout optiques linéaires passifs fonctionnant en lumière cohérente et utilisant le multiplexage temporel. Les performances obtenues en simulation sont toutes au moins comparables à l'état de l'art pour les tâches de référence que nous avons testées. La prochaine étape consistera à monter les expériences et tester leurs performances. Le défi majeur sera de réaliser la stabilisation interférométrique et dans un second temps, d'implémenter une couche de lecture analogique et d'intégrer partiellement le dispositif sur puce pour ensuite pouvoir proposer une feuille de route réaliste en vue d'intégrer totalement le système sur puce.

RÉFÉRENCES

[1] H. Jaeger, Technical Report GMD Report 148, German National Research Center for Information Technology, 2001
[2] W. Maass et al., Neural Computation., vol. 14, no. 11, pp. 2531–2560, 2002
[3] H. Jaeger et al., Science, vol. 304, no. 5667, pp. 78–80, avril 2004
[4] M. Lukoševičius et al., Computer Science Review, vol. 3, no. 3, pp. 127–149, août 2009
[5] M. Lukoševičius et al., KI-Künstliche Intelligenz, pp. 1–7, 2012
[6] L. Appeltant et al., Nat. Commun., vol. 2, no. 468, septembre 2011
[7] Y. Paquot et al., Sci. Rep., vol. 2, no. 287, DOI: 10.1038/srep00287, février 2012
[8] L. Larger et al., Opt. Express, vol. 20, no. 3, pp. 3241–3249, janvier 2012
[9] F. Duport et al., Opt. Express, vol. 20, no. 20, pp. 22783–22795, février 2012
[10] Daniel Brunner et al., Nat. Commun. 4, no. 1364, DOI:10.1038/ncomms2368, 2013
[11] Anteo Smerieri et al., *Analog readout for optical reservoir computers*, In Proc. of NIPS, 2012

Nonlinear photonic crystals: from scientific interest to application

Lung-Han Peng
Dept. Electrical Engineering and Inst. Photonics and Optoelectronics
National Taiwan University
Email: peng@cc.ee.ntu.edu.tw; (O): 886-2-33663649

Abstract

We reported the use of charged barriers to constrain the lateral motion of inverted domains in lithium niobate ($LiNbO_3$) and lithium tantalite ($LiTaO_3$). In combining the ionic diffusion process near or below the Curie temperature with the electric pulse poling technique, we demonstrated quasi-phase-matching (QPM) domain structures on bulk and waveguide crystals. This approach offers advantageous integration of the nonlinear optical processes such as parametric and harmonic generation on the same nonlinear photonic device. Examples will be illustrated on the multi-harmonic generation for ultra-short pulse synthesis, and on the cascaded parametric and sum frequency generation of temperature-tuned multi-ultraviolet lasers in the 340 to 370nm spectral range and on the broad spectral green laser sources in reducing the speckle contrast ratio for display application.

GENERATION PARAMETRIQUE MULTILONGUEURS D'ONDE DANS LES PPLT-2D

Mohamed Lazoul[1,2], Quentin Ripault[1], Azzedine Boudrioua[1], Lotfy Mokhtar Simohamed[2,] Alexis Fisher[1], Lung-Han Peng[3]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS UMR 7538 ; Institut Galilée, Université Paris 13 ; 99 avenue JB Clément, Villetaneuse 93430, France*

[2]*Laboratoire des Systèmes Electroniques et Optroniques, Ecole Militaire Polytechnique, Bordj El Bahri, Alger, Algerie*

[3] *Graduate Institute of Photonics and Optoelectronics, National Taiwan University, Taipei 106, Taiwan, R.O.C.*

mohamed.lazoul@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Les cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions sont des composants très intéressants pour la génération paramétrique optique multilongueurs d'onde. Le quasi-accord de phase multiple offert par ces architectures permet l'accord de phase de plusieurs processus non linéaires, simultanément. L'objectif principal de ce travail est de caractériser cette génération multilongueurs d'onde et de déterminer les vecteurs du réseau réciproque impliqués dans chacun des processus non linéaires mis en jeu.

MOTS-CLEFS : *Cristaux photoniques non linéaires, Génération paramétrique multilongueurs d'onde; PPLT-2D.*

1. INTRODUCTION

La conversion de fréquences dans les cristaux photoniques non linéaires de second ordre (CP-NL) offre de nouvelles perspectives pour la réalisation de nouvelles sources cohérentes, flexibles et accordables sur une large gamme de longueurs d'onde. Ces cristaux sont caractérisés par une micro-structuration du coefficient non linéaire d'ordre deux, inversé périodiquement sur une ou deux directions [2]. La génération simultanée de plusieurs longueurs d'onde nécessite la satisfaction simultanée des quasi-accords de phase propres à chacun des processus non linéaires. Les cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions [3] sont particulièrement intéressants, car étant riches en vecteurs de réseau réciproque indépendants, ils permettent de satisfaire simultanément plusieurs quasi-accords de phase non colinéaires.

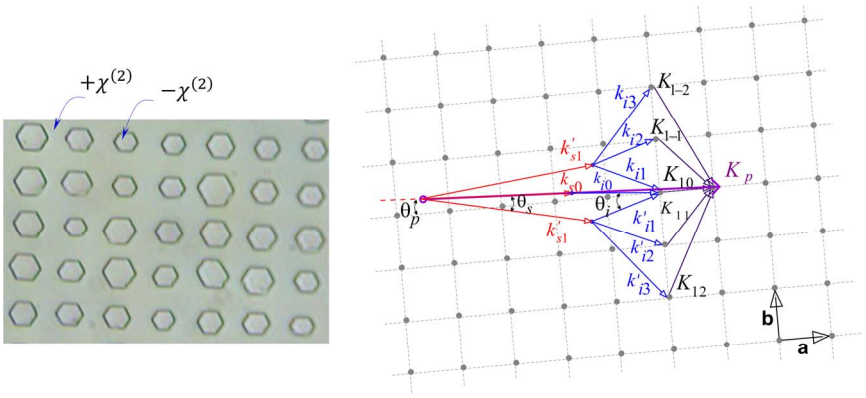
Dans ce travail nous nous intéressons aux possibilités offertes par les cristaux photoniques non linéaires de type PPLT-2D afin de réaliser plusieurs quasi-accords de phase simultanément. Nous rapportons, pour la première fois à notre connaissance, une étude expérimentale de la génération multi-longueurs d'onde dans les PPLT-2D.

2. RAPPELS THEORIQUES

Les cristaux photoniques non linéaires quadratiques à deux dimensions ont été proposés par V. Berger en 1998 [3] comme une généralisation, sur deux dimensions du concept du cristal non linéaire périodiquement polarisé, comme illustré sur la figure 2-a [2]. Dans ce cas, le coefficient non linéaire d'ordre deux est inversé périodiquement dans les deux directions du plan, selon un motif particulier. Une génération paramétrique substantielle des ondes *signal* et *idler* est obtenue lorsque la condition de quasi accord de phase est satisfaite [3]:

$$\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i - \mathbf{K}_{mn} = 0 \qquad (1)$$

Avec : $\mathbf{K}_{mn}$ est le vecteur du réseau réciproque à deux dimensions et (m, n) sont des entiers arbitraires [5].



(a) (b)

Fig. 1 : Cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions : (a) photographie au microscope optique du cristal PPLT-2D fabriqué et utilisé dans ce travail [2], (b) géométrie de quasi accord de phase à deux dimensions.

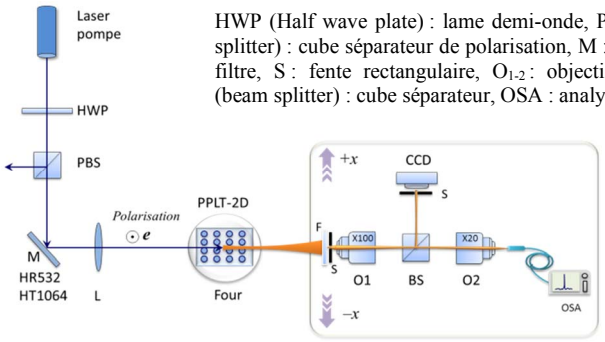
Le caractère bidimensionnel du réseau réciproque permet l'implication de plusieurs vecteurs de réseau réciproque dans la géométrie du quasi-accord de phase comme illustré sur la figure 2-b. Le coefficient non linéaire $d_{33}(r)$ peut être exprimé sous la forme de séries de Fourier comme suit [4] :

$$d_{33}(r) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{mn} exp\left(i\mathbf{K}_{mn}\mathbf{r}\right). \qquad (2)$$

Où G_{mn} sont les composantes de Fourier du réseau photonique non linéaire.

3. RESULTATS ET DISCUSSION

Le cristal PPLT-2D utilisé dans ce travail possède un réseau carré aux motifs hexagonaux. Ses dimensions sont de 22×5×0.5 mm^3 avec une période $\Lambda_x = \Lambda_x = 8.52\ \mu m$. Le montage expérimental est donné sur la figure 3. Le laser de pompe est un laser Q-switch Nd : YAG doublé à 532 *nm* avec une largeur spectrale de $\Delta\lambda = 0.08\ nm$, une durée d'impulsion de 5 *ns* et un taux de répétition ajustable de 1 à 15 *Hz*.



HWP (Half wave plate) : lame demi-onde, PBS (Polarization beam splitter) : cube séparateur de polarisation, M : Miroir, L : lentille, F : filtre, S : fente rectangulaire, $O_{1\text{-}2}$: objectifs de microscope, BS (beam splitter) : cube séparateur, OSA : analyseur de spectre optique

Fig. 2 : Montage expérimental de caractérisation de la génération paramétrique optique multilongueurs d'onde dans les cristaux PPLT 2D.

Dans le but de déterminer avec précision la direction d'émission des différentes longueurs d'onde signal, nous avons construit un montage semblable à celui du microscope confocal. Comme illustrée sur la figure 3, le montage est constitué de deux objectifs O_1(×100) et O_2(×20) et d'une caméra CCD qui permet de situer spatialement les longueurs d'onde. Une fente verticale (S) joue le

rôle d'un filtre spatial qui permet de filtrer tous les rayons qui ne passent pas par le point focal de l'objectif O_1.

A titre d'exemple la figure 4(a) rapporte le spectre du signal dans la direction collinéaire à une temperature T = 120°C. On observe deux pics à 783.3 *nm* et 793.5 *nm* dus à la contribution des vecteurs to $\mathbf{K_{10}}$ and ($\mathbf{K_{1\text{-}1}}$, $\mathbf{K_{11}}$), respectivement.

La figure 4(b) illustre les longueurs d'onde signal mesurées pour chaque position transversale accompagnées des courbes obtenues par simulations numériques. Ces dernières sont réalisées à partir de la résolution des équations de quasi accord de phase en fonction de l'angle de sortie des ondes générées. Les simulations numériques nous ont permis de déterminer les vecteurs du réseau réciproque impliqués dans la géométrie de quasi accord de phase responsable de la génération de chacune des longueurs d'onde mesurées.

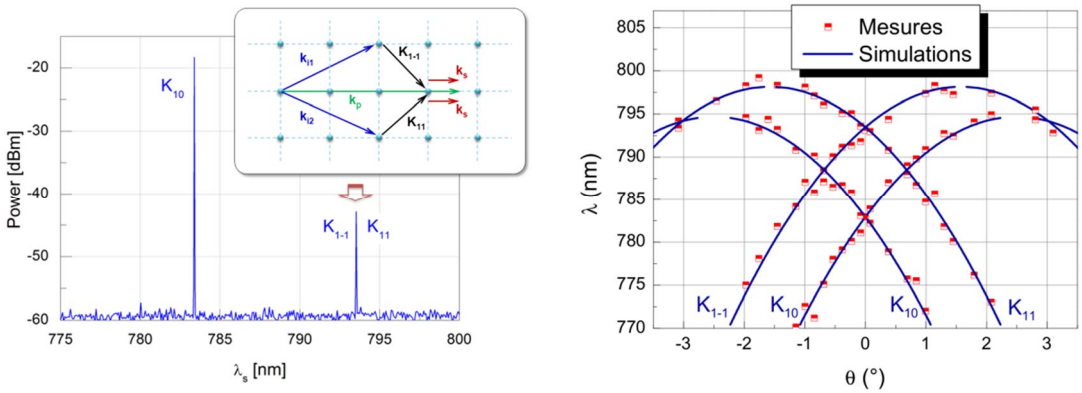


Fig. 3 : (a) Génération multi-longueurs d'onde dans le PPLT-2D dans la direction colinéaire à T=120°C
(b) Variations de la longueur d'onde signal λ_s en fonction de l'angle de sortie θ_s

Les courbes issues des simulations numériques sont en très bon accord avec les mesures expérimentales, l'erreur de mesure est estimé égale à 0.2° et elle est représentée par la taille des symboles utilisés sur la figure. Nous remarquons que pour une position angulaire donnée, plusieurs longueurs d'onde peuvent être générées en raison du nombre de vecteurs de réseau réciproque impliqués dans l'accord de phase. Nous constatons également que les courbes d'accord de phase dues à des vecteurs de réseau différents peuvent se couper pour une longueur d'onde particulière. La contribution de plusieurs vecteurs de réseau permettrait d'augmenter l'efficacité globale de la génération paramétrique et donc augmenter l'intensité de la longueur d'onde concernée.

CONCLUSION

Dans ce travail nous nous sommes intéressés à la génération paramétrique multilongueurs d'onde dans des cristaux photoniques PPLT-2D. Les résultats expérimentaux et de simulations numériques montrent que plusieurs vecteurs du réseau réciproque sont impliqués simultanément dans la géométrie du quasi-accord de phase. Nous avons également démontré que plusieurs vecteurs de réseau peuvent contribuer simultanément pour la génération d'une seule longueur d'onde, ce qui permet d'augmenter le gain de l'interaction paramétrique.

REFERENCES

[1] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric," Physical Review, vol. 127, no. 6, pp. 1918-1925, 1962.

[2] L. Peng, H. M. Wu, A. Kung, and C.-M. Lai, *Fabrication and Characterization of Self-Assembled Ferroelectric Linear and Nonlinear Photonic Crystals : GaN and LiNbO3*, 2009, ch. 2, p. 21.

[3] V. Berger, "Non linear photonic crystals," Physical Review Letters, vol. 81, no. 19, pp. 4136-4138, 1998.

[4] A. Arie, N. Habshoosh, and A. Bahabad, "Quasi phase matching in two-dimensional nonlinear photonic crystals," Optical and Quantum Electronics, vol. 39, pp. 361-375, 2007.

FABRICATION DE MICRODISQUES EN ALGAAS POUR LE DOUBLAGE DE FREQUENCE DANS LE PROCHE IR

Silvia Mariani[1,*], Alessio Andronico[1], Olivia Mauguin[2], Aristide Lemaître[2], Ivan Favero[1], Sara Ducci[1] et Giuseppe Leo[1]

[1] *Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS-UMR 7162, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75013 Paris, France*

[2] *Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

silvia.mariani@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la fabrication de microdisques en AlGaAs suspendus sur un piédestal en GaAs, conçus pour démontrer la génération de second harmonique à 1.55 μm. Une discussion des premiers résultats obtenus avec une caractérisation linéaire dans le proche IR est aussi reportée.

MOTS-CLEFS : *semiconducteur ; génération de second harmonique ; fabrication ; microcavités à modes de galerie.*

1. INTRODUCTION

La génération de second harmonique (SHG) et les autres processus de conversion de fréquence peuvent être très efficaces dans des microcavités à modes de galerie (WGM), grâce à la possibilité d'un très fort confinement de la lumière et à un bon recouvrement modal. Une telle conversion nécessite aussi l'accord de phase entre les ondes interagissant dans la cavité ; en utilisant des structures circulaires réalisées avec des matériaux ayant une symétrie cristallographique de type $\bar{4}3m$, on a l'avantage de pouvoir obtenir le quasi accord de phase sans devoir recourir à l'inversion périodique des domaines. [1]

Dans ce contexte, des études expérimentales ont été publiées récemment sur la SHG dans des microcavités WGM en GaAs. [2, 3] Cependant, le GaAs ne permet pas de travailler avec une fréquence fondamentale (ω) dans la bande télécoms, car l'énergie des photons de second harmonique (2ω) dépasse celle du gap, et même le coefficient d'absorption à deux photons est très important jusqu'à 1800 nm. Cela réduit considérablement l'intérêt pratique pour ces dispositifs, dont l'usage est relégué à des longueurs d'ondes moins intéressantes d'un point de vue applicatif. Pour contourner ce problème, des structures WGM en AlGaAs ont été proposées depuis quelques années [1], mais elles n'ont pas été fabriquées à ce jour. Notre travail est donc motivé par la volonté de dépasser ce cadre et dans cet article nous rendons compte de l'effort technologique spécifique développé.

2. CONCEPTION & FABRICATION DES CAVITES

Pour des concentrations d'aluminium supérieures à 20%, le coefficient d'absorption à deux photons devient de moins en moins important à des longueurs d'onde autour de 1.55 μm. Nous avons donc décidé de fabriquer des microdisques en $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ suspendus sur un piédestal en GaAs, dont nous avons calculé les valeurs optimales de l'épaisseur (150 nm) et du rayon (1866 nm) pour la SHG à une longueur d'onde de pompe de 1.53 μm.

Afin de maximiser l'efficacité de conversion de fréquence, il est aussi nécessaire que les modes de cavité soient résonants à ω et 2ω, et que soit satisfaite la condition d'accord de phase $\Delta m = m_{2\omega} - 2m_{\omega} = \pm 2$, où $m_{2\omega}$ et m_{ω} représentent les ordres azimutaux des modes résonants à 2ω et ω, respectivement. Dans notre cas, où $m_{\omega} = 12$ et $m_{2\omega} = 24$ ou 26, des facteurs de qualité de l'ordre de 10^4 et un bon contrôle des paramètres de fabrication des disques devraient permettre aux modes à ω et 2ω d'être à la fois résonants et accordés en phase.

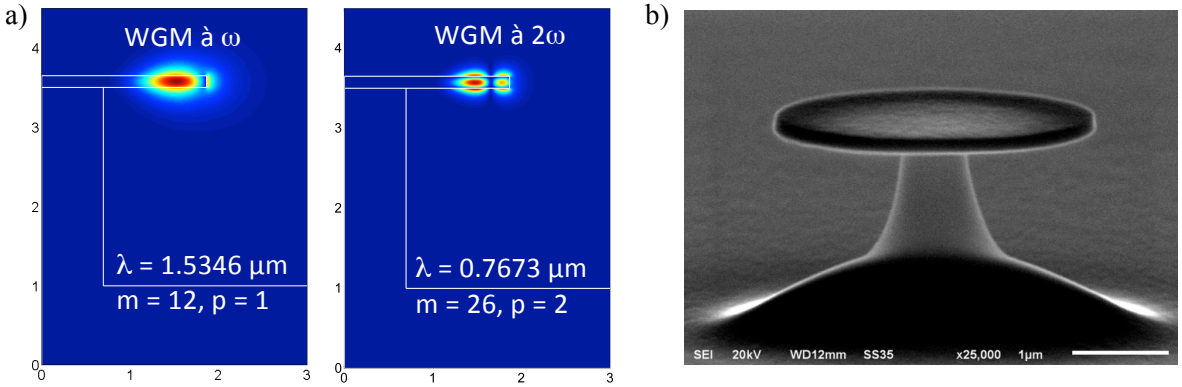


Fig. 1 : a) Profils des modes de galerie à ω (gauche) et à 2ω (droite) associés au processus de doublage de fréquence (les deux champs ont un ordre modal p différent). b) Photo MEB d'un micro-disque en $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ suspendu sur un piédestal en GaAs.

La fabrication de nos microdisques a nécessité un effort de développement et d'optimisation. Le contrôle des différents paramètres géométriques est le point clé de nos travaux et dépend de manière critique de la maîtrise du procédé de gravure humide. Il est important de souligner que ces procédés sont différents de ceux déjà développés pour des cavités en GaAs. En effet l'utilisation des acides bromhydrique et fluorhydrique pour la fabrication de ces dispositifs est bien connue, alors que pour l'AlGaAs cette solution ne donne pas de résultats. Cela nous a amenés à la conception d'un nouveau procédé pour la création de nos cavités.

Les microdisques que nous avons réalisés ont des épaisseurs comprises entre 138 nm et 172 nm, et un piédestal d'environ 3 µm d'hauteur (Figure 1b). La croissance a été effectuée par épitaxie par jets moléculaires et les microdisques ont été réalisés par lithographie électronique et gravure humide. Les diamètres des disques sont compris entre 3.8 µm et 4.2 µm. Une étape de lithographie optique est aussi nécessaire afin d'améliorer le design de l'échantillon.

3. CARACTERISATION & RESULTATS

Pour étudier les WGM et leurs facteurs de qualité optiques, nous utilisons deux diodes laser à cavité externe : dans la plage de longueurs d'onde 1500-1600 nm pour la mesure à ω et dans la plage 740-790 nm pour celle à 2ω.

L'excitation des WGM et la caractérisation des échantillons sont effectuées par couplage évanescent du champ présent dans la fibre optique en silice effilée utilisée pour injecter la lumière dans nos cavités ; [4] le signal est collecté à la sortie de la fibre par un détecteur InGaAs.

Nous commençons par une caractérisation préliminaire à ω, afin de tester la précision de nos simulations et de repérer les microdisques résonants dans l'IR, suivant les tolérances de fabrication. Cela nous permet de sélectionner les disques à caractériser linéairement à 2ω, avant de passer à une différente configuration du montage expérimental pour effectuer la mesure de SHG. Dans la pratique, après un balayage rapide des longueurs d'onde entre 1500 nm et 1600 nm, nous passons à une acquisition fine du spectre de transmission autour des résonances (Fig. 2), en jouant sur la distance relative entre la fibre et l'échantillon (entre 0 et 2 µm) afin d'atteindre le couplage

optimal. Chaque mesure est normalisée au spectre de transmission de référence de la fibre non couplée. Dans l'IR nous observons des facteurs de qualité jusqu'à $9.5x10^3$. La Figure 2b montre la simulation des résonances à 2ω.

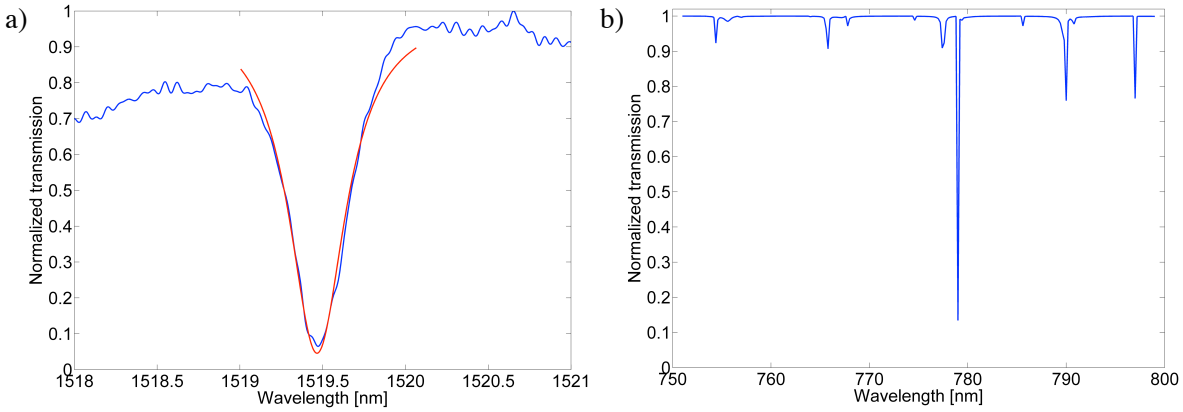


Fig. 2 : a) Exemple de résonance observée à ω pour un micro-disque en $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ de 140 nm d'épaisseur avec un rayon de 1811 nm. Le pic observé à 1519.5 nm a un facteur de qualité de $4x10^3$. La courbe bleue représente la donnée expérimentale et la courbe rouge la lorentzienne d'ajustement. b) Simulation des résonances attendues à 2ω pour la même cavité.

La caractérisation de nos échantillons à 2ω, actuellement en cours, sert pour sélectionner les microdisques sur lesquels lancer les mesures de SHG. Nous travaillons aussi à l'amélioration de la fabrication des échantillons, afin d'avoir des facteurs de qualité (et donc une efficacité de SHG) plus élevés.

CONCLUSION

Nous avons conçu et fabriqué un microdisque en AlGaAs suspendu sur un piédestal en GaAs, afin de démontrer la SHG dans le proche IR. Une caractérisation linéaire préliminaire avec une pompe à 1.55 μm a validé les simulations faites et nous a permis de sélectionner les disques à mesurer pour observer la SHG ; de plus elle nous a donné des informations importantes sur la qualité de nos disques.

RÉFÉRENCES

[1] Y. Dumeige and P. Feron, "Whispering-gallery-mode analysis of phase-matched doubly resonant second-harmonic generation", Phys. Rev. A **74**, 063804 (2006).
[2] P. S. Kuo, W. Fang, and G. S. Solomon, " $\bar{4}$-quasi-phase-matched interactions in GaAs microdisk cavities", Opt. Lett. **3**, 3580 (2009).
[3] P. S. Kuo and G.S Solomon, "On- and off- resonance second-harmonic generation in GaAs microdisks", Opt. Express **19**, 16898 (2011).
[4] L. Ding, C. Belacel, S. Ducci, G. Leo, and I. Favero, "Ultra-low loss single-mode silica tapers manufactured by a microheater", Applied Optics **49**, 2441 (2010).

Traversée de micro-canaux par solitons : application à la fabrication d'un séparateur de polarisation intégré

Luai AL FARES, Fabrice DEVAUX, Mathieu CHAUVET

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

RÉSUMÉ

La traversée de micro-canaux par des faisceaux auto-focalisés est étudiée expérimentalement. Il est notamment démontré que ces faisceaux solitons peuvent se propager sans perdre leur profil transverse invariant même pour des angles d'incidence proches de l'angle critique. Les expériences sont réalisées dans des échantillons de niobate de lithium photoréfractifs microstructurés dont la non-linéarité est contrôlée par effet pyroélectrique. Le croisement des micro-canaux par les faisceaux auto-piégés donne naissance, de part et d'autre des canaux, à des guides d'onde auto-alignés. Cette technique de photo-inscription est exploitée pour fabriquer un séparateur de polarisation en optique guidée.

MOTS-CLEFS : *Solitons spatiaux, $LiNbO_3$, effet photoréfractif, séparateur de polarisation.*

L'autofocalisation des faisceaux optiques dans des milieux non-linéaires a fait l'objet de nombreux travaux. En particulier, les solitons spatiaux, qui sont des faisceaux qui se propagent sans diffracter, ont été tout particulièrement étudiés [1]. Dans ce cadre, les matériaux photoréfractifs, tel que le niobate de lithium ($LiNbO_3$), ont permis des démonstrations à l'aide de faisceaux de faible puissance et offrent également la possibilité de générer des guides circulaires à faibles pertes [2]. Si la plupart des travaux s'intéressent à la propagation de ces faisceaux auto-piégés au cœur des matériaux non-linéaires, leur interaction avec des interfaces suscite un intérêt grandissant. Ainsi, plusieurs travaux relatent de la réflexion de solitons [3] ainsi que leur capacité à générer des guides optiques à trajectoires complexes [4] ce qui ouvre la voie à des applications originales. Nous montrons dans ce travail que les faisceaux auto-focalisés conservent leur propagation invariante après traversée de gaps de faible largeur. Cette configuration est utilisée pour générer, dans un substrat de $LiNbO_3$, un composant d'optique guidée qui permet de séparer les 2 composantes de polarisation d'un faisceau guidé. La découpe des échantillons ainsi que la réalisation des micro-canaux est effectuée à l'aide d'une scie de précision alors que les guides d'onde optiques auto-alignés formant le composant sont induits en une seule étape par effet photoréfractif.

Afin d'étudier la formation des solitons en présence d'un micro-canal présent sur leur trajectoire, des échantillons de LiNbO3 sont préalablement découpés dans des wafers congruents de qualité photonique. La découpe avec un état de surface optique est réalisée à l'aide d'une scie de précision Disco qui permet également d'usiner des canaux à la surface des échantillons. Les puces ainsi réalisées ont une longueur typique de 15mm, une épaisseur de 500µm et les canaux ont une section de $200\mu m^2$.

L'expérience consiste à injecter un faisceau d'environ 10µm de diamètre à l'entrée de l'échantillon. Il a été montré [2] qu'une propagation solitonique est possible par application d'un champ électrique intense dans du $LiNbO_3$ non-structuré. Plus récemment, le champ appliqué a été avantageusement remplacé par une simple élévation de la température de l'échantillon ce qui donne naissance à une non-linéarité focalisante grâce à l'effet pyroélectrique [5]. On cherche ici à prouver que la traversée du gap constitué d'un milieu linéaire tel que l'air n'empêche pas l'obtention de

régime soliton dans la seconde partie de l'échantillon comme schématisé sur la figure 1. Plusieurs phénomènes peuvent en effet altérer les propriétés du faisceau et rendre impossible cette propagation confinée. Parmi ceux-ci on peut citer la diffraction du faisceau dans le gap, les perturbations apportées par l'état de surface des parois traversées ou encore les deux réfractions successives. Un travail récent a mis en évidence que le régime auto-focalisé est obtenu lorsque l'angle d'incidence sur le dioptre est nul. Cette configuration a notamment été exploitée pour réaliser un capteur permettant de mesurer l'indice d'un liquide présent dans le canal [6]. Nous étudions ici le cas d'un canal fortement incliné par rapport à la direction de propagation du soliton. Ce comportement pour des angles d'incidence forts, notamment à l'angle de Brewster ou approchant l'angle critique, est d'un grand intérêt aussi bien pour des études fondamentales que pour le développement d'applications.

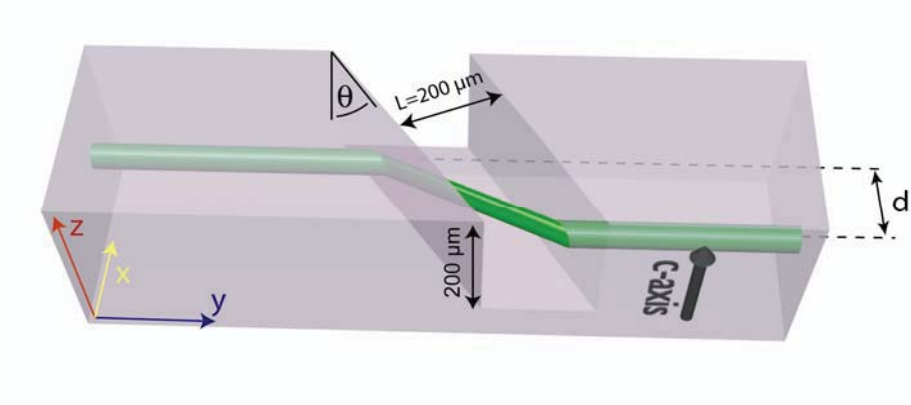


Fig. 1 : Schéma représentant la trajectoire d'un faisceau auto-confiné traversant un micro-canal.

Pour contrôler l'autofocalisation, l'échantillon est placé sur une plaque métallique dont la température est contrôlée par un élément Peltier. Le faisceau est analysé en face d'entrée et en face de sortie du cristal à l'aide d'une caméra CCD associé à un système d'imagerie.

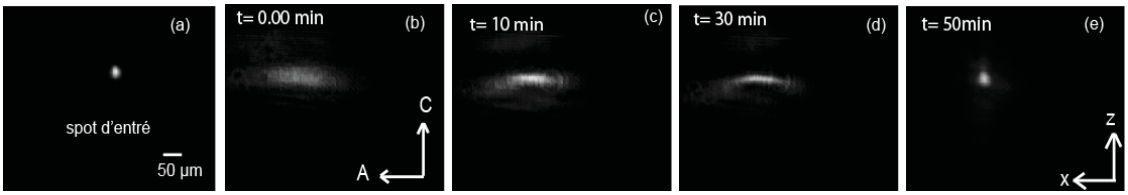


Fig. 2: Dynamique d'autofocalisation d'un faisceau traversant un gap sous une incidence de 24°. Faisceau d'entrée (a) et évolution du faisceau en sortie (b-e).

La figure 2 présente le résultat d'une expérience typique. Un faisceau laser CW à 532 nm est focalisé en un spot de 12 µm (FWHM) à l'entrée d'un échantillon (Fig. 2a). Ce faisceau en polarisation ordinaire est injecté 150µm en dessous de la surface supérieure de l'échantillon de sorte qu'il croise le canal. En régime de propagation linéaire, lorsque la température du cristal est à température ambiante, on note que le faisceau de sortie est inhomogène et possède une forme allongée de dimension 160µm x 60 µm (fig. 2b) notamment en raison de la double réfraction subie lors de la traversée du canal. Les pertes par réflexion de Fresnel sont cependant faibles car l'angle d'incidence est proche de l'angle de Brewster. Lorsque la température du cristal est réglée à 45°C l'autofocalisation apparaît en quelques minutes pour ce faisceau dont la puissance est de 20µW. Un confinement optimal avec une remise en forme circulaire du faisceau est atteint après 50 minutes comme illustré figure 2e. Sa taille est de 13µm selon l'axe z et de 14µm selon l'axe x. Ce soliton est décalé latéralement d'une distance d = 586µm en raison de la traversée du canal. Ce décalage correspond précisément au calcul théorique.

Des mesures complémentaires ont montré qu'un comportement similaire est observé pour des angles d'incidence plus proches de l'angle de réflexion totale θc qui est ici de 25,5°. Un angle d'incidence limite d'environ 25° est déterminé. En effet, la déformation croissante du faisceau ainsi qu'une transmission moindre à l'approche de θc empêche une autofocalisation efficace et fait apparaitre une dislocation du faisceau. Une série d'expériences a également été réalisée avec un faisceau en polarisation extraordinaire. Cette polarisation, associé au coefficient électro-optique r_{33} dominant du $LiNbO_3$, garantit une auto-focalisation plus rapide qu'en polarisation ordinaire.

En raison de la biréfringence du $LiNbO_3$, le décalage *d* d'un soliton formé avec une polarisation ordinaire est plus grand qu'en polarisation extraordinaire. Cette caractéristique a été exploitée pour photo-induire un composant d'optique guidée qui permet de séparer les deux composantes orthogonales de polarisation d'un mode qui se propage. Ce séparateur de polarisation est inscrit en modifiant séquentiellement la polarisation du faisceau injectée lors de la phase d'induction. En fin de process, un guide unique est présent avant le canal et deux guides parallèles sont inscrits dans la deuxième partie de l'échantillon. L'auto-alignement, intrinsèque à la technique d'écriture, implique que le mode injecté dans le guide d'entrée voit ses deux composantes de polarisations se séparer dans chacun des guides de sortie.

En conclusion, nous avons montré que des faisceaux auto-piégés peuvent traverser des micro-canaux même sous des angles d'incidence proches de l'angle critique. La démonstration expérimentale est effectuée dans un cristal de $LiNbO_3$ photoréfractif micro-structuré. Cette propriété offre la possibilité remarquable et unique d'inscrire des guides auto-alignés. Le potentiel de cette technique versatile ouvre de nouvelles possibilités afin de réaliser des dispositifs innovants. Ce concept est illustré par la fabrication d'un composant intégré qui sépare les composantes de polarisation croisées d'un mode guidé.

RÉFÉRENCES

[1] A. D. Boardman, A. P. Sukhorukov, Soliton Driven Photonics (Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 2001).

[2] E. Fazio, F. Renzi, R. Rinaldi, M. Bertolotti, M. Chauvet, W. Ramadan, A. Petris, V. I. Vlad, "Screening-photovoltaic bright solitons in lithium niobate and associated single mode waveguides," Appl. Phys. Lett, **85**, 2193–2195 (2004).

[3] F. Baronio, C. De Angelis, P.H. Pioger, V. Couderc, A. Barthélémy, "Reflection of quadratic solitons at the boundary of nonlinear media", Opt. Lett. **29**, 986, (2004).

[4] R. Jäger, S.P. Gorza, C. Cambournac, M. Haelterman, M. Chauvet, "Sharp waveguide bends induced by spatial solitons "Applied physics letters, **88**, 061117, (2006)

[5] J. Safioui, F. Devaux, M. Chauvet, " Pyroliton: pyroelectric spatial soliton ", Opt. Expr., **17**, 22209, (2009).

[6] M. Chauvet, L. Al Fares, B. Guichardaz, F. Devaux, and S. Ballandras. "Integrated optofluidic index sensor based on self-trapped beams in LiNbO3 "Appl. Phys. Lett. **101**, 181104 (2012).

Génération optique d'ondes acoustiques de surface dans une microfibre de silice

Jean-Charles Beugnot[1], Sylvie Lebrun[2], Gilles Pauliat[2], Vincent Laude[1], Hervé Maillotte[1] et Thibaut Sylvestre[1]

[1] *Institut FEMTO-ST, Université de Franche-Comté, CNRS UMR 6174, Besançon, France*
[2] *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud Palaiseau, France*

jean-charles.beugnot@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Nous montrons expérimentalement l'existence d'ondes acoustiques intenses à des fréquences de 6 GHz générées et guidées par diffusion Brillouin dans une microfibre de silice d'un diamètre de 1 µm et d'une longueur de 8 cm. Une modélisation numérique complète incluant la force électrostrictive montre qu'il s'agit de modes acoustiques se propageant à la surface de la microfibre.

MOTS-CLEFS : *Diffusion Brillouin; microfibre; électrostriction, opto-acoustique*

1. INTRODUCTION

La diffusion Brillouin permet d'exciter différentes familles d'ondes élastiques (longitudinales, transverses et de surface) couvrant un large spectre de résonances allant de 50 MHz à 10 GHz. Par exemple, des ondes acoustiques de surface ont été observées récemment dans des microrésonateurs à modes de galeries (*whispering gallery modes* en anglais) [1] ou des microsphères de silice [2]. Les ondes acoustiques de surfaces, découvertes par Rayleigh [3], sont largement utilisées pour des applications de traitement de l'information lorsqu'elles sont générées électriquement dans des matériaux piézo-électriques. Ces ondes acoustiques peuvent également être excitées optiquement dans des guides d'ondes de taille micrométrique, offrant ainsi un couplage fort entre le son et la lumière.

Nous démontrons expérimentalement et numériquement la génération d'ondes acoustiques de surface par diffusion Brillouin dans une microfibre de diamètre sub-longueur d'onde. Grâce à une mesure du spectre de rétrodiffusion Brillouin, qui est caractérisé par un accord de phase où le vecteur d'onde élastique correspond à deux fois le vecteur d'onde optique (K = 2Kp), nous avons observé, en plus des ondes élastiques longitudinales classiques de la diffusion Brillouin stimulée mais à des fréquences de l'ordre de 9 GHz, des ondes élastiques de surface à des fréquences de 6 GHz. Cette diversité de fréquences reflète la présence de plusieurs processus opto-acoustiques dans ces guides de dimension micrométrique.

2. EXPERIENCES ET RESULTATS

La microfibre fabriquée à l'Institut d'Optique a été obtenue à partir d'une fibre standard SMF-28. Celle-ci est attachée à deux platines de translations motorisées qui étirent la fibre en même temps qu'une flamme ramollit sa partie centrale. La forme de la microfibre est contrôlée par les vitesses déplacements des deux platines. Après étirage, la microfibre reste reliée aux sections non étirées de la SMF-28 ce qui autorise un couplage et découplage de la lumière aisés. Nous obtenons ainsi de façon routinière des microfibres d'un diamètre contrôlé pouvant atteindre quelques centaines de nanomètres sur des longueurs de 8 cm. La microfibre utilisée possède un diamètre moyen de 1 µm avec un facteur d'homogénéité de l'ordre de 30% sur une longueur de 8 cm et des pertes linéiques de 1 dB/cm. Nous avons réalisé une mesure du spectre de rétrodiffusion Brillouin dans cette microfibre à l'aide d'une détection hétérodyne [4]. Dans le spectre représenté sur la figure 1(a), nous voyons clairement la résonance à 10.86 GHz caractéristique des tronçons de fibres standard présents dans l'expérience (longueur environ 2 m). Nous observons également trois résonances classiques centrées à 8.5 GHz, 9.5 GHz et 10 GHz dont les fréquences sont directement dictées par le faible diamètre du guide d'onde. De la même manière que dans les fibres de télécommunications, la largeur du spectre Brillouin est définie par le temps d'amortissement des ondes acoustiques. Par conséquent, la résonance observée à 8.327

GHz (Fig. 1(a)), par exemple, possède une largeur de 27 MHz en bon accord avec les mesures observées dans les fibres de silice standards. Nous observons également trois résonances à plus basses fréquences (5.351 GHz, 5.724 GHz et 6.112 GHz). Pour expliquer l'origine de toutes ces résonances, nous déterminons numériquement, à l'aide d'un modèle complet, valide pour tous les guides d'ondes, les ondes élastiques induites par le mode optique fondamental à travers le processus d'électrostriction dans le cas d'une microfibre de silice à la longueur d'onde de 1550 nm [5,6].

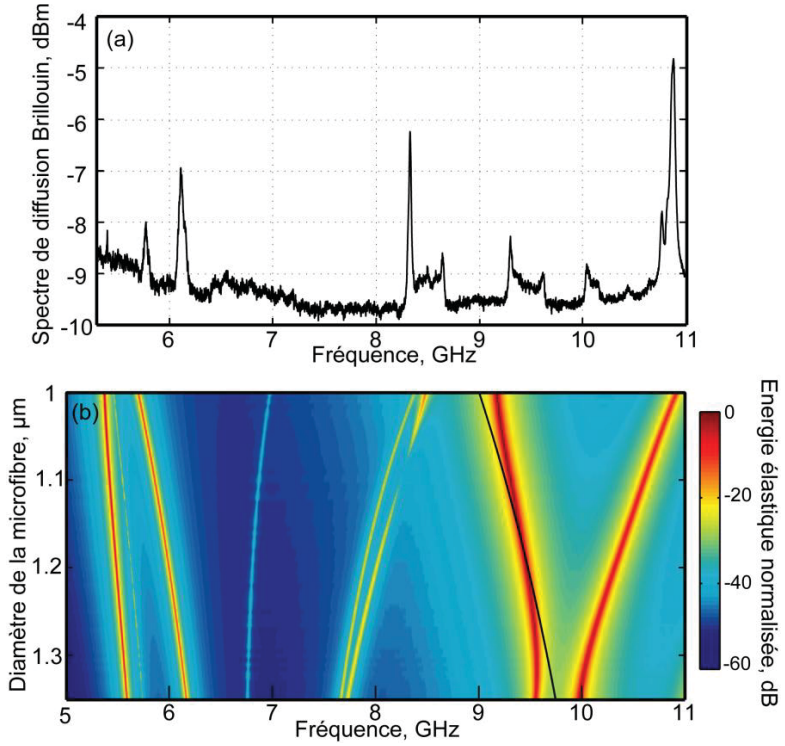


Fig. 1: (a) Mesure hétérodyne du spectre de rétrodiffusion Brillouin dans une microfibre de silice de diamètre 1 µm et d'une longueur de 8 cm pour une puissance optique continue de 100 mW. (b) Calcul du spectre de rétrodiffusion Brillouin pour un diamètre de microfibre variant de 1 µm à 1.35 µm. Les pertes acoustiques sont introduites dans le calcul par l'ajout d'un tenseur élastique complexe [5]. La courbe noire représente la condition d'accord de phase de la rétrodiffusion Brillouin (K=2Kp).

Sur la figure 1(b) nous avons représenté l'évolution du spectre Brillouin dans un barreau de silice entourée d'air dont le diamètre varie de 1 µm à 1.35 µm. Nous vérifions ainsi que la variation du diamètre de la microfibre induit une forte variation des fréquences de résonances élastiques. D'après ces mesures, nous vérifions que l'homogénéité de la microfibre est de l'ordre de 30%. Comme on peut le voir sur les simulations de la figure 1(b), les résonances situées aux fréquences de 5.724 GHz et 6.112 GHz sont issues de la même branche de dispersion élastique et correspondent respectivement à une dimension de 1.05 µm et 1.35 µm. Sur la figure 2 (bas), nous avons représenté le calcul du spectre de rétrodiffusion Brillouin pour un barreau de silice de diamètre 1050 nm. Dans ce cas, la condition d'accord de phase (K=2Kp) induit une fréquence de résonance élastique de 9.24 GHz. La différence avec les résonances élastiques observées sur la figure 1.a démontre l'effet de la forte dispersion des phonons dans ces guides d'ondes micrométrique.

La figure 2(a) montre que le champ optique guidé comporte une partie évanescente importante et le fort confinement optique induit une pression électrostrictive 20 fois plus forte que dans une fibre SMF-28 [6]. Sur les figures 2(b-c) la distribution spatiale de l'énergie élastique des modes de surface à 5.382 GHz et 5.772 GHz montre que l'énergie élastique est principalement localisée à la surface de la microfibre, contrairement aux ondes longitudinales représentées sur les figures 2(e,f). Dans ce dernier cas l'énergie élastique est confinée au centre du guide et reflète le guidage du son par la lumière

caractéristique du processus de rétrodiffusion Brillouin [6]. Ces ondes élastiques de surface qui ne sont pas observables dans les guides d'ondes de grandes dimensions (supérieurs à 2 fois la longueur d'onde optique) se propagent à une vitesse de 3410 m/s dans la silice, qui est inférieure à la vitesse transverse (3740 m/s) et longitudinale (5960 m/s) [7].

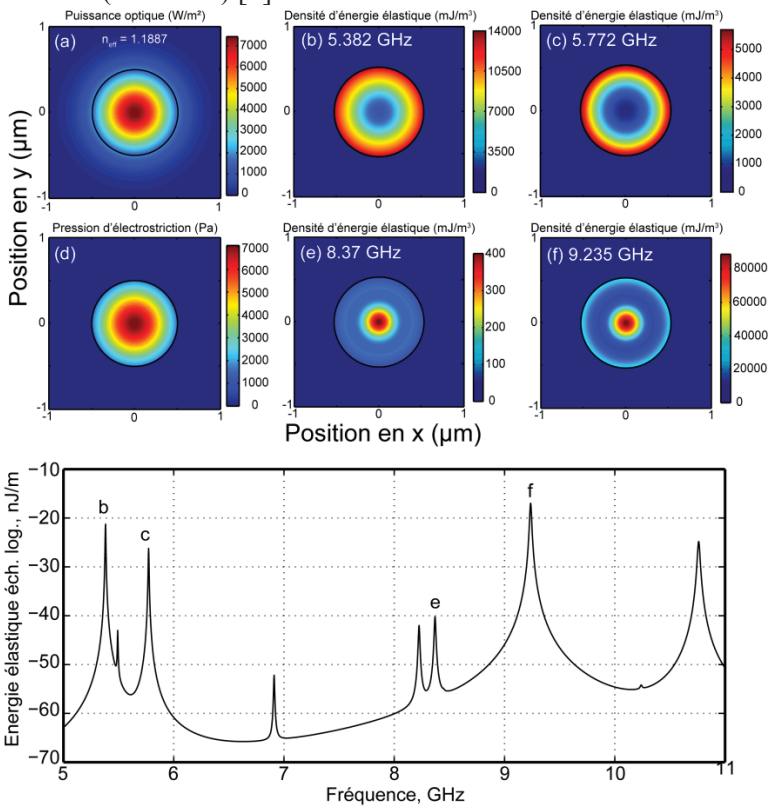


Fig. 2: En bas, calcul du spectre de rétrodiffusion Brillouin pour un barreau de silice de diamètre 1050 nm à la longueur d'onde de 1550 nm. (a) Distribution spatiale de la densité de puissance optique du mode fondamental. Le cercle noir représente la section transverse de la microfibre. (d) Pression d'électrostriction induite par le mode optique fondamental. (b,c) Distribution spatiale de l'énergie élastique des ondes acoustiques de surface. (e,f) Distribution spatiale de l'énergie élastique longitudinale des ondes acoustiques responsable de la rétrodiffusion Brillouin.

CONCLUSION

Nous avons généré optiquement des ondes élastiques se propageant à la surface d'une microfibre de silice d'un diamètre de 1 µm sur une longueur de 8 cm. Les calculs numériques ont permis de vérifier la nature différente des ondes élastiques mises en jeu. Ce travail présente un grand intérêt à la fois d'un point de vue fondamental pour la compréhension des interactions opto-acoustiques et opto-mécaniques dans les milieux hautement confinés et également d'un point de vue applicatif pour la création de nouveaux capteurs à fibres optiques.

Ce travail est soutenu par le labex ACTION et l'Université de Franche-Comté.

RÉFÉRENCES

[1] G. Bahl *et al.*, *Nature Communications,* vol 2, p. 403, 2011.
[2] M. Tomes and T. Carmon , *Phys. Rev. Lett.,* vol 102, p. 113601, 2009.
[3] L. Rayleigh, *Proc. London Math. Soc*., vol 1-17, p. 4–11, 1885.
[4] J-C. Beugnot *et al.*, *Opt. Express*, vol 15, p. 15522, 2007.
[5] V. Laude and J-C. Beugnot, *AIP Advances,* vol 3, p. 042109, 2013.
[6] J-C. Beugnot and V. Laude, *Phys. Rev. B,* vol 86, p. 224304, 2012.
[7] R.N. Thurston *J. Acoust. Soc. Am*. vol 64, p. 1-37, 1978.

LIENS OPTIQUES ET METROLOGIE, OU COMMENT PEUT-ON DISTRIBUER UNE REFERENCE DE FREQUENCE PAR LES FIBRES OPTIQUES DU RESEAU INTERNET

O. Lopez[1], B. Chanteau[1], A. Bercy[1], P.E. Pottie[2], F. Stefani[2], B. Argence[1], B. Darquié[1], Y. Le Coq[2], D. Nicolodi[2], N. Quintin[1], Ch. Chardonnet[1], G. Santarelli[2,3] et A. Amy-Klein[1]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, CNRS, 99 Avenue Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France*

[2] *Laboratoire National de Métrologie et d'Essais–Système de Références Temps-Espace, UMR 8630 Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris*

[3] *Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences, UMR 5298 Université de Bordeaux 1, Institut d'Optique and CNRS, 351 cours de la Libération, 33405 Talence, France*

amy@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Je présenterai nos travaux sur les liens optiques fibrés, dont l'objectif est de transférer entre laboratoires distants une référence ultrastable de fréquence. Nous avons démontré qu'il était possible de réaliser des liens optiques fibrés utilisant le réseau Internet : le signal ultrastable se propage simultanément avec les données numériques par multiplexage en longueur d'ondes. Nous exposerons les performances obtenues sur un lien de 540 km entre Villetaneuse et Reims et retour. La correction active du bruit de phase apportée par la propagation dans la fibre permet d'obtenir une instabilité de fréquence de 5×10^{-15} pour un temps de mesure de 1 s et de 6×10^{-19} sur 10^4 s. Je discuterai des perspectives ouvertes par cette technique pour le déploiement d'un réseau optique métrologique au niveau national et international. Je présenterai également quelques applications des liens optiques, pour le transfert de temps ou la stabilisation de lasers.

MOTS-CLEFS : *lien optique, métrologie temps-fréquence, stabilisation de fréquence*

1. INTRODUCTION

La dissémination de références ultra-stables de fréquence entre laboratoires distants est un défi majeur pour une large gamme d'expérience de très haute sensibilité, en métrologie ou en physique fondamentale. En effet, les horloges optiques atteignent actuellement des stabilités de quelques 10^{-17} sur la journée si bien que la comparaison de ces horloges nécessite un transfert de fréquence avec une résolution encore meilleure. Cette comparaison permet de valider les performances métrologiques des horloges, mais aussi de réaliser différents tests de physique fondamentale. Depuis une dizaine d'années, plusieurs groupes dont le notre ont développé des liaisons par fibres optiques pour transmettre des références de fréquence [1-2]. Ces liens optiques consistent à transférer la phase d'un laser ultrastable émettant à 1.54 µm par fibre optique (voir figure 1), tout en corrigeant les fluctuations de phase dues aux variations de la longueur optique de la fibre. Cela nécessite que le signal optique circule dans les deux sens sur la même fibre : le signal ayant effectué un aller-retour est comparé avec le signal initial du laser stabilisé. Leur différence de

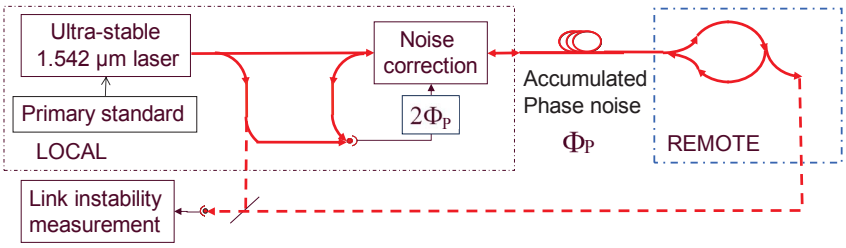


Fig. 1 : schéma de principe d'un lien optique entre deux laboratoires distants

phase optique donne directement les fluctuations de phase dues à la propagation aller-retour, qui servent de signal d'erreur pour la boucle de correction.

2. TRANSFERT DE FREQUENCE PAR LIEN OPTIQUE

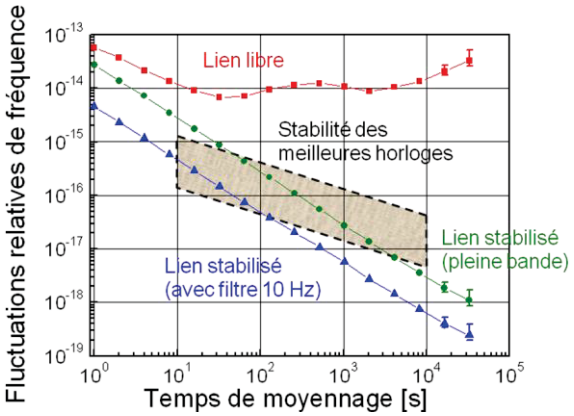


Fig. 2 : stabilité du lien optique de 540 km entre le LPL et Reims, et retour

Dans l'objectif d'étendre cette technique à l'échelle nationale ou internationale, nous avons décidé d'utiliser directement les fibres du réseau académique national, grâce à une collaboration avec RENATER (Réseau National de télécommunications pour la Technologie l'Enseignement et la Recherche). Nous exploitons pour cela la technique du multiplexage en longueur d'onde : le signal ultrastable est transmis simultanément avec les données numériques mais à une longueur d'onde spécifique. Nous disposons donc d'un canal de longueur d'ondes dédié sur des fibres Internet. Nous avons ainsi déployé un lien optique de 540 km entre Villetaneuse et Reims, et retour, sur le réseau de RENATER, sans aucun incident sur le transfert de données numériques. Les performances du transfert de fréquences sont présentées sur la figure 2. Les fluctuations de fréquence du lien libre, de l'ordre de 10^{-14} en valeur relative, sont réduites à 4×10^{-15} pour un temps de mesure de 1 s et à moins de 10^{-18} à partir de 10^4 s [1]. Cela permet de transférer les meilleures horloges sans dégradation de leur stabilité. Nous projetons maintenant de déployer un réseau national, dans le cadre de l'équipement d'excellence REFIMEVE+. L'objectif est également de rejoindre la frontière allemande où une interconnexion sera réalisée avec un signal ultrastable provenant des laboratoires allemands.

3. APPLICATIONS DES LIENS OPTIQUES

Au-delà de la comparaison d'horloges, les liens optiques ouvrent le champ d'une large gamme d'applications : mesures de constantes fondamentales ou de leur éventuelle variation dans le temps, tests de liens satellitaires, réalisation de gyroscope géant, applications géodésiques… Nous avons ainsi récemment réalisé du transfert de temps par méthode deux-voies sur le lien optique de 540 km, et obtenu une excellente stabilité de 20 ps ainsi qu'une exactitude meilleure que 250 ps. Ces performances vont au-delà de celles du GPS d'un ordre de grandeur [3]. Nous avons également développé un dispositif capable de transférer la stabilité et l'exactitude de la référence de fréquence transmise par lien optique du proche au moyen infrarouge. Avec ce système, un laser émettant à 10 µm est asservi en phase sur le signal optique ultra-stable à 1,54 µm, avec une stabilité relative de fréquence meilleure que $4\text{x}10^{-14}$ à 1 s. La largeur de raie obtenue est inférieure à 17 Hz. Nous avons ainsi mesuré la fréquence absolue d'une transition moléculaire avec une incertitude de $8\text{x}10^{-13}$. Ce système permet la spectroscopie à très haute résolution de molécules dans une large gamme de fréquences et ouvre la voie à des tests de très haute sensibilité avec des molécules, comme par exemple, l'observation de la violation de parité.

REFERENCES

[1] O. Lopez et al., "Ultra-stable long distance optical frequency distribution using the Internet fiber network," Opt.Express vol. 20, pp. 23518-23526, 2012.

[2] K. Predehl et al., "A 920-kilometer optical fiber link for frequency metrology at the 19th decimal place," Science, vol. 336, pp. 441-444, 2012

[3] O. Lopez et al, "Simultaneous remote transfer of accurate timing and optical frequency over a public fiber network," Appl. Phys. B vol. **110**, pp 3-6, 2013.

QUID DU DOMAINE DE CAPTEURS A FIBRES OPTIQUES DEPUIS 35 ANS ?

Pierre Ferdinand

CEA, LIST, Laboratoire de Mesures Optiques, F-91191 Gif-sur-Yvette, France.

pierre.ferdinand@cea.fr

RÉSUMÉ

L'objectif de cette présentation invitée est de retracer les avancées réalisées depuis la naissance du domaine des Capteurs à Fibres Optiques, tant du point de vue technique que de celui des applications.

MOTS-CLEFS : *Capteur à Fibres Optiques, réseaux de Bragg, mesures réparties, applications*

1. INTRODUCTION & RAPPELS HISTORIQUES

Les CFO forment un domaine de R&D très dynamique depuis plus d'une trentaine d'années. La décennie 80 fût celle de la découverte des possibilités offertes par les CFO grâce aux premières fibres et aux quelques composants alors disponibles ; de nombreux principes furent ainsi explorés. En 1986 apparue la notion de Réseaux de Capteurs à Fibres Optiques (RCFO), tant de type 'distribué' (mesures localisées) que 'réparti' (mesure quasi continue le long de la fibre du profil d'un paramètre d'influence). La décennie suivante fût celle de l'ouverture des laboratoires à des démonstrations de terrain, qui devint une épreuve Darwinienne pour les technologies qui, mise à part le 'Gyro' à fibre, n'avaient jusqu'alors pas permis grand-chose d'autre que des 'manips de labo' et des publications. De fait, seules les techniques les plus robustes émergèrent, dont celle fondée sur les réseaux de Bragg (l'emblème des capteurs distribués), technique initialement publiée fin 1989, et les approches « réflectométriques » mettant en œuvre les phénomènes de (rétro)diffusion dans la silice, à savoir les effets Raman, Brillouin, et Rayleigh, ce dernier étant à la base de « l'OTDR » -outil majeur des télécoms-. Ainsi, dès le début des années 90, des produits apparurent, tel le DTS Raman qui fournit une mesure intrinsèquement sélective du profil de température le long de la fibre. On ne parlait guère à ce moment-là des mesures Brillouin, sauf dans les sessions d'OFS[1] et autres conférences spécialisées. La fin de la décennie 90 et les premières années de ce millénaire furent celles du 'boom' suivi du 'crack' -initié en avril 2001- des télécoms. Durant cette folle période, où dans le même temps des PME émergeaient puis disparaissaient par dizaines, quelques-unes virent le jour sur la thématique des (R)CFO, autour des techniques précitées. Certaines d'entre elles s'investirent dans le développement des systèmes optoélectroniques, tandis que d'autres s'intéressaient aux applications, au déploiement des solutions sur le terrain, aux services associés. Les domaines applicatifs concernés furent, et demeurent, ceux où les fibres et leurs systèmes de mesure associés apportent des gains par rapport à l'existant, et surtout de nouvelles fonctionnalités.

2. LES PRINCIPALES TECHNIQUES

2.1 Les capteurs distribués à réseaux de Bragg

Les réseaux de Bragg sont des structures diffractives obtenus par photo-inscription d'interférences laser UV au sein des fibres optiques, souvent de type germanosilicates pour leur bonne photosensibilité. La plupart des réseaux, dits à courte période, consistent en une modulation submicronique de l'indice du cœur de la fibre. De fait, un réseau de quelques millimètres comporte plusieurs milliers de 'pas' Λ, et joue le rôle de réflecteur pour une bande spectrale fine (0,2 à 0,3 nm) centrée à $\lambda_B = 2.n_e.\Lambda$, avec Λ (~ 0,5 µm) et n_e l'indice effectif (~ 1,45) du mode. Toute modification de Λ ou de n_e 'déplace' donc λ_B dont le suivi fournit le paramètre inducteur. Bien entendu, les réseaux de Bragg peuvent être multiplexés. Pour cela, il suffit d'en cascader plusieurs de pas Λ différents et de les interroger autour de leur longueur d'onde caractéristique. La lumière incidente est alors réfléchie à λ_{B1}, λ_{B2} … λ_{BN} par les différents réseaux. La mesure, peu résolue, de λ_{Bi} indique l'adresse du réseau 'i', et l'analyse précise de λ_{Bi} fournit la mesure [1].

[1] La Conférence *Optical Fiber Sensors* a lieu tous les 18 mois depuis 1983 (OFS1, Londres) et son déroulement se situe cycliquement en Europe, Asie, Amérique. La dernière, OFS22, eut lieu à Beijing (Chine) en oct. 2011. OFS23 se déroulera à Santander (Espagne) en juin 2014 (http://www.teisa.unican.es/OFS23/). Depuis 1998, en alternance avec OFS se déroule EWOFS, le *Workshop* Européen sur les mêmes thématiques. Le dernier a eu lieu à Cracovie en mai 2013.

Par ailleurs, les performances des instrumentations s'améliorent chaque année, tirées par le marché. En effet, si précédemment les utilisateurs se contentaient d'une résolution du pm (~ 10^{-6} en déformations ; ou 0,1°C), d'une cadence de 1 kHz, et du multiplexage de quelques capteurs, on observe aujourd'hui des demandes bien supérieures. Il en va ainsi du besoin d'absence de dérive pour les mesures long terme. Récemment nous avons donc mis au point un système optoélectronique dont la stabilité sur 16 j a été évaluée à 0,03 pm, alors même qu'il subissait des variations thermiques de 5°C [2]. Ceci améliore la stabilité de mesure de près de deux ordres de grandeur par comparaison aux produits du marché. Notre approche, fondée sur un référencement absolu en temps réel, rend ainsi crédible la surveillance à long terme de grande qualité.

2.2 Les capteurs répartis, la réflectométrie [3]

Le premier de ces instruments fût le DTS Raman (*Distributed Temperature Sensor*). Rappelons qu'avec l'effet Raman, on s'intéresse à la lumière ayant subi un décalage fréquentiel par diffusion inélastique. Dans la silice, il génère deux raies rétrodiffusées, symétriques par rapport à l'excitation, appelées Stokes et anti-Stokes. Comme la distribution de population des niveaux excités est définie par la distribution de Boltzmann, liée à la température T, le rapport des intensités diffusées dans ces deux régimes (anti-Stokes/Stokes), tout en étant fonction de T, ne dépend pas de l'intensité des impulsions sonde, et présente donc une insensibilité vis-à-vis des contraintes mécaniques et des pertes que subit la fibre. Ainsi, l'effet Raman dont seule la raie Anti-Stokes est sensible à T permet-elle, associée à la réflectométrie, de réaliser des mesures de profils thermiques très sélectives. Plusieurs appareils sont disponibles : la famille des DTS de Schlumberger (ex-*Sensa*, ex-*York Technology* en Angleterre), l'instrument Japonais *SumiThermo* (distribué par *J-Power Systems Corp.*, appartenant à *Sumitomo* et *Hitachi Cable*) et, apparus ensuite, d'une part le DTS 5100 ainsi que les appareils SENTINEL et HALO (utilisant des fibres multimodes 50/125) de l'américain *SensorTran* appartenant à *Halliburton,* dédiés aux applications en pétrochimie, sidérurgie, ... d'autre part, le système d'*Agilent* (filiale d'HP) destiné aux applications de terrain (avec alimentation photovoltaïque), et enfin celui de l'Allemand *Lios*, le seul fondé sur la réflectométrie fréquentielle, et commercialisé par Siemens pour la surveillance incendie dans les tunnels.

Dans le contexte évolutif qui caractérise les CFO répartis, des travaux sont également menés depuis vingt ans autour des mesures par diffusion inélastique Brillouin, que l'on présente comme une interaction de l'onde lumineuse avec des phonons acoustiques prenant naissance dans la fibre. L'intérêt de cette méthode réside dans son efficacité (10 fois plus intense que Raman), sa finesse spectrale (la largeur spontanée de la raie Brillouin < 35 MHz), et la sensibilité du décalage fréquentiel de cette raie vis-à-vis de la température (~ 1 MHz/°C) et des déformations (~ 1 MHz/20 µm/m). Ce décalage (~ 11 GHz) par rapport à l'excitation, est cependant 100 fois plus faible qu'en Raman, on ne peut donc pas l'isoler de la raie Rayleigh par filtrage spectral. La mesure temporellement résolue de ce décalage a donc nécessité la mise au point de techniques cohérentes, les deux principales étant désignées par les sigles BOTDR (*Brillouin Optical Time Domain Reflectometry*) et BOTDA (*Brillouin Optical Time Domain Analysis*).

En BOTDR, on injecte des impulsions courtes (~ 10 ns) et mesure la rétrodiffusion à l'aide d'un récepteur cohérent effectuant son mélange avec un oscillateur local ; la mesure répartie du spectre Brillouin est obtenue soit modifiant l'écart entre la fréquence des impulsions et celle de l'oscillateur local, soit en balayant la fréquence centrale du filtre à bande étroite inséré côté réception. L'avantage de cette méthode « spontanée » vient du fait qu'elle requière l'accès à un seul côté de la fibre. En BOTDA, on injecte des impulsions par une extrémité et un signal continu par l'autre. Lorsque l'écart en fréquence entre ces ondes contra-propagatives égale le décalage Brillouin dans la fibre, l'onde continue est localement « stimulé ». L'analyse temporelle de ce « gain » fournit les zones de la fibre où cet accord fréquentiel est obtenu. La détermination du profil des déformations ou de la température requiert un balayage continu de cet écart, pour déterminer la fréquence du gain maximal en chaque point de la fibre. L'intérêt réside dans cette stimulation permettant d'obtenir, avec une puissance continue réduite, des signaux de 20 dB plus intenses que la diffusion de Rayleigh. Son inconvénient est de nécessiter l'accès aux deux extrémités de la fibre.

Il y a maintenant près de quinze ans, un premier instrument Brillouin spontané (BOTDR) est apparu (*Yokogawa*, Japon), puis des instruments stimulés (BOTDA). Citons la famille des DITEST STA-R d'*Omnisens*, PME Suisse dont la fabrication évolue désormais vers des solutions de surveillance clés en main, ceux du Britannique *Sensornet Ltd* rachetée en 2011 par *Nova Metrix* [groupe possédant *Roctest* (Canada), et donc *Smartec* (Suisse) depuis 2010], un second japonais (*Neubrex*), le Canadien (*OZ*), et depuis peu un Allemand (*FibrisTerre*), produits pratiquement tous issus de travaux menés en partenariat avec des acteurs académiques. Chacun de ces fournisseurs, dont une bonne partie s'est tournée vers les

applications liées à l'extraction et/ou au transport des hydrocarbures -certains ayant même été rachetés par des parapétroliers- tente de se démarquer par des performances toujours plus alléchantes et clivantes, tant en terme de portée (on parle de 100 km), que de cadence de mesure (certains produits fonctionnent ~ Hz, voire mieux), ou de résolution spatiale (< 1 m) ; malgré le fait que pour l'utilisateur, le choix ses propres paramètres de mesure résulte d'un compromis eu égard aux besoins de son application. Côté secteurs de marché, compte tenu des spécificités des mesures réparties Brillouin qui, tout comme le DTS Raman, offrent des portées multi-kilométriques, il est tout naturel que les acteurs dont les métiers concernent tant la construction que l'exploitation de grands ouvrages et structures, s'intéressent à ces moyens de mesure.

Corrélativement, la rétrodiffusion de Rayleigh, ou plus exactement la réflectométrie fréquentielle (OFDR) la mettant en jeu, a été 'revisitée' par la PME américaine *Luna* (longtemps financée par la NASA), qui fabrique une famille d'instruments dénommés OBR (*Optical Backscattering Reflectometer*). Un OBR fournit le profil, avec résolution spatiale centimétrique, des déformations ou de la température (mesure non sélective) de la fibre. N'adressant que de courtes longueurs de fibres (70 m et récemment 2 km par tronçons successifs) il n'entre pas en concurrence avec les mesures Brillouin, multi-kilométrique, mais par contre fournit des résolutions de mesure fines, typiquement le dixième de °C en température ou de quelques 10^{-6} en mesure de déformation, ce qui ouvre la voie à un grand nombre d'utilisations, en particulier dans la mesure où, même si l'instrument est onéreux, la partie sensible (une simple fibre télécom) est peu coûteuse.

3. APPLICATIONS ET TENDANCES

Ainsi, les CFO offrent désormais les mêmes fonctionnalités que les technologies traditionnelles (détection, surveillance, alarme ...). En outre, -et c'est là tout leur intérêt- ils fournissent des avantages supplémentaires tels que bien entendu ceux fournis par les fibres (petite taille, masse réduite, large bande passante, faible atténuation, immunité aux perturbations électromagnétiques, bonne résistance aux rayonnements ionisants ...), et naturellement celles caractérisant les systèmes de mesure (performances métrologiques, détection multiparamétrique ... et multiplexage). Economiquement parlant, les solutions 'optiques' sont souvent considérées comme onéreuses par comparaison aux technologies traditionnelles 'électriques'. Cela étant, outre le fait que la fibre pénètre désormais dans l'habitat, preuve s'il en est de sa maturité, le multiplexage de plusieurs dizaines, centaines, voire milliers de capteurs *via* un unique système de mesure, réduit considérablement le coût du « point de mesure », le système optoélectronique étant très souvent la partie la plus importante du coût complet de l'instrumentation. Aujourd'hui, les deux familles complémentaires présentées (capteurs répartis et distribués) cohabitent et sont disponibles. Aussi, de plus en plus de secteurs de marché s'ouvrent à ces techniques, et il n'en est vraisemblablement qu'un petit nombre non concernés par une demande pouvant faire appel aux CFO. De très nombreuses applications ont donc vu le jour ces dernières années, de telle sorte qu'il n'est plus possible d'en établir la liste exhaustive. Cependant, un dénominateur commun à nombre d'entre elles est ce que l'on nomme la « Surveillance des Structures » (SHM, *Structural Health Monitoring* dans la littérature anglo-saxonne).

CONCLUSION

Grâce aux efforts consentis en R&D depuis 35 ans, il est désormais indubitable que les capteurs tant « distribués » que « répartis » ont commencé à pénétrer dans un grand nombre de secteurs industriels. Citons pêle-mêle : le Génie Civil, l'industrie pétrolière et gazière, les secteurs des énergies traditionnelles mais aussi renouvelables, celui de la sécurité ... sans oublier les filières industrielles liées aux matériaux composites organiques (marine, aéronautique, ferroviaire, ...). Il est maintenant évident que la réduction des risques, le renforcement de la sécurité et bien entendu la baisse des coûts, sont les principales motivations des utilisateurs finaux qui, de plus en plus, ont comme préoccupations, à la fois la qualité et la santé des structures qu'ils fabriquent, utilisent ou gèrent (bâtiments, ponts, tunnels, barrages, oléoducs, divers moyens de transport ...). En conclusion, l'économie est désormais le principal moteur du secteur des CFO, et sous-tend bon nombre de leurs réalisations, ainsi que de plus en plus de R&D sous-jacente.

REFERENCES

[1] P. Ferdinand, *Capteurs à fibres optiques à réseaux de Bragg,* Tech. de l'Ingénieur, R 6735, pp. 1-24, déc. 1999
[2] N. Roussel et P. Ferdinand, *De la stabilité long terme des systèmes de mesure spectrale pour capteurs à réseaux de Bragg*, Optique2013 (JNOG), Villetaneuse, 8-11 juillet 2013
[3] P. Ferdinand, *Réseaux de capteurs à fibres optiques, Mesures et multiplexage,* Tech. de l'Ing., R 460v2, mars 2008
[4] P. Ferdinand, *Réseaux de capteurs à fibres optiques, Applications,* Techniques. de l'Ingénieur, R 461, sept. 2008.

ONDE OU PARTICULE, LE PHOTON DÉFIE TOUJOURS L'INTUITION

F. Kaiser[1], T. Coudreau[2], P. Milman[2], D. B. Ostrowsky[1], S. Tanzilli[1]

[1] *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 7336, Université Nice Sophia Antipolis, 06108 Nice Cedex 2, France*

[2] *Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantique, CNRS UMR 7162, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 75013 Paris, France*

Résumé

La dualité onde/particule se teste la plupart du temps à l'aide de photons uniques envoyés dans un interféromètre de Mach-Zehnder équilibré. On peut alors observer des comportements considérés comme mutuellement exclusifs, à savoir ondulatoire (présence d'interférences) ou corpusculaire (absence d'interférences) selon la présence ou l'absence de la lame séparatrice en sortie de l'interféromètre. Nous présentons un nouveau type d'expérience de *complémentarité* dans laquelle cette lame séparatrice est préparée dans une superposition cohérente d'être à la fois présente et absente. Cette préparation est "activée" grâce à l'emploi de paires de photons intriqués en polarisation. L'un des photons, dit test, est envoyé dans l'interféromètre et est détecté alors que son jumeau, dit corroborant, permet de déterminer si un comportement de type ondulatoire, corpusculaire ou intermédiaire a été observé pour le photon test. En manipulant l'état de polarisation du photon corroborant et la phase de l'interféromètre du photon test, nous observons une transition continue entre aspects ondulatoire et corpusculaire, signature forte de la notion de complémentarité introduite par Bohr et donc de la non exclusivité de ces comportements.

Mots-clefs : *Complémentarité onde/corpuscule; Photons uniques; Intrication*

1. Introduction

La notion de complémentarité onde/particule de Bohr est au cœur de la physique quantique. Interprétée de façon naïve en terme de dualité, elle suggère que les systèmes quantiques individuels se comportent comme des ondes ou des particules suivant le type de mesure qui leur est appliqué, autrement dit selon l'arrangement expérimental auquel ils sont soumis [1]. Comme le montre le dispositif expérimental de la FIG. 1(a), lorsque des photons uniques sont envoyés dans un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) fermé ou ouvert, où en d'autres termes lorsque la lame séparatrice de sortie (BS_{out} pour "beam-splitter" de sortie) est présente ou absente, nous observons respectivement un comportement ondulatoire (figure d'interférences, voir FIG. 1(c)) ou corpusculaire (pas d'interférences, FIG. 1(b)). Ces comportements mutuellement exclusifs ont été observés pour la première fois à l'aide d'une source de photons uniques annoncés par P. Grangier et ses collaborateurs en 1986 [2].

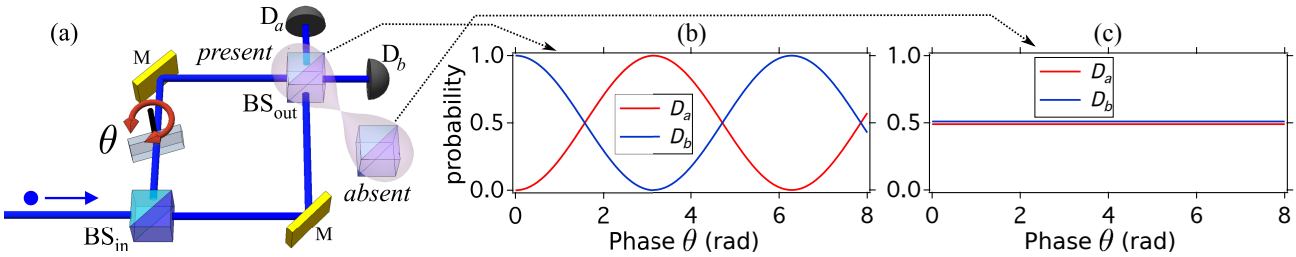


FIGURE 1 : (a) : Dispositif expérimental basé sur un MZI équilibré permettant d'observer la dualité onde/corpuscule exclusive. Lorsque la lame séparatrice de sortie (BS_{out}) est absente, un clic dans le détecteur D_a ou D_b révèle un comportement corpusculaire, voir courbe (c). Dans cette configuration la probabilité de détecter un photon vaut $\frac{1}{2}$ quel que soit le détecteur considéré. Au contraire, lorsque BS_{out} est présent, on observe des oscillations (interférences), signature d'un phénomène ondulatoire, voir courbe (b) [2]. Dans cette configuration, les probabilités de détecter un photon dans l'un ou l'autre des détecteurs oscillent en opposition de phase (θ), à mesure que l'expérimentateur la fait varier dans l'un des bras de l'interféromètre.

2. Expérience à choix retardé

À la même époque, Wheeler proposa en 1984 une expérience de pensée destinée à réfuter les modèles à variables cachées supposés fournir aux photons une indication sur la configuration expérimentale (MZI fermé ou ouvert) à laquelle ils vont être soumis, configuration qui est généralement

fixée avant que l'expérience ne débute réellement [3]. Pour trancher ce débat, il convient donc d'effectuer un test à choix retardé permettant à l'expérimentateur de configurer l'interféromètre *après* que le photon a déjà franchi la lame séparatrice d'entrée (BS_{in} sur la FIG. 1(a)) et qu'il se trouve, par conséquent, déjà "quelque part" dans le dispositif. Cette expérience, réalisée en 2007 par V. Jacques et ses collaborateurs à l'aide d'une source déterministe de photons uniques, a montré que la notion de complémentarité de Bohr était toujours respectée [4]. Il a également été conclu que l'instant du choix de la configuration expérimentale de l'interféromètre ne semble jouer aucun rôle dans cette affaire.

3. Expérience quantique à choix (très) retardé

Il a été récemment proposé de franchir une étape supplémentaire dans l'expérience de Wheeler en employant une "lame séparatrice de sortie quantique" (QBS, pour "quantum beam-splitter"), où en d'autres termes une lame préparée dans une superposition cohérente d'états d'être à la fois présente et absente. L'état de la lame séparatrice quantique peut alors s'écrire sous la forme

$$|\mathrm{QBS}\rangle = \mu|\mathrm{BS_{out}}^{p}\rangle + \nu|\mathrm{BS_{out}}^{a}\rangle, \tag{1}$$

où p et a indiquent respectivement *présente* et *absente* et où μ et ν sont les poids de la superposition [5]. Comme l'indique la FIG. 2, nous avons réalisé cette expérience en exploitant deux ressources, d'une part des paires de photons intriqués en polarisation et, d'autre part, une lame séparatrice particulière dont le rôle est décrit plus bas. Tous d'abord, les paires de photons sont préparées dans l'état

$$|\Psi_{c,t}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\mathrm{H}_c\rangle|\mathrm{H}_t\rangle + |\mathrm{V}_c\rangle|\mathrm{V}_t\rangle\right], \tag{2}$$

où H et V représentent respectivement les états de polarisation horizontal et vertical des photons [6]. L'un des photons, dit test (t), est alors envoyé dans un MZI dont la configuration (ouvert/fermé) peut être manipulée de façon cohérente au travers de l'état intriqué via la mesure de l'état de polarisation du second photon, dit corroborant (c). C'est la première brique nécessaire à l'implémentation du QBS.

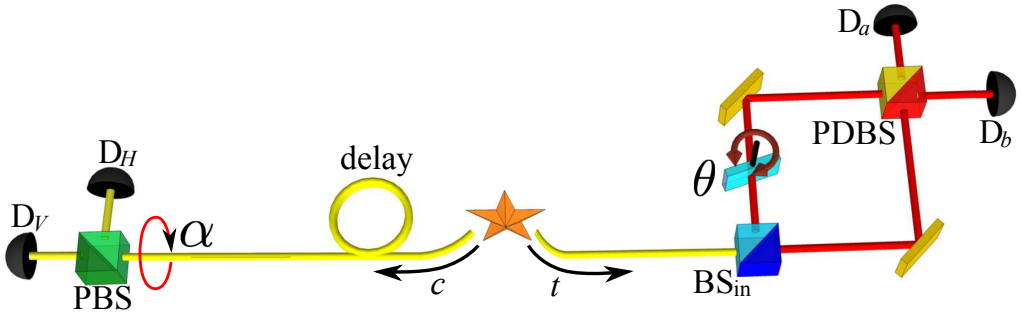


FIGURE 2 : Expérience quantique à choix retardé activée par l'intrication. D'une part, une source délivre des paires de photons intriqués en polarisation préparées dans l'état donné par l'EQ. 2 [6]. D'autre part, par rapport à la FIG. 1, la lame séparatrice de sortie est "physiquement" remplacée par une lame dont l'effet dépend de l'état de polarisation qui lui est envoyé (PDBS, voir texte) et qui offre aux photons test la possibilité de se comporter à la fois comme une onde (composante V de polarisation), ou comme des particules (composante H). C'est bien l'association du PDBS et de l'intrication qui autorise la manipulation cohérente d'une lame séparatrice quantique (QBS) et l'observation de superpositions de comportements pour les photons test [7].

Par ailleurs, sachant que l'état intriqué (EQ. 2) est non séparable, celui-ci garantit que l'état de polarisation des photons test est indéfini. Nous avons donc conçu une lame séparatrice en sortie du MZI dont l'effet dépend de l'état de polarisation (PDBS sur la FIG. 2, pour "polarization dependent beam-splitter"). En effet, elle est de type 50/50 pour la composante V de polarisation, ce qui équivaut à la présence d'une lame séparatrice standard (voir FIG. 1), mais est 100% réfléchissante pour la composante H, ce qui équivaut à l'absence de la lame. Ceci constitue la seconde brique nécessaire à l'implémentation du QBS qui offre donc la possibilité aux photons test de se comporter à la fois comme une onde ou comme des particules.

L'implémentation "quantique et matérielle" du QBS permet par conséquent d'intriquer le comportement (onde/particule) des photons test avec l'état de l'interféromètre (fermé/ouvert) :

$$\mu|\mathrm{BS_{out}}^{p}\rangle|\mathrm{onde}\rangle + \nu|\mathrm{BS_{out}}^{\mathrm{a}}\rangle|\mathrm{particule}\rangle, \tag{3}$$

La détermination du type de configuration choisie se fait donc seulement *après* avoir mesuré l'état du QBS via la mesure de l'état de polarisation du photon c. La détermination du choix peut être, en principe, infiniment retardée. Dans notre cas celle-ci est effectuée après la détection des photons test.

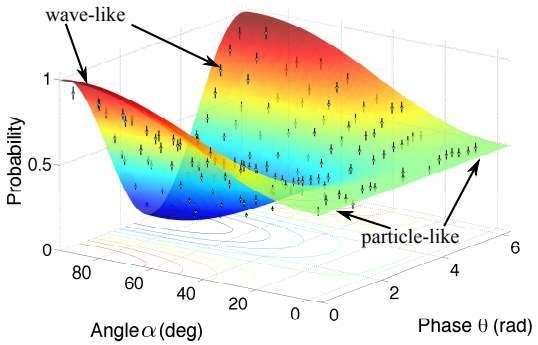


FIGURE 3 : Transition continue entre comportements ondulatoire et corpusculaire via la manipulation du QBS en sortie du MZI (voir FIGURE 2) et la phase ajustable θ placée dans l'un de ses bras. α correspond à l'angle d'analyse de l'état de polarisation du photon corroborant.

De là, en manipulant l'état de polarisation du photon c par l'intermédiaire de la rotation par un angle α du cube polarisant (PBS sur la FIG. 2, pour "polarization beam-splitter") placé juste avant les détecteurs D_V (mesure de l'aspect ondulatoire) ou D_H (mesure de l'aspect corpusculaire) et en faisant varier la phase θ de l'interféromètre auquel est soumis le photon test, nous observons sur la FIG. 3 une transition continue de comportement des photons test, et ce depuis l'aspect purement ondulatoire (arrière-plan de la FIG. 3) jusqu'à l'aspect purement corpusculaire (avant-plan de la FIG. 3) [7].

Ces résultats permettent de réfuter les interprétations "simples" selon lesquelles les photons uniques se comportent exclusivement comme une onde ou comme des particules. L'état du QBS est déterminé via une mesure de l'état de polarisation du photon c seulement *après* la détection du photon test. L'intervalle du genre espace séparant les mesures respectives du photon t et du photon c invalide les modèles à variables cachées locales associés à une information pré-existante sur les résultats des mesures. Nous vérifions notamment la qualité de l'intrication par la violation des inégalités de Bell avec plus de 10 déviations standards [6, 7]. En d'autres termes, lorsque le photon test est détecté, aucune information sur la mesure qui lui a été appliquée n'existe dans la nature. Notons enfin que ces résultats sont en parfait accord avec la notion de complémentarité de Bohr [1] et sa généralisation [8].

4. Conclusion

L'intrication est au cœur de l'approche présentée ci-dessus. Elle permet en effet d'observer des photons uniques selon des aspects purement ondulatoire, purement corpusculaire, mais également dans toutes les superpositions d'états intermédiaires grâce à l'activation et à la manipulation cohérente d'une lame séparatrice quantique en sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder.

Les résultats de cette version quantique de l'expérience de Wheeler ne peuvent être expliqués en termes classiques, ou alors au prix de sévères contradictions. En effet, il est toujours tentant d'essayer d'expliquer la dualité onde/corpuscule prise dans sa version simple par la connaissance ou non du chemin emprunté par les photons dans l'interféromètre, selon qu'ils se comportent respectivement comme des particules ou comme une onde. En revanche, ces résultats sont en parfait accord avec la physique quantique pour laquelle le chemin emprunté par les photons dans l'interféromètre ne représente pas une question pertinente. Par ailleurs, il convient de noter que le temps, ou plus spécifiquement les instants relatifs auxquels les mesures t et c sont effectuées, et l'espace, ou plus spécifiquement dans notre cas le maintien de l'intrication au-delà d'un intervalle du genre espace, ne semblent jouer aucun rôle [7, 9]. Concernant l'absence de rôle joué par le temps, certains parlent de "procrastination quantique", où comment reporter à demain ce que l'on est censé faire aujourd'hui... [10]

Références

[1] N. Bohr, Nature **121**, 580-590 (1928).
[2] P. Grangier *et al.*, Europhys. Lett. **1**, 173-179 (1986).
[3] J. A. Wheeler in *Quant. Theory & Meas.*, Wheeler & Zurek Eds. (Princeton Uni. Press), 182-213 (1984).
[4] V. Jacques *et al.*, Science **315**, 966-968 (2007).
[5] R. Ionicioiu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 230406 (2011).
[6] F. Kaiser *et al.*, Laser Phys. Lett. **10**, 045202 (2013), et Réfs. incluses.
[7] F. Kaiser *et al.*, Science **338**, 637-640 (2012).
[8] B.-G. Englert, Phys. Rev. Lett. **77**, 2154-2157 (1996).
[9] A. Peruzzo *et al.*, Science **338**, 634-637 (2012).
[10] S. Lloyd, Science **338**, 621-622 (2012).

Hybrid III-Vsemiconductor SOI nanophotonic platform: from sources to switches

F. Raineri[*,**], A. Bazin[*], P. Monnier[*] and R. Raj[*]
* Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS, Route de Nozay, Marcoussis France
** Université Paris Diderot, Paris, France

Abstract

Heterogeneous integration of III-V semiconductors on Silicon is one of the key technologies for next-generation on-chip optical interconnects. We extended this approach to nanophotonics by using photonic crystals to demonstrate highly efficient active devices.

I. Introduction

Hybrid platforms combining semiconductor compounds with Silicon on Insulator (SOI) have a huge potential for photonic integration. Within this context, the use of semiconductor photonic crystals (PhC) should represent a disruptive solution in the drive towards low-power consuming nano-circuitry. Indeed, for the last 10 years PhCs have shown their capacity to greatly enhance light-matter interaction allowing impressive demonstration of low threshold and ultrafast laser emission [1], ultrafast switching [2] and memories [3]. In extending towards hybrid structures, we draw benefit from both Si for CMOS compatibility plus fabricating ultra compact low-loss optical circuitry and from III-V semiconductors for active devices. Of course the use of PhC leads the way towards nanophotonics.

A typical scheme of the hybrid structures under investigation is represented on Fig.1.

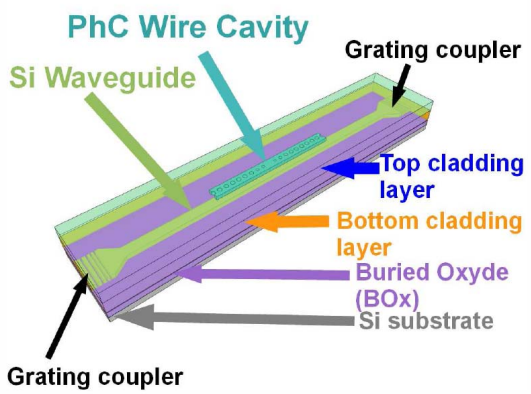


Fig. 1 Scheme of the III-V/ SOI PhC hybrid structure

They are constituted of two-level level structures where the lower level is made of a single mode SOI waveguide and the upper level made of an InP-based membrane. The chosen PhC design is a so called wire cavity [3], where the field is confined between two mirrors formed by a single row of holes, on either side of the "defect", drilled into a single mode ridge waveguide. The PhC structure is separated from the SOI waveguide by a thin low index layer and the light can channel from one level to the other by means of evanescent wave coupling. An SEM image of a fabricated structure showing the precise alignment of the PhC cavity with respect to the SOI waveguide [4] (white line on the figure) can be seen on Fig.2. In this presentation, we will show that our hybrid structures can be used to obtain, in silicon, laser emission ultrafast all optical gates and optical memories.

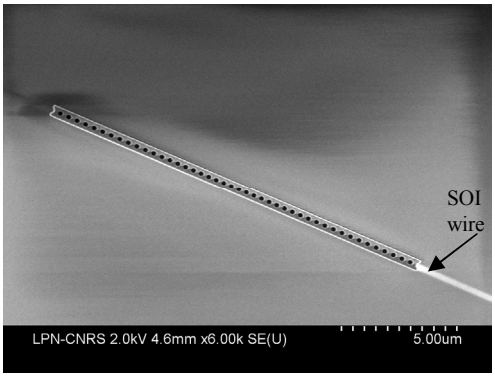


Fig. 2. SEM image of a hybrid structure.

II. Hybrid lasers efficiently coupled to SOI waveguides circuitry

Optically pumped CW laser emission around 1.55µm was obtained at room temperature by using an epi-layer containing 4 strained InGaAsP quantum wells for the PhC cavity. Relatively exhaustive explorations of coupled laser operation from high-Q wire nanocavity [5] to single mode SOI waveguides were carried out. An example of the experimental observation of the laser emission outputting the SOI waveguide is given in Fig. 3.

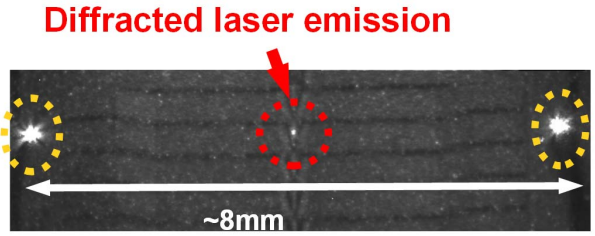


Fig. 3. IR image of the hybrid laser while operating

We demonstrated that the coupling efficiency could be controlled by adjusting the parameters of the structure to reach values as high as 90%.

III. HYBRID MEMORIES

The demonstrated optical memories rely on the bistable operation obtained in the regime of injection locking in a PhC QW nanolaser. The experiment is performed by injecting a tunable CW laser slightly detuned (red-shifted) from laser emission and reinforced by a 150fs pulsed laser at the same wavelength. The CW laser is used to keep a constant level of light injected acting as bias while the 150fs impulse gives the necessary kick in the power to switch the laser emission from the unlocked state (free-running laser) to the locked state where laser frequency is the same as the injected light frequency.

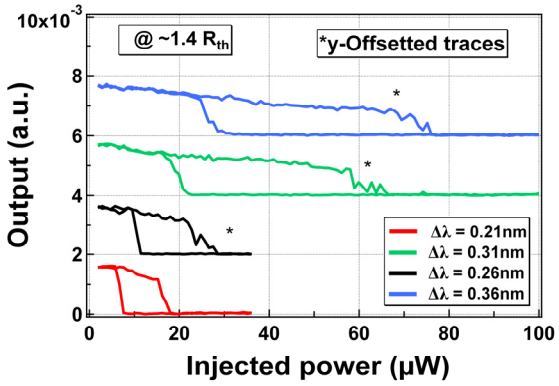


Fig. 4. Hysteresis cycles of the injection locked nanolasers versus for different frequency detuning

As shown in fig. 4 for different wavelength detuning values, clockwise hysteresis cycles are obtained in the measured output power of the laser by varying the injection power. The energy necessary to switch the emission was measured to be below 1 fJ which is the state of the art for photonic devices. Contrast is close to 1 as the filtered emission intensity in the locked state is of the order of spontaneous emission which is estimated to be around 40 dB weaker. Memory operation was measured to last at least 2s (in fact no limit was measured) as shown in Fig. 5.

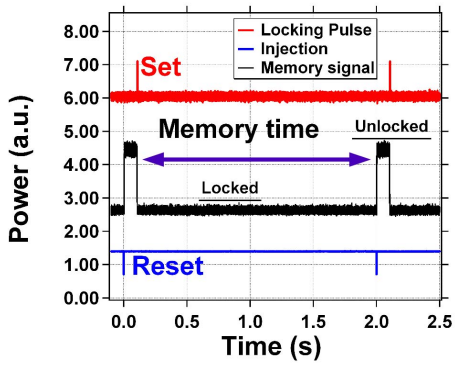


Fig. 5. Memory operation

IV. HYBRID ALL OPTICAL GATES

To obtain the ultrafast all optical gates, we optimised the nonlinear response of the III-V semiconductor through the manipulation of the carrier lifetime in InP-based materials by growing InGaAs QWs at the very surface of the heterostructure. Further, the processing of these λ-scale PhC structures induces inevitably the creation of defects at the walls of the etched holes which results in further reduction of the carrier lifetime. Ultrafast switching activated with energy as low as 40fJ, is demonstrated in InGaAs surface QW Photonic crystals on SOI. As seen in the result of the pump probe measurement shown in Fig. 6, the recovery time of the switch is faster than 15ps. These result allowed the demonstration of error free 20GHz wavelength conversion using sub milliwatt peak powers.

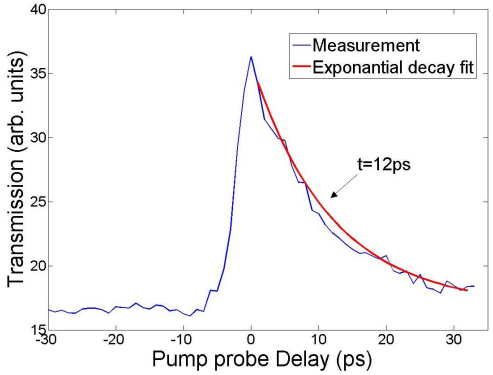


Fig. 6. Pump probe measurements on the ultrafast all optical hybrid switch

ACKNOWLEDGMENT

The authors acknowledge FP7 COPERNICUS European project as well as French ANR jeunes chercheurs PROWOC project for the funding.

REFERENCES

[1] S. Matsuo, A. Shinya, T. Kakitsuka, K. Nozaki, T. Segawa, T. Sato, Y. Kawaguchi and M. Notomi, "High-speed ultracompact buried heterostructure photonic-crystal laser with 13 fJ of energy consumed per bit transmitted", Nature Photon. 4, 648-654 (2010).

[2] C. Husko, A. De Rossi, S. Combrié, Q. Vy Tran, F. Raineri, and C. W. Wong, "Ultrafast all-optical modulation in GaAs photonic crystal cavities", Appl. Phys. Lett. 94, 021111 (2009).

[3] K. Nozaki, A. Shinya, S. Matsuo, Y. Suzaki, T. Segawa, T.Sato, Y. Kawaguchi, R. Takahashi, and M. Notomi, "Ultralow-power all-optical RAM based on nanocavities," Nature Photonics . 6, 248-252 (2012).

[4] Y. Halioua, A. Bazin, P. Monnier, T. J. Karle, I. Sagnes, G. Roelkens, D. Van Thourhout, F. Raineri, and R. Raj, "III-V photonic crystal wire cavity laser on silicon wafer", J. Opt. Soc. Am. B, 27, 10 (2010).

[5] Y. Halioua, A. Bazin, P. Monnier, T. J. Karle, G. Roelkens, I. Sagnes, R. Raj, and F. Raineri, "Hybrid III-V semiconductor/silicon nanolasers," Opt. Express 19, 9221-9231 (2011)

MODÉLISATION DE RÉSEAUX RÉSONANTS EN CAVITÉ

Romain Laberdesque[1,2], **Antoine Monmayrant**[1,2], **Olivier Gauthier-Lafaye**[1,2]

[1] *CNRS, LAAS, 7 avenue du colonel Roche, BP-54200, 31031 Toulouse Cedex 4, France*
[2] *Université de Toulouse, LAAS, F-31400 Toulouse, France*

rlaberde@laas.fr

RÉSUMÉ

Les réseaux résonants en cavité sont une nouvelle génération de filtres spectraux qui dépassent les performances des réseaux résonants classiques et ouvrent de nouveaux domaines d'application. Ils posent de nouveaux défis de modélisation. Nous présentons les avancées réalisées dans la modélisation de ces structures à l'aide de modes couplés. Cette modélisation est adaptée à une étude systématique de ces nouveaux filtres.

MOTS-CLEFS : *Optique intégrée; réseau résonant; modélisation; modes guidés*

INTRODUCTION

Les filtres à réseaux résonants sont des structures simples offrant une forte sélectivité spectrale qui sont au cœur de nombreuses études théoriques et expérimentales. Leur exploitation se heurte à principalement à leur très faible tolérance angulaire qui nécessite d'une part l'utilisation de faisceaux de très grand diamètre et d'autre par la réalisation de filtres de grande taille.

Pour pallier ces limitations, un nouveau concept[1] a été introduit récemment : l'utilisation d'un réseau résonant de petite taille en cavité. Cela permet de conserver une grande sélectivité spectrale tout en réduisant la taille du dispositif (du cm^2, on passe à du μm^2) et en augmentant l'acceptance angulaire d'un facteur 20[2]. Ces nouveaux réseaux lève les principales difficultés de fabrication et autorise l'utilisation de faisceau collimaté ce qui ouvre de nouveaux horizons pour l'utilisation des filtres à réseaux résonants, comme la stabilisation de diodes laser en cavité "œil de chat". Pour explorer ces nouvelles possibilités, des études systématiques sont nécessaires dans une logique de conception. Cela créé un besoin de modélisation fine de ces structures.

Les outils de modélisation classiques des réseaux résonants (méthodes des pôles, RCWA) ne sont pas adaptés à la taille finie de ces structures. Ura & al [3] décrit une approche alternative à l'aide de modes couplés pour décrire les réseaux résonants en cavité comme des coupleurs optiques. Notre travail vise à adapter ce modèle pour l'étude de réseau résonant en cavité comme réflecteur spectral dans une cavité étendue.

CONTEXTE

Les réseaux résonnants sont constitués d'un simple réseau sub-longueur d'onde gravé sur un guide d'onde (voir Fig. 1(a)). A la résonance, une onde plane incidente est couplée au mode guidé, celui-ci étant simultanément découplé vers une onde plane dans la direction spéculaire. Hors résonance, on retrouve dans la direction speculaire la réflectivité moyenne de l'empilement (sans réseau). Ces filtres offrent ainsi des réflectivités spectrales en forme de résonance de Fano avec de très forts facteurs de qualité et des réflectivité résonante pouvant atteindre 100%. La grande limite de ces réseaux réside dans leur faible acceptance angulaire (qui diminue d'autant plus que le facteur de qualité est élevé). D'une part, cela limite leur utilisation à des faisceaux de grand diamètre parfaitement collimatés (approximation d'onde plane) et d'autre part cela pose de réels soucis de fabrication, les réseaux devant être homogènes sur de très grandes surfaces).

Il a été proposé de résoudre ce problème en réduisant la taille du réseau résonant à des dimensions de l'ordre de quelques microns et en l'entourant de part et d'autre de réflecteurs pour le mode guidé (voir Fig. 1(b)). Cette structure a initialement été proposée par l'équipe du professeur Ura sous le nom

de Cavity-Resonator-Integrated Guided-Mode Resonance Filter (CRIGF). Un CRIGF est constitué d'un petit réseau résonant (Grating Coupler, GC) encadré par deux zones d'ajustement de phase (Phase Shift, PS) et deux réflecteur de Bragg pour le mode guidé (Distributed Bragg Reflector, DBR). Ces réflecteurs forment une cavité pour le mode guidé, centrée sur le GC. Lorsqu'on illumine un CRIGF avec un fais-

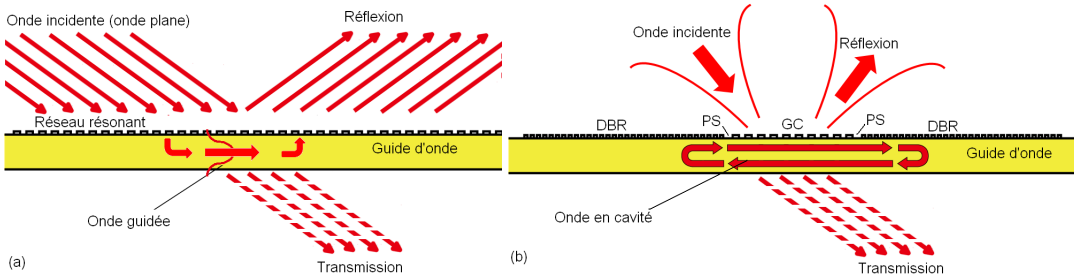


FIGURE 1 : Principe du jeu des couplages, entre les modes guidés et les modes rayonnés, dans un réseau résonant et dans un CRIGF. Pour un réseau résonant, cela nécessite d'être dans des conditions favorables pour les approximations d'ondes planes et réseau infini. Avec un CRIGF, on peut utiliser un faisceau d'onde focalisé sur la cavité.

ceau focalisé de taille adaptée à la cavité, on obtient une réflectivité spectrale similaire à celle d'un réseau résonant classique. On retrouve ainsi les avantages du réseau résonant, avec en plus une acceptance angulaire améliorée de plus d'un ordre de grandeur[2] et une fabrication facilitée par une taille modeste qui limite les problèmes de raccords de champ ou d'inhomogénéité des couches ou du réseau. De plus, la possibilité de travailler avec des faisceaux focalisé ouvre la voie à de nouvelles applications des réseaux résonants, comme la stabilisation de diodes laser par des cavités en œil de chat terminée par un CRIGF[4]. Comme le montre la figure 2, cela permet en fonction du type de CRIGF utilisé de verrouiller la longueur d'onde d'émission sur toute une gamme de courant de pompe. Pour aller au delà

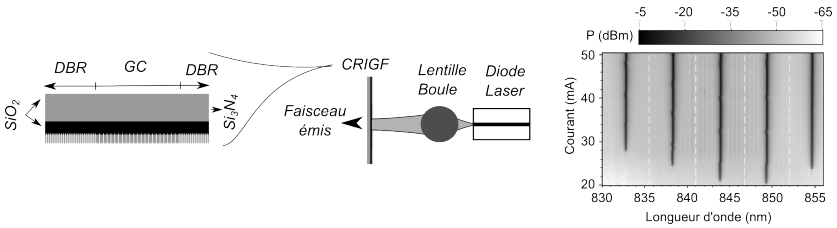


FIGURE 2 : [4] CRIGF pour la stabilisation spectrale d'une diode laser. Structure du CRIGF (gauche). Principe de la cavité étendue en œil de chat (milieu). Mise en évidence de la stabilité spectrale de l'émission avec le courant de pompe, pour 5 CRIGFs différents, chaque CRIGF donnant une longueur d'onde d'émission différente (droite).

de cette première démonstration et exploiter pleinement les possibilités offertes par les CRIGFS, il est nécessaire de disposer de modèle simple, rapide et précis.

MODÉLISATION : RÉSEAUX PÉRIODIQUES DE TAILLE FINIE

Du fait des différentes parties du CRIGF, il en découle un grand nombre de paramètres : longueur, périodicité, rapport cyclique, facteur de remplissage, qui font que la modélisation devient indispensable dans une logique de conception. Cela nécessite un modèle simple et rapide pour des études systématiques de réseaux résonants en cavité.

Cependant, la structure d'un CRIGF est difficile à modéliser du fait de sa taille mésoscopique finie : les techniques adaptées aux réseaux résonants classiques (tel la RCWA) ne sont pas exploitables. Les méthodes telles que la FDTD semblent plus appropriées, mais elles nécessitent un très grand nombre de points de calculs (le CRIGF comprenant de nombreuses périodes). Jusqu'ici les analyses FDTD n'ont

pu être menées que sur des structures 1D et même dans ce cas les temps de calculs sont tels que des études systématiques ne sont pas envisageables.

Ura & al ont proposé un modèle basé sur la théorie de modes couplés pour étudier les CRIGFs en tant que coupleurs optiques. Nous nous sommes appuyés sur ce modèle pour reprendre les études menées par l'équipe d'Ura sur les CRIGFs comme coupleurs et l'étendre à une utilisation assez différente en tant que réflecteur spectral sélectif. La figure 3 montre les études systématiques que nous avons d'ors et déjà mené à l'aide de notre modèle amélioré. Sur cet exemple, nous pouvons observer l'impact de la taille des zones de phase PS sur le spectre de l'onde découplée par le CRIGF (Fig 3 gauche) : en particulier, il est possible d'exalter un découplage résonant (Fig 3 milieu) ou au contraire de l'annuler (Fig 3 droite).

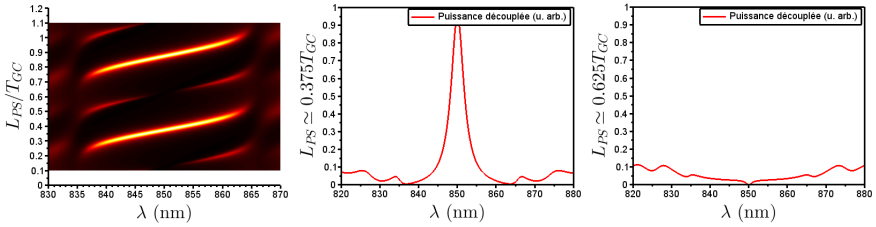


FIGURE 3 : Résultats obtenus grâce au modèle : à gauche, cartographie de la puissance découplée par le CRIGF, longueur des phases shifts (L_{PS}, T_{GC} étant la période du GC) en fonction de la longueur d'onde ; au centre, réflectivité à résonance (courbe similaire dans [3]) ; à droite, réflectivité à anti-résonance.

Notre implémentation du modèle proposé [3] est suffisamment rapide pour des études systématiques de différentes structures CRIGF.

CONCLUSION

Les réseaux résonants en cavité ou CRIGF sont un nouveau type de filtres spectraux permettant de combiner les qualités des filtres des réseaux résonants classiques avec des tailles réduites et de fortes acceptances angulaires. Ces filtres posent de nouveaux défis de modélisation qu'il nous faut relever pour en étudier les potentialités. Dans notre contribution, nous présenterons les éléments clefs de ce modèle, ses principales forces et limitations. Nous détaillerons aussi les travaux en cours pour l'adapter à l'utilisation du CRIGF non pas comme coupleur optique, mais comme réflecteur spectral. Nous présenterons nos stratégies, méthodes utilisées pour développer le modèle, discuter des avancées et des premiers résultats obtenus, comparaison avec les simulations FDTD, tests expérimentaux, puis aborder les perspectives pour les aspects à améliorer.

RÉFÉRENCES

[1] Kenji Kintaka, Tatsuya Majima, Junichi Inoue, Koji Hatanaka, Junji Nishii, and Shogo Ura. Cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter for aperture miniaturization. *Opt. Express*, 20(2) :1444–1449, Jan 2012.

[2] X. Buet, E. Daran, D. Belharet, F. Lozes-Dupuy, A. Monmayrant, and O. Gauthier-Lafaye. High angular tolerance and reflectivity with narrow bandwidth cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter. *Opt. Express*, 20(8) :9322–9327, Apr 2012.

[3] Shogo Ura, Shunsuke Murata, Yasuhiro Awatsuji, and Kenji Kintaka. "design of resonance grating coupler". *Opt. Express*, 16(16) :12207–12213, Aug 2008.

[4] X. Buet, A. Guelmami, A. Monmayrant, S. Calvez, C. Tourte, F. Lozes-Dupuy, and O. Gauthier-Lafaye. Wavelength-stabilised external-cavity laser diode using cavity resonator integrated guided mode filter. *Electronics Letters*, 48(25) :1619–1621, December 2012.

MICROCAVITES A MODES DE GALERIE POUR LA GENERATION DE THZ

S. Mariani[1], A. Andronico[1], Y. Todorov[1], C. Sirtori[1], I. Favero[1], S. Ducci[1], M. Kamp[2], J. Claudon[3], J. M. Gérard[3], G. Leo[1,*]

1 Université Paris Diderot, Laboratoire MPQ, CNRS-UMR 7162, F-75013 Paris, France

2. Technische Physik, Physikalisches Institut, Univ. of Würzburg, D-9707 Würzburg, Germany

3. CEA-CNRS-UJF, CEA, INAC, SP2M, F-38054 Grenoble, France

giuseppe.leo@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous discutons le design, la fabrication et la caractérisation optique de microcavités AlGaAs conçues pour générer THz par différence de fréquence entre modes de galerie ayant une longueur d'onde $\lambda \approx 1300$ nm. Pour valider le design non-linéaire, nous avons caractérisé deux ensembles d'échantillons passifs. Pour la bande télécom, nous avons utilisé des mesures de transmission effectuées sur des guides couplés à des micro-piliers. Pour les fréquences THz, nous avons exploité des mesures de réflectivité sur des matrices de piliers identiques. Dans les deux cas, nous démontrons un accord satisfaisant entre simulations et données expérimentales.

MOTS-CLEFS : *Optique non-linéaire, microcavités à modes de galerie, lasers à boîtes quantiques.*

1. INTRODUCTION

Depuis plusieurs années, la gamme de fréquences THz est au centre d'un grand intérêt lié aux applications potentielles comme par exemple dans la biologie ou la médicine [1]. Malgré cet intérêt, une source THz qui soit au même temps compacte, à faible coût et fonctionnant à température ambiante est encore indisponible. Les photo-mixers ne sont pas capables de générer puissances significatives au-delà de 2 THz [2], alors que les lasers à cascade quantique THz nécessitent d'être refroidis [3]. Dans le contexte de l'optique non-linéaire, la génération par différence de fréquence (DFG) constitue une méthode attractive pour la génération de THz, car elle permet de fabriquer des sources CW qui fonctionnent à température ambiante. Dans ce cadre, il y a eu un progrès exceptionnel dans le développement de lasers à cascade 'dual-wavelength' qui émettent dans le THz par DFG entre deux modes laser dans le moyen IR [4, 5]. Toutefois, ces sources ne sont pas encore compatibles avec un fonctionnement en CW.

Dans notre contribution, nous discutons les propriétés d'une source THz CW non-linéaire basée sur le $\chi^{(2)}$ non résonant de l'AlGaAs et qui utilise trois modes de galerie (WGM): les deux modes de pompe ($\lambda \approx 1.3\ \mu$m) sont excités par l'émission de boîtes quantique InAs enterrées dans le cœur de la cavité, alors que le mode THz est généré par DFG. L'émission laser des deux modes est possible grâce à l'élargissement inhomogène de la courbe de gain des boîtes quantiques [6].

2. DISCUSSION

Le schéma de la structure verticale de la cavité est donné dans la Fig. 1a. Il s'agit d'un guide 'double métal' qui permet de confiner à la fois les modes proche IR et les modes THz. Pour réduire l'impact de l'absorption à deux photons, le pourcentage d'Al dans toutes les couches AlGaAs est d'au moins 40%. Pour les couches de gaine nous utilisons un 'flat GRINSCH' [7], ce qui permet de minimiser le dopage et donc les pertes par porteurs libres du mode THz. Le choix d'utiliser des micro anneaux est lié à leurs avantages en terme d'accordabilité [8].

Dans la Fig. 1b nous montrons le fonctionnement CW à température ambiante d'un laser à boîtes quantiques similaire (sans GRINSCH) pompé électriquement et émettant à $\lambda \approx 1.25\ \mu$m. On observe un comportement fortement multimodal mais le nombre de modes laser peut être efficacement contrôlé avec un petit nombre d'encoches gravées sur les flancs extérieurs de la cavité semi conductrice (Fig. 2). Ce type de contrôle est très important car il permet de sélectionner les seuls modes de pompe accordés en phase et donc d'obtenir une haute conversion non-linéaire.

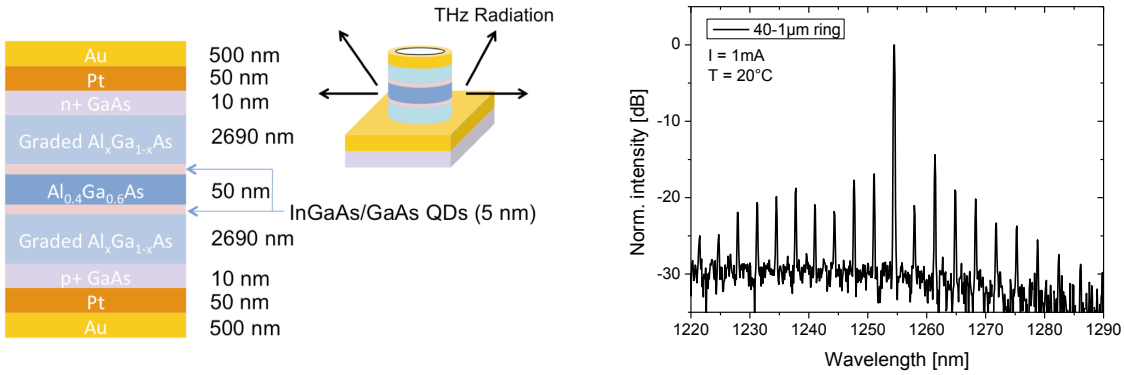


Fig. 1 : a) Schéma de la structure verticale de la source non-linéaire. La région 'graded' a une concentration d'Al qui change linéairement entre 40% et 80%; b) spectre d'un microlaser à boîtes quantiques avec un rayon de 40 μm et une épaisseur de 1 μm obtenu à température ambiante.

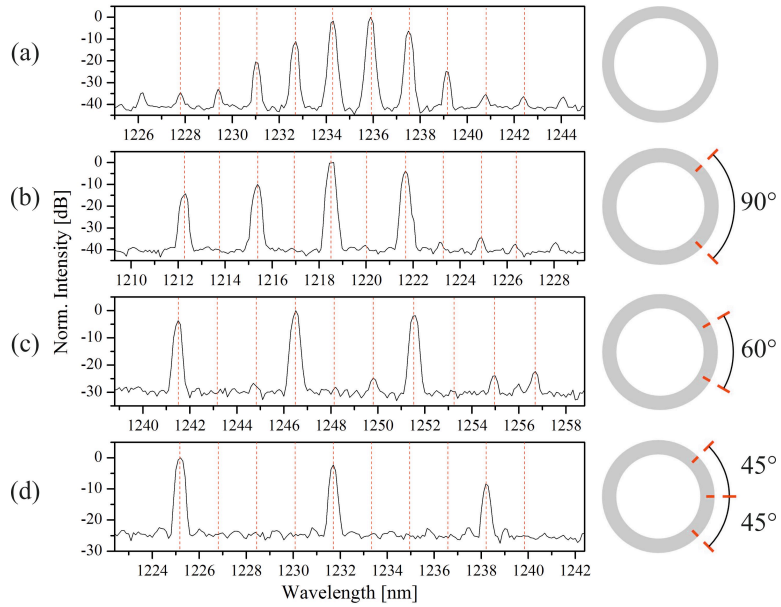


Fig. 2 : Spectres montrant que le nombre de modes laser peut être efficacement contrôlé avec un petit nombre d'encoches gravées sur les flancs extérieurs de la cavité à anneau.

Si on revient à la structure verticale de la Fig. 1, nos simulations montrent qu'un anneau avec un rayon externe (interne) $R_{ext} = 18.88\ \mu$m ($R_{int} = 17.25\ \mu$m) est résonnant pour trois WGM : ($\lambda_1 = 1.2458\ \mu$m, $m_1 = 289$, $p_1 = 1$), ($\lambda_2 = 1.2618\ \mu$m, $m_2 = 285$, $p_2 = 1$), ($\lambda_3 = 98.4\ \mu$m, $m_3 = 2$, $p_3 = 1$). Ici, λ est la longueur d'onde, et m (p) l'ordre azimutal (radial) du WGM. L'accord de phase est garanti vu que $\Delta m = m_1 - m_2 - m_3 = 2$ [9]. Avec des facteurs de qualité $Q = 10^5$, nous estimons une efficacité de conversion $\eta \sim 2\ 10^{-5}\ W^{-1}$.

Vu la complexité de la fabrication de la structure active finale, nous avons décidé de passer par une étape intermédiaire, en fabriquant des échantillons passifs pour deux caractérisations séparées dans le proche IR et dans le THz. Cela nous a permis de valider les paramètres utilisés dans la phase de design.

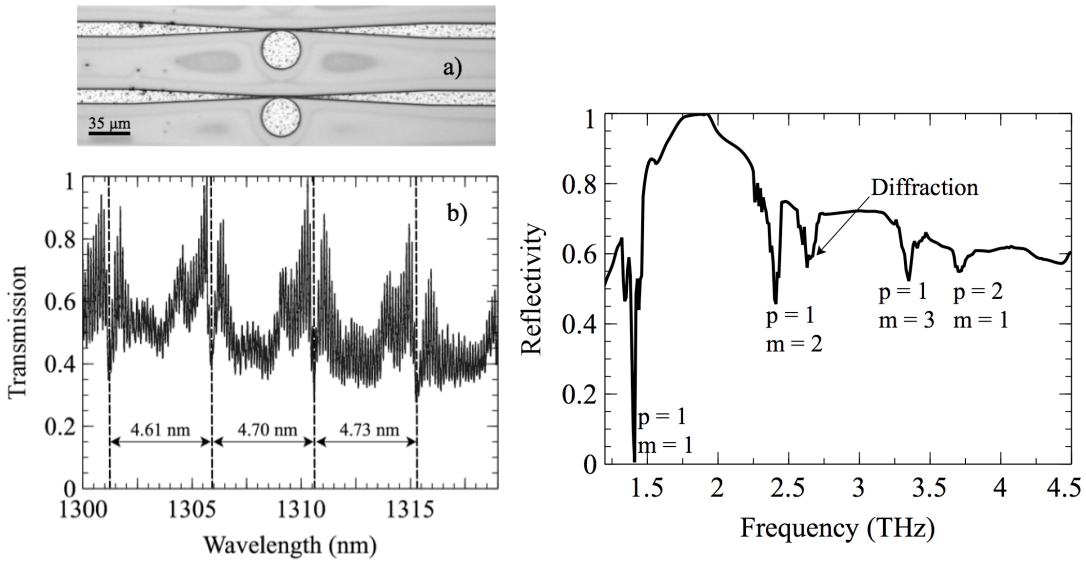


Fig. 3: a) Photo de l'échantillon utilisé pour la caractérisation dans le proche IR; b) exemple de spectre de transmission; c) exemple de spectre FTIR obtenu en réflexion et pour incidence rasante.

La croissance des échantillons passifs a été réalisée par MBE en suivant l'empilement suivant: 2505 nm de $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$, 377 nm de $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$, et 2453 nm de $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$.

Pour exciter les WGM dans l'IR, nous avons fabriqué des guides d'ondes de couplage (Fig. 3a). La largeur du guide et la distance guide/cavité ont été choisies pour avoir un couplage critique des modes de pompe. Dans la Fig. 3b nous montrons un exemple de spectre de transmission : les oscillations à haute fréquence correspondent aux franges Fabry-Perot dues aux réflexions aux facettes du guide. Les résonances qu'y apparaissaient représentent la famille de WGM avec p = 1 et leur intervalle spectral libre peut être calculé avec la formule $\lambda^2/(2\pi R n_g)$, ou n_g est l'indice de groupe. Pour $\lambda = 1300$ nm ceci donne $\Delta\lambda \sim 4.55$ nm, proche à la valeur $\Delta\lambda \sim 4.61$ nm observé.

Pour la caractérisation dans le THz, nous avons fabriqué des matrices de piliers 'double métal' identiques et avec des rayons entre 10 et 20 μm et une séparation de 25 μm. En utilisant des mesures de réflectivité à l'aide d'un FTIR [10] nous avons obtenu une série de spectres pour plusieurs angle d'incidence (un exemple est montré en Fig. 2c). Les résultats des mesures sont en bon accord avec nôtres simulations.

RÉFÉRENCES

[1] M. Tonouchi et al, Nature Photon. 1, 97-106 (2007).
[2] E. R. Brown et al, Appl. Phys. Lett. 66, 285-287 (1995).
[3] R. Köhler et al, Nature 417, 156–159 (2002).
[4] M. A. Belkin et al, Appl. Phys. Lett. 92, 201101:1-3 (2008).
[5] Q. Y. Lu et al, Opt. Express 21, 968-973 (2013).
[6] M. Munsch et al, Appl. Phys. Lett. 100, 031111:1-4 (2011).
[7] W. T. Tsang et al, Electron. Lett. 18, 845-847 (1982).
[8] A. Andronico et al, Opt. Express 20, 17678-17683 (2012).
[9] A. Andronico et al, Opt. Lett. 33, 2416-2418 (2008).
[10] Y. Todorov et al, Opt. Express 18, 13886-13907 (2010).

DIFFUSION RAMAN STIMULEE DANS LE CHAMP EVANESCENT DE NANOFIBRES IMMERGEES DANS DES LIQUIDES

Liye Shan[1], Gilles Pauliat[1], Guillaume Vienne[2,*], Limin Tong[2], Sylvie Lebrun[1]

[1]Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, 2 av. A. Fresnel, 91127 Palaiseau cedex, France
[2] State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Department of Optical Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China

*[*] Adresse actuelle: Data Storage Institute, Agency for Science, Technology and Research, (A*STAR), Singapore 117608*

RÉSUMÉ

Nous présentons les premières réalisations expérimentales, à notre connaissance, de diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent de nanofibres de silice immergées dans des liquides, l'éthanol pur et un mélange de liquides réalisé avec du toluène dissous dans de l'éthanol. Grâce à la grande variété de matériaux pouvant entourer les nanofibres et au contrôle de leur production « à la demande », ces démonstrations ouvrent la voie à un large éventail de nouveaux composants et expériences.

MOTS-CLEFS : *nanofibre, diffusion Raman stimulée, champ évanescent*

1. INTRODUCTION

Les nanofibres sont des fibres optiques dont le diamètre est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde [1]. A ces diamètres sub-micrométriques, le mode optique guidé dans la nanofibre présente un champ évanescent très intense. Jusqu'à présent, ce champ évanescent a été utilisé pour réaliser des capteurs ou des sondes de fluorescence atomique [2,3]. Nous avons récemment montré de façon théorique qu'il est aussi capable d'exciter de façon efficace des non-linéarités dans le matériau entourant la nanofibre, un liquide par exemple [4]. Dans cette dernière référence, nous nous sommes plus particulièrement intéressés à la diffusion Raman stimulée et avons montré que pour atteindre le seuil de conversion Raman en régime nanoseconde avec des puissances crête de quelques centaines de W le diamètre de la nanofibre doit être de quelques centaines de nanomètres et sa longueur de quelques centimètres. La réalisation contrôlée de nanofibres possédant de telles dimensions est déjà un défi à part entière. Dans ce travail nous présentons les premières mises en évidence expérimentales, à notre connaissance, de diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent de nanofibres de silice baignant dans des liquides. Nous avons utilisé pour ces démonstrations l'éthanol pur et un mélange de toluène dissous dans l'éthanol (le toluène étant le matériau Raman). Après avoir présenté les caractéristiques des nanofibres, nous décrivons brièvement le système d'étirage des nanofibres que nous avons mis au point spécifiquement pour ces expériences puis le dispositif expérimental réalisé pour la mise en évidence de la diffusion Raman stimulée « évanescente ». Nous présentons ensuite les résultats expérimentaux.

2. DIMENSIONS ET FABRICATION DES NANOFIBRES

La première expérience est menée avec une nanofibre baignant dans l'éthanol pur. Notre choix s'est porté sur ce liquide car il n'est pas toxique et son gain Raman ainsi que son indice de réfraction sont assez bien connus dans la littérature, ce qui facilite les comparaisons avec la théorie. Dans la seconde expérience, le liquide Raman est le toluène. Son indice de réfraction étant supérieur à celui de la silice, nous l'avons dilué dans de l'éthanol afin d'abaisser l'indice du mélange sous celui de la silice et conserver ainsi un guidage par réflexion total interne. La fraction volumique du toluène dans le mélange est de 50%, l'éthanol étant inactif car son gain Raman est plus faible. Le tableau 1 regroupe les dimensions des nanofibres réalisées pour ces deux expériences à une longueur d'onde de pompe de 532 nm. Le calcul de ces dimensions est détaillé dans [4].

	Nanofibre 1	Nanofibre 2
Liquide Raman	éthanol	toluène
Rayon visé (nm)	220	350
Longueur de la nanofibre (cm)	6	6

Tableau 1. Dimensions des nanofibres.

Les nanofibres sont réalisées à partir de fibres télécom standard SMF-28. La fibre est tout d'abord tendue entre deux platines de translation motorisées et commandées par ordinateur. La partie centrale de la fibre est dénudée et chauffée par une flamme pour être ramollie. Les deux platines étirent alors la fibre jusqu'à atteindre le diamètre souhaité. Le profil de la nanofibre est parfaitement contrôlé par le mouvement relatif des deux platines. L'injection du faisceau de pompe et la collection des différents faisceaux de sortie se font facilement par les extrémités non étirées de la fibre. Nous obtenons ainsi des transmissions du système total fibre+nanofibre+fibre voisines de 90%, même lorsque le diamètre de la nanofibre est seulement de quelques centaines de nm.

3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental est présenté en fig. 1. Le laser de pompe est un microlaser Nd :YAG émettant à 1,06 µm doublé par un cristal de KTP pour une émission à 532 nm. La fréquence de répétition est de 500 Hz et la largeur temporelle de l'impulsion à mi-hauteur est de 510 ps. La lumière infrarouge résiduelle est filtrée. Une lame demi-onde associée à un cube polariseur permet de contrôler la puissance injectée dans la fibre. La fibre SMF-28 étant multimode à 532 nm, nous avons inséré un filtre transmettant uniquement le mode fondamental HE11 dans la nanofibre [5]. En sortie de fibre, la lumière est envoyée vers différents moyens de caractérisation : un analyseur de spectre optique (OSA) via une fibre multimode courte pour éviter les effets non linéaires parasites, une caméra CCD associée à des filtres colorés pour visualiser les champs lointains aux différentes longueurs d'onde ou une photodiode. Une fois étirée, la nanofibre est plongée dans une cuve remplie de liquide et la puissance injectée est augmentée progressivement.

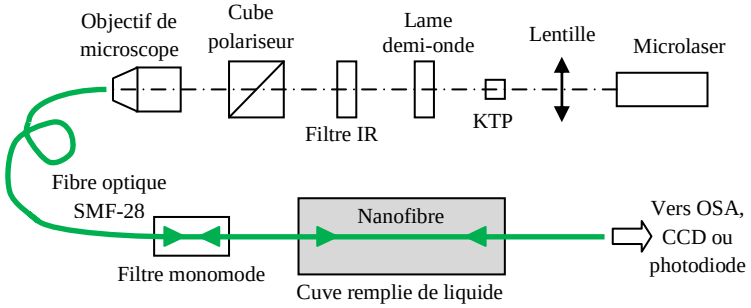


Fig. 1. Dispositif expérimental. Les triangles verts représentent les sections évasées de la fibre.

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le spectre de sortie mesuré à l'OSA obtenu avec la nanofibre 1 est représenté en fig. 2. Ce spectre met en évidence la raie de la pompe à 532 nm ainsi que la raie du premier ordre Stokes de l'éthanol à 630 nm. Le second ordre Stokes à 772 nm n'a jamais été observé car le gain Raman modal associé à cet ordre est environ deux fois plus petit que pour le premier ordre [4]. L'énergie de pompe nécessaire à son apparition est alors bien au-delà du seuil de dommage de la nanofibre.

Le spectre de sortie obtenu avec la nanofibre 2 est représenté en fig. 3. Les gains Raman modaux du toluène étant plus importants que ceux de l'éthanol, nous observons une cascade Raman : la pompe à 532 nm excite le premier ordre Stokes du toluène à 562 nm qui excite à son tour le second ordre Stokes du toluène à 596 nm.

Dans les deux cas, les champs lointains des différents ordres Stokes présentent un profil gaussien monomode spatial comme attendu [4], bien que l'excitation ait lieu à l'extérieur de la fibre.

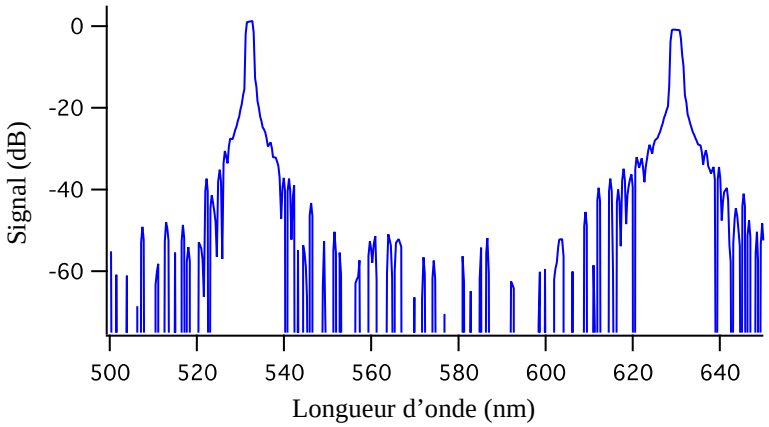


Fig. 2. Spectre de sortie de la nanofibre 1 baignant dans l'éthanol. L'énergie de l'impulsion incidente est de 0,22 µJ.

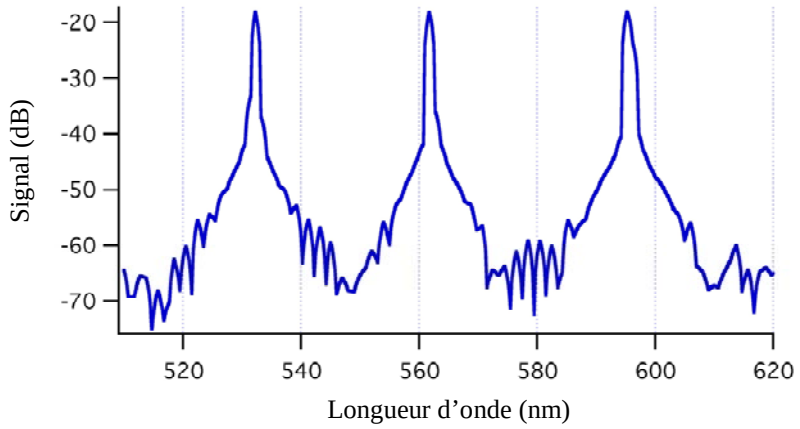


Fig. 3. Spectre de sortie de la nanofibre 2 baignant dans un mélange de toluène dissous dans l'éthanol. L'énergie de l'impulsion incidente est de 0,54 µJ.

CONCLUSION

Nous avons présenté les premières démonstrations expérimentales de diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent de nanofibres. L'exploitation des « non-linéarités évanescentes » Raman ou paramétriques ouvre la voie à de nouvelles applications des nanofibres.

REFERENCES

[1] L. Tong, F. Zi, X. Guo, J. Lou, "Optical microfibers and nanofibers: A tutorial," Opt. Commun. 285, 464-4647 (2012).
[2] J. Lou, L. Tong, Z. Ye, "Modeling of silica nanowires for optical sensing," Opt. Express 13, 2135-2140 (2005).
[3] K. P. Nayak, P. N. Melentiev, M. Morinaga, Fam Le Kien, V. I. Balykin, K. Hakuta, "Optical nanofiber as an efficient tool for manipulating and probing atomic Fluorescence," Opt. Express 15, 5431-5438 (2007).
[4] L. Shan, G. Pauliat, G. Vienne, L. Tong, S. Lebrun, "Stimulated Raman scattering in the evanescent field of liquid immersed tapered nanofibers," accepted for publication in J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public. (2013).
[5] S. Leon-Saval, T. Birks, W. Wadsworth, P. St. J. Russell, and M. Mason, Opt. Express, 12, 2864-2869 (2004).

Absorption large-bande dans le visible et émission plasmonique par un cristal plasmonique auto-organisé

Hugo Frederich[1], Clotilde Lethiec*[1], Fangfang Wen[2], Julien Laverdant[3], T. Popescu[4], L. Douillard[4], F. Charra[4], Catherine Schwob[1], Laurent Coolen[1], Agnès Maitre[1]

[1]*Université Pierre et Marie Curie, UMR 7588, INSP, 4 place Jussieu, PARIS cedex 05, France*
[2]*Laboratory for Nanophotonics, Rice University, 6100 Main St. Houston, TX, 77005, USA*
[3]*LPMCN, Université de Lyon, Université Lyon-1 and CNRS, UMR 5586, Villeurbanne, France*
[4]*CEA-Saclay, SPCSI, IRAMIS, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France*

agnes.maitre@insp.jussieu.fr

Résumé

Un cristal plasmonique auto-assemblé permet de coupler efficacement une lumière visible incidente à des plasmons de surface avec une efficacité proche de 100% sur une large plage dans le visible et pour différents angles d'incidence. Des études de réflectivité spéculaire et de microscopie électronique par photoémission (PEEM) menées sur des opales recouvertes d'or ont permis d'étudier le couplage de la lumière aux modes plasmons. Le couplage efficace entre l'émission de nanoémetteurs déposés à proximité de la surface du cristal, et des plasmons de surface, permet par rééémission des plasmons par le réseau, d'augmenter l'émission en champ lointain.

Mots-clé : *plasmons de surface, couplage, nanoémetteurs, PEEM*

Les Plasmons Polaritons de Surface (SPP) permettent d'accélérer efficacement l'émission spontanée de nano-émetteurs proches d'une surface métallique, mais n'étant pas couplés aux modes radiatifs de champ lointain, ils induisent des pertes radiatives. Les réseaux métalliques permettant de rendre radiatifs les modes plasmons, ils peuvent être utilisés pour augmenter la fluorescence de nanoémetteurs situés à proximité de la surface et couplée aux SPP. De plus, les réseaux métalliques permettent d'absorber la lumière avec une efficacité proche de 100% et présentent ainsi des applications dans des domaines comme la bio-imagerie, les diodes électroluminescentes (DEL), la photovoltaïque ou encore les sources de photons uniques.

Nous avons fabriqué des cristaux plasmoniques de taille centimétrique, en évaporant une couche épaisse d'or sur une opale de silice artificielle utilisée comme surface périodique (Fig.1 a et b). Des mesures de spectroscopie en réflexion spéculaire ont permis de mettre en évidence un pic d'absorption dû au couplage avec les SPP. Nous avons mis en évidence des modes couplés aux plasmons sur un large continuum de longueurs d'onde et une absorption presque complète sur le domaine visible, quelque soit la direction d'illumination, illustrant un arrangement cristallographique à l'échelle microscopique et du désordre à l'échelle macroscopique. L'interprétation théorique repose sur un modèle semi-analytique basé sur la condition d'accord de phase entre les vecteurs d'onde du mode propagatif, du mode plasmon et les vecteurs caractéristiques du réseau réciproque [1]. Ces études ouvrent de nouvelles possibilités dans des domaines pour lesquels le couplage lumière-plasmons est requis sur une large gamme de longueurs d'onde et d'angles d'incidence.

Des mesures de microscopie électronique PEEM/LEEM [2] ont également été menées. Les réseaux métalliques ont été soit illuminés par un faisceau électronique permettant de réaliser une image de microscopie électronique basse énergie de la surface (LEEM) (Fig.2 b), soit illuminés par un faisceau laser Ti:Sa femtoseconde (microscopie électronique par photoémission PEEM). Sous illumination optique, les plasmons de surface sont excités sur le réseau métallique. L'imagerie électronique permet ensuite de faire une cartographie de la densité électronique sur la surface et donc de la densité des modes plasmoniques excités. Le PEEM (Fig.2 a) permet ainsi d'explorer l'efficacité du couplage de la lumière aux SPP par imagerie de surface en fonction de la longueur d'onde et de l'état de polarisation du faisceau d'excitation. Les mesures en PEEM et LEEM réalisées sur les opales métalliques ont mis en évidence la présence de franges et de point chauds à l'entrefer des billes de silice. La dépendance en longueur d'onde et en polarisation de l'émission électronique est une signature du couplage entre les modes plasmons (SPP et modes localisés) et la lumière incidente. Ces expériences de réflectivité spéculaire et de PEEM/LEEM ont ensuite été confrontées afin de permettre une meilleure compréhension du couplage de la lumière aux plasmons. Afin d'étudier la fluorescence de nanoémetteurs couplés à une surface d'or corruguée, nous avons évaporé une couche intermédiaire de 80nm de silice, afin d'éviter le couplage aux modes de perte (*quenching*), puis déposé des nanocristaux de CdSe/ZnS sur la silice. Nous avons ensuite réalisé des spectres d'émission résolus en angle et en polarisation. En polarisation p, l'émission est augmentée avec une dépendance en longueur d'onde aux angles correspondant à la condition d'accord de phase entre les vecteurs d'onde de la lumière et des SPP, via le réseau (observée pour les opales corruguées sans nanocristaux). Comme les SPP sont des ondes TM, cette augmentation de l'émission met en évidence l'excitation de modes plasmons par les nanocristaux et la ré-émission des SPP en champ lointain dans la polarisation p. Pour quantifier l'extraction et la ré-émission par le réseau des SPP, nous avons comparé les spectres obtenus avec ceux obtenus dans le cas de nanocristaux déposés sur une surface d'or plane. Nous avons obtenu une estimation fiable du taux de rayonnement des SPP (rapport entre les SPP rayonnés et excités), qui démontre une amélioration de l'intensité de fluorescence (Fig.1 c).

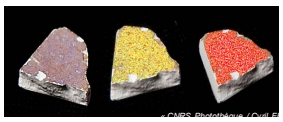
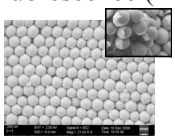
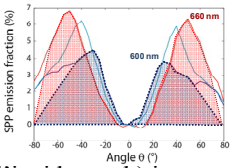
a)  b)  c) 

Fig. 1: a) cristal plasmonique illuminé par lampe blanche pour différents angles d'incidence, b) images MEB d'une opale recouverte (échelle en bas à gauche: 200nm). c) ratio de l'extraction des SPP en émission de champ lointain.

a) b)

Fig. 2: a) image d'une opale recouverte d'or par PEEM en polarisation p, b) superposition d'images d'une opale recouverte d'or par PEEM et LEEM à 875nm.

Les méthodes expérimentales développées ici peuvent être généralisées à d'autres systèmes et sont susceptibles de fournir un outil intéressant pour la mise en œuvre de processus d'extraction de la lumière.

[1] H. Frederich, F. Wen, J. Laverdant, L. Coolen, C. Schwob, A. Maître, Optics Express 19, 24424 (2011)
[2] L. Douillard, F. Charra, J. Phys. D: Appl. Phys. 44, 464002 (2011)

INGENIERIE MODALE ET CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE GUIDES EN CRISTAUX PHOTONIQUES PAR LA THEORIE DU MILIEU EFFECTIF

X.Pommarede[1], A.Talneau[1], C.Pang[2] and H.Benisty[2]

1-Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, route de Nozay, F-91460 Marcoussis
2-IOGS, Laboratoire Charles Fabry, 2 Ave Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau cedex, France

anne.talneau@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

La théorie du milieu effectif est mise en œuvre pour décrire le comportement modal de guides silicium hybrides en cristaux photoniques quand le cristal est utilisé à des longueurs d'onde plus petites que le gap photonique. Le couplage TE/TM obtenu par le calcul dans le cas de la géométrie exacte est aussi obtenu quand la représentation EMT est utilisée. Cette représentation permet de décrire des structures complexes comportant des motifs nanométriques, sans devoir en limiter les dimensions à cause de la trop lourde charge de calcul provenant du maillage fin nécessaire au calcul de nanostructures exactes. Sa pertinence est validé expérimentalement par la caractérisation modale de guides SOI à cristaux photoniques collés sur InP.

MOTS-CLEFS: *Nano photonique, propagation guidée, Intégration III-V sur Si, circuits intégrés photoniques hybrides*

1. INTRODUCTION

La théorie du milieu effectif –EMT– a démontré qu'elle était un outil efficace pour la modélisation de la constante diélectrique de matériaux comportant une nanostructuration 1D et 2D [1-2]. Inclure un terme du 2eme ordre dans la représentation EMT permet même de décrire l'ouverture du gap de cristaux photoniques [3]. Cette représentation a jusqu'à présent été validée pour des dispositifs fonctionnant en ondes planes.

Nous proposons ici l'étude de sa pertinence pour les modes guidés existant dans des guides en cristaux photoniques, dans un domaine de longueur d'onde plus petit que le gap photonique du cristal. Dans le contexte des dispositifs de photonique intégrée hybride sur Si, une nano structuration du guide Si peut contribuer à améliorer le comportement modal et thermique des dispositifs [4]. Dans ces structures complexes, le calcul modal peut demander des moyens très importants quand on veut inclure une nano structuration, à cause du maillage fin nécessaire à la représentation des nano structures. Nous montrons ici, via le couplage TE/TM, que la représentation EMT permet de décrire correctement le comportement modal de guides incluant un cristal photonique. Ceci donne accès à une très grande facilité de calcul pour l'ingénierie modale des dispositifs d'optique intégrée hybride. Cette représentation est validée par l'étude expérimentale de la dispersion de l'indice de groupe de guides SOI à cristaux photoniques collés sur InP par collage hétéroépitaxial.

2. THEORIE DU MILIEU EFFECTIF POUR DECRIRE LE CRISTAL PHOTONIQUE

L'EMT représente un matériau nano structuré quand sa périodicité Λ est beaucoup plus petite que la longueur d'onde λ , $\alpha=\Lambda/\lambda<<1$ [1-3]. Le matériau nano structuré se comporte comme un milieu uniaxe. Nous considérons ici les 2 cas de nano structuration : tranchées d'air ou trous d'air dans du silicium. Ce matériau définira le confinement latéral du guide silicium, pour une propagation dans la direction z. On voit en fig.1 les indices ordinaires no et extraordinaires ne, en fonction du facteur de remplissage en air surfacique, pour les 2 cas. Dans une direction d'invariance, la constante diélectrique est calculée correctement comme étant la valeur moyenne des constantes des matériaux constitutifs. Dans le cas de tranchées d'air, la constante diélectrique extraordinaire est obtenue en faisant l'inverse de la moyenne. Dans le cas de trous, l'indice ordinaire, dans le plan des trous, est obtenu à partir de la

courbe de dispersion du cristal photonique calculé par la méthode d'expansion en ondes planes [4]. Nous avons aussi vérifié la validité de la relation approchée proposée en [2].

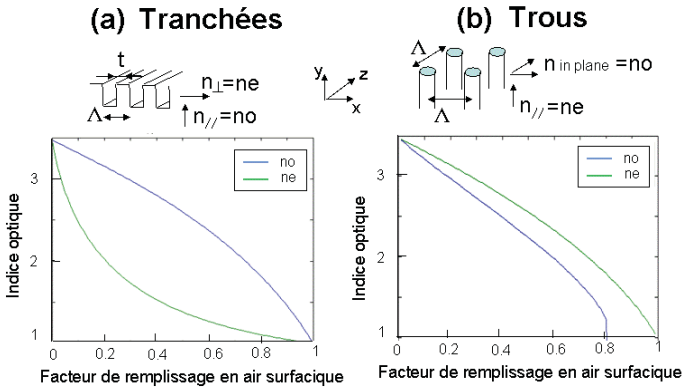


Fig.1 : Indice ordinaire et extraordinaire, en fonction du facteur de remplissage en air, (a) cas des tranchées (b) cas des trous

3. CALCUL DES MODES PROPRES D'UN GUIDE EN CRISTAL PHOTONIQUE : GEOMETRIE EXCATE VERSUS REPRESENTATION EMT

Nous calculons maintenant les modes propres d'un guide en cristal photonique, dans le cas d'un guide Si dans SOI avec une membrane InP collée par collage heteroepitaxial [5]. Le guide Si comporte une nano structuration pour le confinement latéral. Nous utilisons le module RF du mode solver commercial COMSOL. Les 2 polarisations TE et TM sont calculées. Une étude paramétrique est faite, selon la largeur *w* du guide Si, pour différentes profondeur des motifs *H* , et plusieurs facteurs de remplissage en air *f*. Les 2 types de motifs –tranchées et trous- sont étudiés. Nous reportons ici le détail de l'étude dans le cas des tranchées.

Dans le cas d'une nanostructuration par des tranchées d'air dans la direction de propagation, la fig.2 montre le facteur de confinement dans le guide Si du mode fondamental TE, Γ TE0, en fonction de la largeur du guide Si, pour différentes profondeurs des tranchées et un facteur de remplissage en air ff=0.1, (a) dans le cas de la géométrie exacte comportant 30 tranchées de 10nm de large, et une période de 100nm, et (b) dans le cas de la représentation EMT.

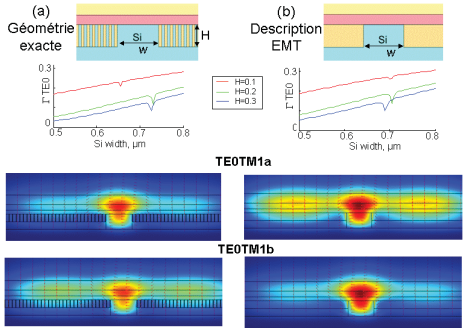


Fig.2 : en haut a) géométrie exacte b) description EMT Dans les 2 cas, facteur de confinement du mode fondamental TE0 pour 3 profondeurs de tranchées et f=0.1 En bas, Norme du champ électrique des 2 modes hybrides

Les deux graphes montrent localement une diminution de Γ TE0 provenant du couplage entre TE0 et TM1. La norme du champ électrique des 2 modes couplés est représentée dans le cas de l'hybridation pour H=0.2. On voit que la représentation EMT calcule correctement ce mécanisme de couplage. Il reste néanmoins un écart de l'ordre de 3.5% sur la largeur du guide pour laquelle ce couplage a lieu. Cette limitation pourrait provenir de la mauvaise représentation par l'EMT de la géométrie anguleuse des coins, qui sont nombreux dans cette structure. Hors de la zone de couplage, l'EMT conduit aux mêmes modes que le calcul exact.

Dans le cas d'une structuration par des trous, le même mécanisme est observé, et de la même façon, l'EMT conduit à une largeur du guide pour le couplage légèrement différente de celle donnée par le calcul exact.

4. VALIDATION EXPERIMENTALE

Nous étudions expérimentalement le comportement modal de guides en cristaux photoniques réalisés dans un guide Si sur SOI, et collés sur InP. Nous recherchons les paramètres du CP permettant d'obtenir un guide large dans un Si épais -500nm- , tout en restant monomode. La Fig.3-a est une image SEM de la face clivée d'un guide CP dans Si, couvert par un membrane InP collée par collage heteroepitaxial [5] . Des guides avec deux faces clivées, ayant des largeurs allant de 0.8µm à 1.4µm et comportant 20 rangées de trous de 50nm de diamètre au pas de 150nm ont été mesurés à l'aide d'un set-up end-fire contrôlé en polarisation. Par transformée de Fourier des spectres de transmission sur différentes fenêtres spectrales [6], on accède à l'indice de groupe ainsi qu'à sa dispersion. La Fig. 3-b montre la Transformée de Fourier de la transmission mesurée en polarisation TE sur le domaine 1410-1610nm, pour 4 fenêtres de 50nm, dans le cas du guide w=1.4µm. Ce guide large est monomode, d'indice de groupe ng=3.62+/-0.05 de faible dispersion. L'EMT permet de faire avec des moyens de calcul standard le calcul modal pour un grand nombre de longueurs d'onde, et d'obtenir ainsi la dispersion de ng, ce qui demanderait des temps de calcul très importants si l'on utilisait la géométrie exacte incluant les 20 rangées de trous du cristal photonique. Les valeurs obtenues pour ng par le calcul EMT sont très proches, un peu plus faibles, que celles mesurées. Le calcul conforte la très faible dispersion de ng.

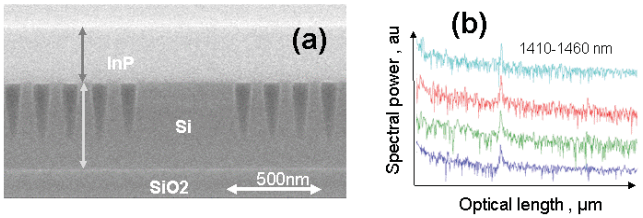


Fig.3 : Membrane InP collée sur un guide Si à cristaux photoniques a) photo SEM d'une face clivée b) Transformée de Fourier à 4 fenêtres du spectre de transmission d'un guide w=1.4µm

5. CONCLUSION

Nous avons montré que la représentation EMT permet ce calculer correctement le comportement modal de guides de grandes dimensions comportant des nano structures complexes de géométries plus petites que la longueur d'onde guidée. Cette représentation permet de mener ces calculs sur des moyens de calcul standard sans limitation sur la taille des structures calculées. Nous avons validé le calcul modal incluant la représentation EMT en mesurant la dispersion de l'indice de groupe de guide Si collé sur InP et confiné latéralement par un cristal photonique opérant en dessous du gap photonique.

Remerciements : Ce travail a été mené dans le cadre du projet ANR P2N COHEDIO

RÉFÉRENCES

[1] F.T.Chen and H.G.Craighead, Opt. Lett., **20**,121 (1995)
[2] R.Brauer et O.Bryngdahl, Appl. Opt., **33**,7875 (1994)
[3] P.Lalanne Appl. Opt., **35**, 5369 (1996)
[4] C.Pang and H.Benisty Photonics and Nanostructures Fundamental and Applications http://dx.doi.org/10.1016/j.photonics.2012.12.003 (2013)
[5] A.Talneau et al., IPRM'2012, Santa Barbara, Tu-2E.2
[6] A.Talneau, K.H.Lee and I.Sagnes, Phot. Technol. Lett., **21**,775 (2009)

FIBRES MICROSTRUCTUREES EN VERRES DE CHALCOGENURES POUR LA CONVERSION DE LONGUEUR D'ONDE ET LA DETECTION D'ESPECES CHIMIQUES

Johann Troles[1], Laurent Brilland[2], Perrine Toupin[1], Guillaume Canat[3], Thierry Chartier[4], Pascal Besnard [4], David Mechin[2]

[1] *Equipe Verres et Céramiques, CNRS, UMR 6226 Sciences chimiques de Rennes, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes*
[2] *PERFOS plateforme R&D de Photonics Bretagne, 11 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion,*
[3]*ONERA, Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau*
[4] *FOTON, CNRS, UMR 6082, Enssat, 6 rue Kerampont, CS 80518, 22305 Lannion*

johann.troles@univ-rennes1.fr

RESUME

L'élaboration de fibres microstructurées à base de verres de chalcogénures, à faibles pertes optiques, présentant des propriétés de transparence infrarouge et optiques non linéaires permet d'envisager de nombreuses applications dans le domaine du transport de puissance infrarouge, la régénération de signaux de télécommunication, la génération de sources super-continuum ainsi que la détection d'espèces chimiques dans l'infrarouge.

MOTS-CLEFS : *Verres de chalcogenures, fibres microstucturées, infrarouge, optique non linéaire*

1. INTRODUCTION

Les verres de chalcogénures peuvent être transparents du visible au moyen infrarouge (IR). De plus ces verres présentent de fortes propriétés optiques non linéaires. En effet, l'indice de refraction non linéaire des verres à base de soufre est plus de 100 fois supérieur à celui de la silice, et il peut l'être jusqu'à 1000 fois pour les verres à base de sélénium et de tellure [1]. Depuis le milieu des années 1990, un nouveau type de fibres, les fibres optiques microstructurées (FOM) suscite un intérêt considérable de la part de la communauté scientifique [2]. Les premières études ont concernées les fibres en verre de silice, puis les verres spéciaux et verres de chalcogénures [3; 4]. La méthode de préparation des préformes de fibrage la plus utilisée est la méthode du stack and draw. Cependant, dans le cas des verres de chalcogénures cette méthode est à l'origine de pertes optiques importantes [5]. Notre étude a porté sur l'élaboration de FOM par une méthode de moulage permettant d'améliorer sensiblement la transmission de ces fibres [6]. Les performances optiques des fibres ont alors permis d'envisager et d'étudier des applications en optique non linéaire pour la conversion de longueur d'onde télécom , l'étude de laser Brillouin [7], la génération de super continuum [8]et la détection de signatures chimiques dans l'IR [9].

2. FABRICATION DES PREFORMES ET DES FIBRES

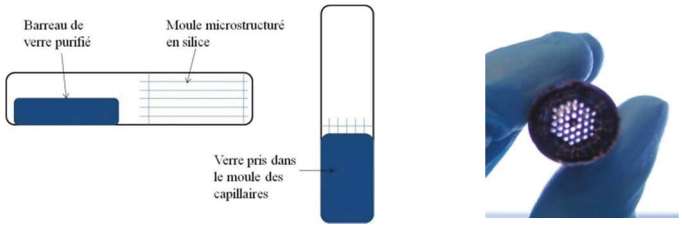


Figure 1 : Schéma de la technique du moulage

La méthode utilisée pour la fabrication des préformes de fibrage s'appuie sur le principe du moulage. L'idée générale du processus de fabrication de la préforme est assez simple : on coule le verre de chalcogénures sur un moule entièrement en silice. Un barreau de verre purifié est inséré dans une ampoule de silice contenant le moule. L'ensemble est chauffé, et, lorsque que la température de ramollissement est atteinte, le verre est coulé sur le moule pour en prendre la forme (figure 1). Une fois que le verre est en place dans le moule, l'ensemble est trempé, de façon à figer le verre, puis recuit. Le moule de silice est finalement retiré par traitement chimique et le verre moulé est prêt à être fibré. Toute l'originalité et la complexité de la méthode réside dans la fabrication du moule en silice. Cette méthode permet de réaliser des géométries très différentes et peut s'adapter à différents verres de chalcogénures. La figure 2 donne quelques exemples de fibres réalisées.

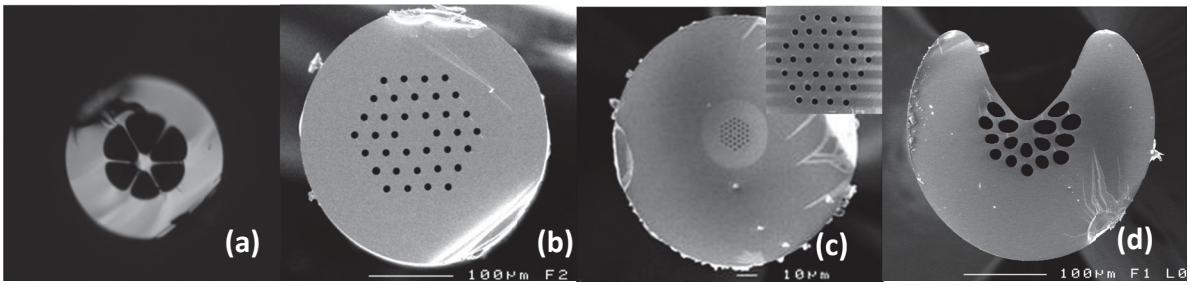


Figure 2 : Différentes géométries obtenues, large cœur suspendu (fibre a), fibre "infiniment" monomode (fibre b), fibre à petit cœur (fibre c), fibre à cœur exposé (fibre d)

Il a été montré que la méthode permet d'obtenir des FOM présentant des pertes proches des pertes optiques du verre de départ. Par la méthode de stack and draw, les pertes atteignent au minimum 3 dB/m à 1,55 µm et ne diminuent pas en dessous de 1 dB/m aux plus grandes longueurs d'onde [5]. Par moulage, les pertes optiques à 1,55 µm sont comprissent entre 0,4 et 0,8 dB/m. Le minimum d'atténuation à la longueur d'onde de 3,7 µm est inférieur à 50 dB/km [10]. De plus, dans la plage de longueur d'onde correspondant à la fenêtre atmosphérique de 3-5 µm, la fibre ne présente pas de bande d'absorption supérieure à 1 dB/m[10].

3. CONVERSION DE LONGUEUR D'ONDE ET DETECTION IR

Les performances optiques des fibres ont alors permis d'étudier différentes applications comme la détection d'espèces chimiques en utilisant une fibre présentant un cœur exposé au milieu extérieur (figure 2d), mais également la conversion de longueur d'onde par effets non linéaires dans des fibres à très petits cœurs (figure 2c). Les conversions de longueur d'onde été étudiées à la longueur d'onde télécom dans le cadre de la réalisation de laser Brillouin ainsi que le démultiplexage et la conversion longueur tout optique de signaux par mélange à quatre ondes. Plus loin dans l'IR, l'étude de génération de longueur d'onde IR a permis la mise en évidence de quatre sauts Raman successifs et la génération de super-continua par pompage à 1,995 µm (en regime ns et ps respectivement).

Une des caractéristiques la plus spécifique des verres et fibres de chalcogènures est leur transparence dans l'IR. On notera que la fenêtre de transmission correspond à des domaines de longueur d'onde dans lesquels on trouve la plupart des signatures chimiques et biologiques des composés organiques. Dans ce contexte, nous avons montré que la sensibilité d'une fibre microstructurée présentant un cœur exposé est plus importante que celle d'une fibre monoindice présentant le même diamètre extérieur.

CONCLUSION

Notre étude a permis d'obtenir des fibres microstructurées en verres de chalcogènures à faibles pertes (< 1dB/m) dans le domaine 1,5-10 µm. Nous avons démontré que le moulage est possible et qu'il a peu d'influence sur la transmission du verre. En effet, les pertes des fibres microstructurées en verres de chalcogénures sont maintenant au niveau des pertes du matériau. Ces bons résultats permettent d'envisager de nombreuses applications telles que la régénération et le démultiplexage de signaux télécom, la génération d'effets Brillouin, le transport de puissance infrarouge mais aussi la génération de sources super-continuum et la détection de signatures chimiques et biochimiques dans le moyen IR.

RÉFÉRENCES

[1] J.S. Sanghera, C.M. Florea, L.B. Shaw, P. Pureza, V.Q. Nguyen, M. Bashkansky, Z. Dutton, and I.D. Aggarwal, "Non-linear properties of chalcogenide glasses and fibers". Journal of Non-Crystalline Solids 354 462-467, 2008.

[2] J.C. Knight, T.A. Birks, P.S.J. Russell, and D.M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding". Opt. Lett. 21 1547, 1996.

[3] L. Brilland, F. Smektala, G. Renversez, T. Chartier, J. Troles, T.N. Nguyen, N. Traynor, and A. Monteville, "Fabrication of complex structures of Holey Fibers in chalcogenide glass". Optics Express 14 1280-1285, 2006.

[4] T.M. Monro, Y.D. West, D.W. Hewak, N.G.R. Broderick, and D.J. Richardson, "Chalcogenide holey fibres". Electronics Letters 36 1998-2000, 2000.

[5] L. Brilland, J. Troles, P. Houizot, F. Desevedavy, Q. Coulombier, G. Renversez, T. Chartier, T.N. Nguyen, J.L. Adam, and N. Traynor, "Interfaces impact on the transmission of chalcogenide photonic crystal fibres". Journal of the Ceramic Society of Japan 116, 2008.

[6] Q. Coulombier, L. Brilland, P. Houizot, T. Chartier, T.N. Nguyen, F. Smektala, G. Renversez, A. Monteville, D. Méchin, T. Pain, H. Orain, J.-C. Sangleboeuf, and J. Trolès, "Casting method for producing low-loss chalcogenide microstructured optical fibers". Opt. Express 18 9107-9112, 2010.

[7] K.H. Tow, Y. Leguillon, S. Fresnel, P. Besnard, L. Brilland, D. Mechin, P. Toupin, and J. Troles, "Toward More Coherent Sources Using a Microstructured Chalcogenide Brillouin Fiber Laser". Photonics Technology Letters, IEEE 25 238-241, 2013.

[8] M. Duhant, W. Renard, G. Canat, J. Troles, P. Toupin, L. Brilland, F. Smektala, A. Betourne, P. Bourdon, and G. Renversez, "Mid-infrared strong spectral broadening in microstructured tapered chalcogenide AsSe fiber" Fiber Lasers Ix: Technology, Systems, and Applications, San Francisco, 2012.

[9] P. Toupin, L. Brilland, C. Boussard-Pledel, B. Bureau, D. Mechin, J.-L. Adam, and J. Troles, "Comparison between chalcogenide glass single index and microstructured exposed-core fibers for chemical sensing". Journal of Non-Crystalline Solids in press, 2013.

[10] J. Troles, Q. Coulombier, G. Canat, M. Duhant, W. Renard, P. Toupin, L. Calvez, G. Renversez, F. Smektala, M. El Amraoui, J.L. Adam, T. Chartier, D. Mechin, and L. Brilland, "Low loss microstructured chalcogenide fibers for large non linear effects at 1995 nm". Opt. Express 18 26647-26654, 2010

REALISATION DE STRUCTURES OPTIQUES VERTICALES EN VERRES DE CHALCOGENURE POUR DES APPLICATIONS DANS LE PROCHE ET MOYEN INFRAROUGE

P. NĚMEC[1], J. CHARRIER[2], R. CHAHAL[5], M. CATHELINAUD[3], M. ALLIX[4], J.-L. ADAM[5], ET V. NAZABAL[5]

[1] Department of Graphic Arts and Photophysics, Faculty of Chemical Technology, University of Pardubice, Studentská 573, 53210 Pardubice, Czech Republic
[2]FOTON, UMR CNRS 6082, Enssat, 6 rue de Kerampont, BP 80518, 22305 Lannion, France
[3]Missions des Ressources et Compétences Technologiques, UPS CNRS 2274, 92195 Meudon, France
[4]CEMHTI-CNRS, Site Haute Température, Orléans, France
[5]Equipe Verres et Céramiques, UMR-CNRS 6226, Sciences Chimiques de Rennes (SCR), Université de Rennes 1, 35042 Rennes Cedex, France

joel.charrier@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Des structures verticales que sont des miroirs de Bragg et des microcavités ont été élaborées en verres de chalcogénure. Une étude préliminaire a permis d'étudier l'indice de réfraction des différentes couches de verres massifs de chalcogénure ainsi que la vitesse de formation de ces couches déposées par PLD. L'objectif de ce travail est de réaliser des microcavités actives en dopant la couche séparatrice par des ions Erbium émettant à 1,53 et à 4,65 µm.

MOTS-CLEFS : *miroir de Bragg ; microcavité ; verres de chalcogénure*

1. INTRODUCTION

Les verres de chalcogénure, de par leur transmission dans le moyen infrarouge et leurs faibles pertes optiques (moins de 1 dB/cm dans le proche infrarouge) possèdent beaucoup d'atouts pour faire des dispositifs en optique intégrée [1].
Par ailleurs, les marchés de l'industrie « laser » et des capteurs progressent régulièrement ces dernières années et ses perspectives sont prometteuses en termes d'innovation et d'applications notamment dans les domaines sociétaux tel que l'environnement, la santé… Le domaine du moyen infra-rouge, qui correspond spectralement à l'intervalle de longueurs d'onde comprises entre 3 et 25 µm, couvre les importantes fenêtres atmosphériques de 3 à 5 µm et de 8 à 12 µm, et les signatures spectrales de nombreux gaz, liquides, solides et molécules organiques. Ainsi, à la fois des sources laser discrètes ou larges, dans le moyen infrarouge suscitent un grand intérêt notamment pour la spectroscopie en temps réel, ou pour la mesure à distance... L'une des clés est notamment le développement de capteurs avec des sources intégrées dans le m-IR performantes pour développer les capteurs optiques à ces longueurs d'onde [2, 3].

Dans ce travail, nous présentons l'élaboration de miroirs de Bragg et de microcavités en verres de chalcogénures déposés par PLD et notamment la réalisation de microcavités actives en dopant la couche séparant les deux miroirs par des ions Erbium. L'évolution de l'indice de réfraction et la vitesse de formation des différentes couches en verre sont décrites. Les dispositifs optiques sont ensuite caractérisés en obtenant leurs spectres de réflectance qui sont comparés à ceux expérimentaux [4].

2. CONDITIONS EXPERIMENTALES ET DISCUSSIONS

Différentes monocouches ont d'abord été réalisés par PLD (Pulsed Laser Deposition) afin d'étudier l'évolution de leur indice de réfraction par ellipsométrie spectroscopique (Figure 1) et leur vitesse de formation. Les compositions des verres massifs de chalcogénure étudiés sont les suivantes : $Ge_{25}Sb_5S_{70}$, $Ga_5Ge_{20}Sb_{10}S_{65}$ (dopé avec 5000 ppm d'Er^{3+}), $As_{40}Se_{60}$, $Ga_{10}Ge_{15}Te_{75}$ ainsi que des couches de mullite .

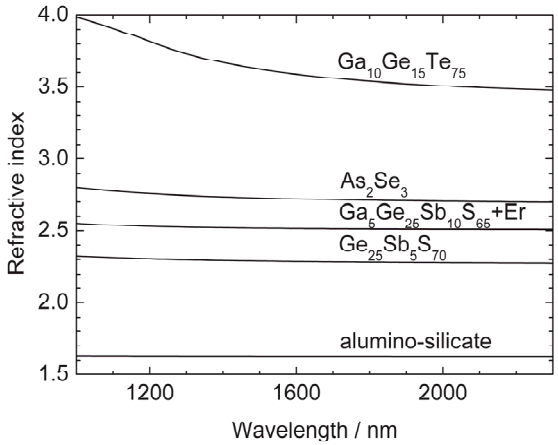


Fig. 1 : Evolution de l'indice de réfraction de différentes couches de chalcogénure et de la couche de mullite

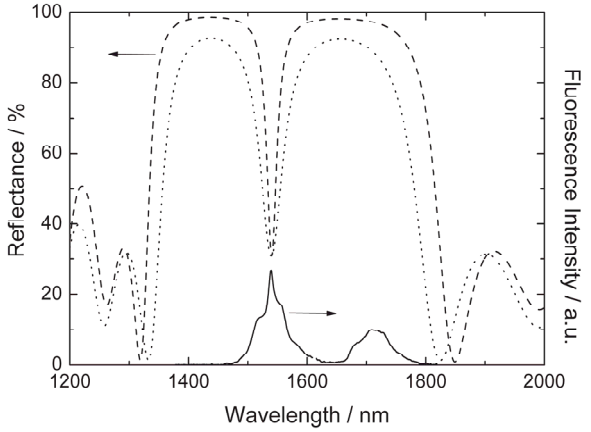


Fig. 2 : Spectres de réflectance théoriques d'une microcavité verticale constituée d'une couche séparatrice de $Ga_5Ge_{20}Sb_{10}S_{65}$ (dopée avec 5000 ppm d'Er^{3+}) entourée par deux miroirs constitués de différents nombres de motifs : $As_{40}Se_{60}$-$Ge_{25}Sb_5S_{70}$.

Ensuite à partir de ces études, les spectres théoriques de réflectance ont été calculés analytiquement à partir d'un formalisme matriciel pour obtenir la structure optique souhaitée à partir de ces verres. Nous avons choisi la réalisation de miroirs de Bragg centrés à 1550 nm ou de microcavités actives dopées par des ions Erbium également centrées à 1550 nm comme le montre la figure 2 en paramétrant les spectres théoriques par le nombre de motifs constituant les miroirs influençant ainsi la réflectance maximale.

Les figures 3 montrent les vues de profils des structures verticales réalisées obtenues par MEB et MET. Les motifs sont bien visibles et la micrographie obtenue par MET révèle bien la netteté des interfaces entre les différentes couches montrant ainsi la bonne qualité des couches élaborées et leur très faible rugosité.

Le spectre expérimental obtenu (Figure 3) semble en accord avec celui théorique mais révèle une légère déviation vers les plus faibles longueurs d'onde. Ceci est certainement dû à une légère

déviation de l'homogénéité de l'indice de réfraction des couches de chalcogénure lors de la répétition des motifs.

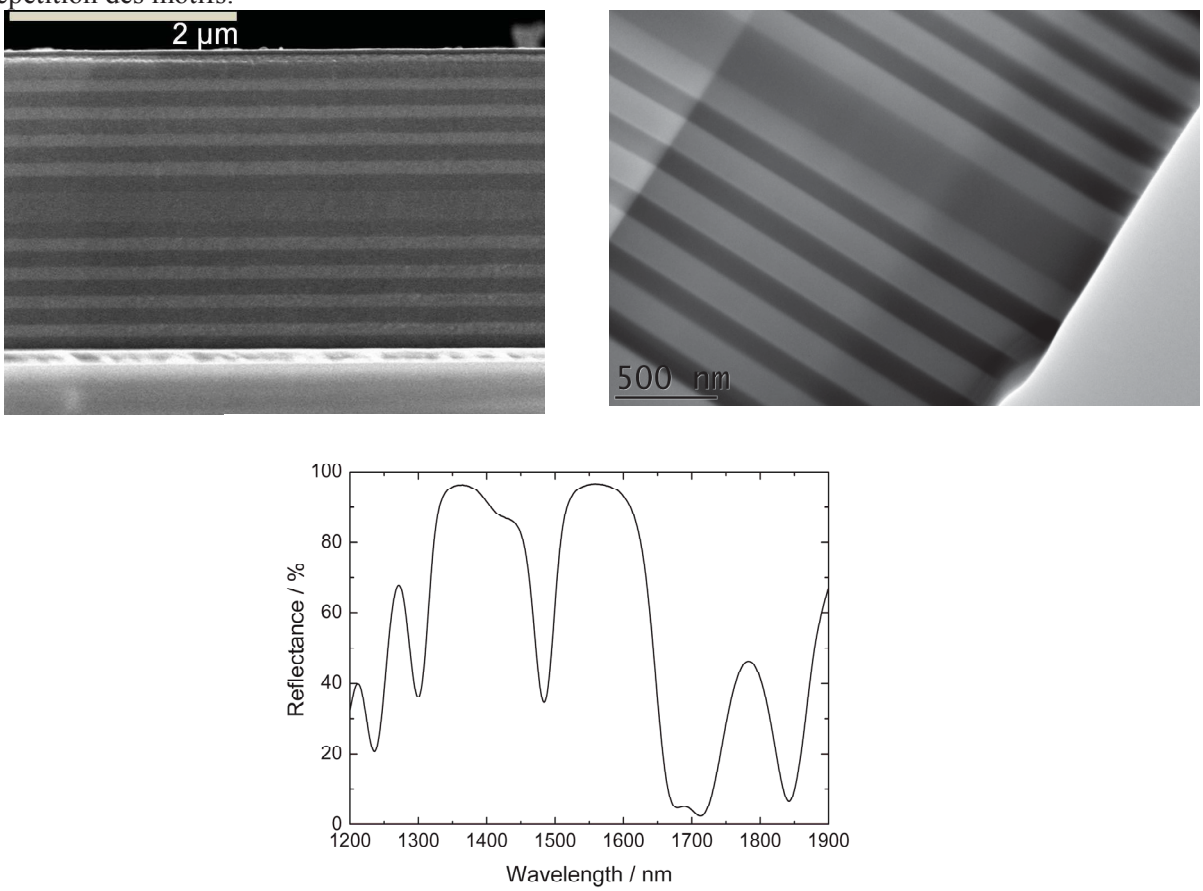


Fig 3 : Micrographies obtenues par MEB et MET (vues de profil) d'une microcavité verticale constituée d'une couche séparatrice de $Ga_5Ge_{20}Sb_{10}S_{65}$ (dopée avec 5000 ppm de Er^{3+}) entourée par deux miroirs constitués de 10 motifs $As_{40}Se_{60}$-$Ge_{25}Sb_5S_{70}$. Spectre de réflectance expérimental de la microcavité obtenue.

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons démontré, par différents exemples, la faisabilité de la réalisation de miroirs de Bragg et de microcavités en verres de chalcogénure déposés par PLD notamment centrés à des longueurs d'onde résonantes avec les ions Erbium. L'ensemble de ces résultats sera présenté.

REFERENCES

[1] J. Charrier, M.L. Anne, H. Lhermite, V. Nazabal, J.P. Guin, T. Jouan, F. Henrio, D. Bosc, J.L.Adam, "*Sulphide $Ga_xGe_{25-x}Sb_{10}S_{65}$ (x =0, 5) sputtered films: fabrication and optical characterisations of planar and rib optical waveguides*", Journal of Applied Physics, **104**, (2008) p 073110-1, 073110-8

[2] Joël Charrier, Marie-Laure Brandily, Hervé Lhermite, Karine Michel, Bruno Bureau, Fréderic Verger, Virginie Nazabal, *"Evanescent wave optical micro-sensor based on chalcogenide glass"*, Sensors & Actuators: B. Chemical, **173**, (2012), 468-476

[3] Benjamin J. Eggleton et al., « *Chalcogenide photonics* », Nature Photonics. **5** (2011), 141-148

[4] accepted in Thin Solid Films, *"Pulsed laser deposited amorphous chalcogenide and alumino-silicate thin films and their multilayered structures for photonic applications",* P. Němec**,** J. Charrier, S. Zhang, M. Cathelinaud, M. Allix,J.-L. Adam, S. Zhang and V. Nazabal

CONCEPTION ET RÉALISATION D'UNE FIBRE À LARGE CŒUR MICROSTRUCTURÉE POLARISANTE ADAPTÉE À LA TRANSMISSION D'UN FAISCEAU À 1 µM

L. Provino[1], A. Monteville[1], O. Le Goffic[1], D. Landais[1], C. Romano[2], A. Mugnier[3], C. Pareige[2], A. Haboucha[2], T. Chartier[2], D. Méchin[1], et D. Pureur[3]

[1] *Perfos, Plateforme R&D de Photonics Bretagne, 11 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France*
[2] *Laboratoire Foton, CNRS / Université de Rennes 1 (UMR 6082), Enssat, BP 80518, 22305 Lannion cedex, France*
[3] *Quantel, Etablissement R&D Lannion, 4 rue Louis de Broglie, Bât. D, 22300 Lannion, France*

lprovino@perfos.com

RÉSUMÉ

Ce travail porte sur l'influence de l'insertion de zones de contraintes sur les pertes par confinement entre les modes de polarisation d'une fibre optique à large cœur microstructurée tolérant des rayons de courbures de l'ordre de dix centimètres. Il est montré que ce type de fibre, en plus de guider un unique mode pour un rayon de courbure donné, présente un effet polarisant favorisant la propagation du mode fondamental suivant un des axes propres déterminé par la géométrie de la fibre. Une fibre à large cœur microstructurée a ainsi été réalisée et ses performances ont été étudiées expérimentalement en termes de propriétés de polarisation et de caractéristiques modales à 1064 nm.

MOTS-CLÉS : *Fibre optique ; Effet polarisant ; Large cœur ; Monomode.*

1. INTRODUCTION

Les fibres monomodes à large cœur (LMA : Large Mode Area) dopées ytterbium suscitent de grands intérêts pour la réalisation de lasers et d'amplificateurs de moyenne et forte puissance, pour différents usages industriels. Ainsi, pour un fonctionnement en régime impulsionnel où la puissance crête peut atteindre plusieurs dizaines de kilowatts, il est impératif de limiter les effets non linéaires en utilisant de telles fibres afin de conserver une qualité spectrale acceptable, en particulier dans la perspective d'une conversion de fréquence du laser infrarouge. L'avantage inhérent des fibres microstructurées (FOM) par rapport aux fibres usuelles est de permettre la maîtrise de la différence d'indice de réfraction cœur/gaine (Δn) jusqu'à des valeurs aussi faibles que 10^{-4} grâce à un ajustement précis du diamètre des trous d'air dans la gaine. La propagation d'un mode unique a ainsi été obtenue dans un cœur pouvant atteindre 100 µm de diamètre [1]. De plus, la possibilité d'insérer au plus près du cœur des éléments capables de modifier les propriétés de polarisation de ces fibres est d'un grand intérêt pour ce type d'application, qui peut requérir l'utilisation de fibres à maintien de polarisation ou polarisantes. Cependant, la condition de faible guidage ($\Delta n<10^{-3}$) fait qu'elles deviennent très sensibles aux courbures pour des tailles de cœur supérieures à 40 µm, obligeant à travailler avec de petites longueurs de fibre maintenue droite, de l'ordre du mètre.

Néanmoins, la réalisation de FOMs monomodes à LMA qui conservent la flexibilité propre à la géométrie fibrée a été rapportée par Dong *et al*. [2]. Ces fibres, dont une seule rangée de trous d'air forme le cœur, sont conçues pour présenter de faibles pertes par confinement pour le mode fondamental (FM) tout en ayant de fortes pertes par confinement pour les modes d'ordres supérieurs (HOM). Toutefois, les études théoriques menées sur ces fibres se rapportent uniquement à des structures de fibre non biréfringentes [2]. Les travaux présentés ici visent à étudier l'influence de l'insertion de zones de contraintes (SAP : Stress-Applying Parts) sur les pertes par confinement des différents modes de ces fibres à LMA en configuration passive, à 1064 nm. Les performances expérimentales d'une fibre réalisée sur la base des simulations sont aussi présentées.

2. ÉTUDE NUMÉRIQUE DE LA FIBRE À LARGE CŒUR MICROSTRUCTURÉE POLARISANTE

La coupe transverse de la fibre à LMA étudiée est schématisée en figure 1a). Dans un premier temps, les composantes de la diagonale du tenseur des contraintes normales ont été calculées avec le logiciel COMSOL basé sur la méthode des éléments finis, en appliquant l'approximation des déformations planes. Les déformations suivant l'axe de propagation liées à l'application d'une courbure sur la fibre ont également été intégrées dans le modèle. Elles induisent des contraintes qui viennent s'ajouter à celles liées aux SAPs. À partir de ces résultats, les variations des indices de réfraction, dues à l'effet élasto-optique, ont été évaluées dans toute la section transverse de la fibre.

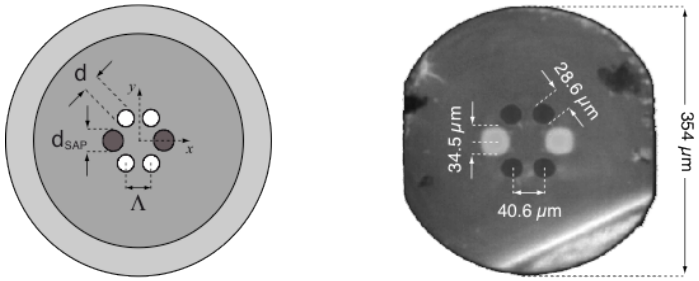


FIGURE 1 : (a) Coupe transverse d'une FOM à LMA polarisante (les trous d'air et les plots de bore étant respectivement représentés en blanc et en gris foncé). (b) Photographie de la fibre réalisée.

Finalement, une analyse modale a été menée pour calculer les pertes par courbure des FMs LP_{01} et des quatre premiers HOMs LP_{11}, quand la fibre est lovée dans le plan des barreaux de bore.

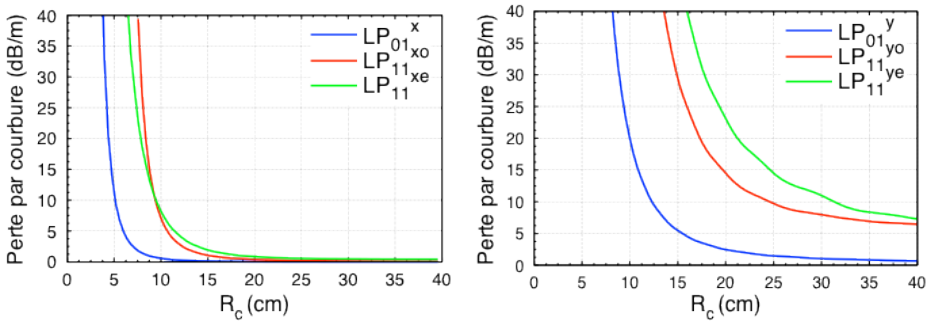


FIGURE 2 : Pertes des modes fondamentaux et des quatre premiers modes d'ordres supérieurs polarisés suivant *x* (figure de gauche) et *y* (figure de droite), en fonction du rayon de courbure à 1064 nm.

La figure 2 représente les pertes à 1064 nm en fonction du rayon de courbure R_c, pour une fibre caractérisée par un espacement Λ de 41,9 µm, un rapport d/Λ de 0,68 et un rapport d_{SAP}/Λ de 0,85. On observe sur cette figure que le FM polarisé suivant *x* (axe lent) présente des pertes bien plus faibles que pour le FM polarisé suivant *y* (axe rapide), avec des pertes par courbure négligeables au-delà de $R_c \approx 10$ cm. En conséquence, la propagation du FM polarisé dans le plan des SAPs est favorisé au détriment de l'autre FM, menant à un effet polarisant pour des valeurs de $R_c < 15$ cm. En ce qui concerne les HOMs, ils présentent des pertes supérieures aux FMs quelque soit l'axe de polarisation, mais pour des valeurs de $R_c > 20$ cm le mode polarisé suivant *x* peut être source de dégradation de la qualité du faisceau en sortie de fibre. En revanche, celui polarisé suivant *y* présente des pertes supérieures à 5 dB/m même quand la fibre est maintenue droite.

3. FABRICATION ET CARACTÉRISATIONS DE LA FIBRE

Sur la base des résultats précédents, nous avons réalisé une fibre avec une géométrie similaire à celle étudiée ci-dessus. La fibre fabriquée (figure 1b)) présente un cœur légèrement elliptique défini par un grand axe et petit axe respectivement égaux à 52,6 µm et 46,7 µm. Afin d'orienter l'enroulement suivant l'axe lent, nous avons usiné sur la préforme de la fibre deux méplats de part et d'autre du cœur, perpendiculaires à l'axe d'alignement des deux plots de bore.

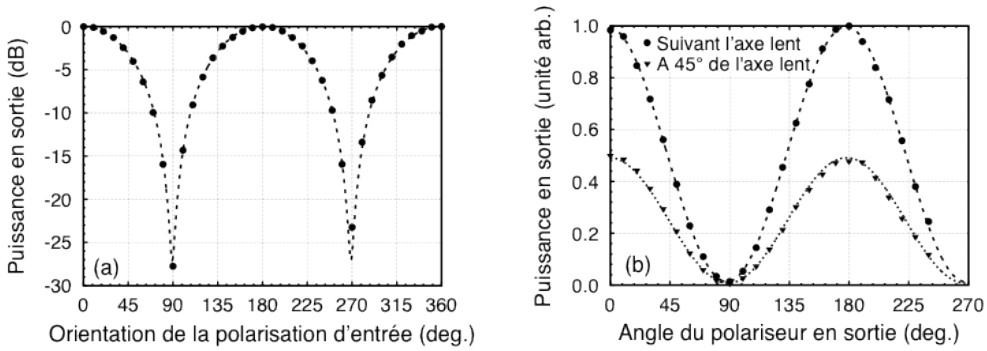


FIGURE 3 : (a) Puissance en sortie de fibre en fonction de l'orientation de la polarisation d'entrée. (b) Puissance en sortie de fibre en fonction de l'angle du polariseur d'analyse pour deux orientations de la polarisation d'entrée.

Les résultats expérimentaux présentés ci-après ont été réalisés pour une fibre de 1,20 m enroulée avec un rayon de courbure de 10 cm. La source laser, injectée en espace libre dans la fibre, est une diode laser monomode à 1064 nm polarisée linéairement. La figure 3a) montre l'évolution de la puissance en sortie de fibre en fonction de l'angle entre la polarisation en entrée de fibre et l'axe lent de la fibre. La différence de perte entre une injection suivant l'axe lent et une injection suivant l'axe rapide est de 27 dB. Conformément à la figure 2, ces résultats montrent que les pertes des modes polarisés suivant l'axe rapide sont supérieures à celles des modes polarisés suivant l'axe lent. Comme illustré par la figure 3b), l'analyse de la polarisation en sortie de fibre, montre que, quelle que soit la polarisation d'entrée, la polarisation de sortie reste linéaire et est orientée suivant l'axe lent de la fibre avec un taux d'extinction de 19 dB environ. Ces résultats confirment le caractère polarisant de la fibre.

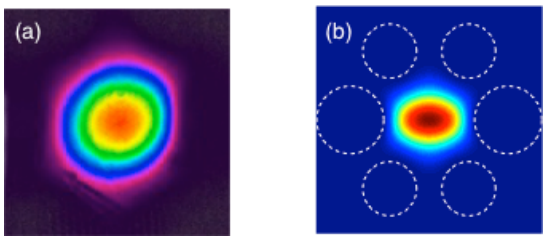


FIGURE 4 : (a) Profil du mode en sortie de fibre. (b) Profil simulé du FM polarisé suivant l'axe lent.

La figure 4a) montre la distribution d'intensité du mode en sortie de fibre similaire à celle obtenue par simulation (figure 4b)) avec le logiciel COMSOL. Le diamètre de mode (à $1/e^2$ de l'intensité) suivant x est de 40 µm et il est de 37 µm suivant y, ce qui correspond à une aire effective d'environ 1162 µm^2. Des mesures de la qualité de faisceau ont montré que le facteur M^2 suivant x est de 1,5 et qu'il est de 1,2 suivant y.

CONCLUSION

Nous avons ici étudié numériquement et expérimentalement l'influence de l'insertion de zones de contraintes dans une fibre microstructurée à large cœur courbée. Les résultats ont montré que la fibre ainsi développée, qui possède un diamètre moyen de cœur de 50 µm, présente un caractère polarisant en plus de permettre une propagation monomode transverse pour des rayons de courbures inférieurs à 15 cm. D'autres géométries sont en cours d'étude et de réalisation.

Ce travail a été financé par la Région Bretagne dans le cadre du projet Green Laser.

RÉFÉRENCES

[1] J. Limpert *et al.*, "Extended single-mode photonic crystal fiber lasers", Opt. Express, vol. 14, pp. 2715-2720, 2006.

[2] L. Dong, X. Peng, and J. Li, "Leakage channel optical fibers with large effective area", J. Opt. Soc. Am. B., vol. 24, pp. 1689-1697, 2007.

FIBRE MICRO-STRUCTURÉE DOPÉE ERBIUM FAIBLEMENT MULTIMODE POUR L'ÉGALISATION DES GAINS MODAUX EN BANDE C.

Guillaume LE COCQ, Laurent BIGOT, Antoine LE ROUGE, Géraud BOUWMANS, Hicham EL HAMZAOUI, Karen DELPLACE, Mohamed BOUAZAOUI, Yves QUIQUEMPOIS

PhLAM/IRCICA, Université Lille 1, CNRS UMR8523/USR3380, 59658 Villenenuve d'Ascq, France

guillaume.le-cocq@phlam.univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Dans ce travail, des résultats théoriques et expérimentaux sur des fibres dopées erbium qui supportent et amplifient six modes spatiaux sur la bande C sont présentés. Les profils de dopant erbium complexes qui sont requis semblant difficiles à réaliser par procédé MCVD, micro-structurer le coeur d'une fibre apparaît être une alternative intéressante pour réaliser une fibre permettant l'égalisation du gain des différents modes et des différentes longueurs d'onde. Des simulations et la réalisation d'une telle fibre sont présentées dans ce travail.

MOTS-CLEFS : *Amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) ; Multiplexage Modale (MDM) ; Multiplexage Spatial (SDM) ; Fibre Multimode (MM).*

1. INTRODUCTION

Depuis 2010, le multiplexage spatial été étudié de façon intensive comme étant une possibilité technologique permettant d'éviter le "capacity crunch" [1]. Deux approches sont activement étudiées : les fibres multicoeur (MCF) et les fibre légèrement multimodes (FMF). Dans les deux cas, les composants actifs et passifs qui constituent la ligne de transmission doivent être adaptés à de telles technologies. Pour le multiplexage modal (MDM), l'architecture des amplificateurs doit être modifiée afin d'égaliser l'amplification des différents modes aux différentes longueurs d'onde utilisés. Ainsi, différentes stratégies peuvent être indépendamment appliquées : utiliser différents modes à la longueur d'onde de pompe, modifier la distribution spatiale de l'erbium et/ou faire une concaténation de différentes fibres dopées erbium [2, 3, 4]. Ce travail propose une étude théorique et expérimentale sur la possibilité d'égaliser le gain sur six modes aux différentes longueurs d'onde de la bande C. Dans un premier temps, la géométrie d'une fibre avec un profil erbium adapté au procédé MCVD est modélisée puis réalisée et caractérisée. Puis, les limites en terme de profil de concentration en erbium, accessible par procédé MCVD, sont discutées et une approche alternative basée sur la micro-structuration du coeur d'une fibre à cristal photonique est étudiée théoriquement. Enfin, la fabrication d'une telle fibre est présentée.

2. FABRICATION PAR VOIE MCVD

A partir de la géométrie de fibre étudiée dans notre précédent travail [3], l'élaboration d'un amplificateur capable d'égaliser le gain de six modes (LP_{01}, $LP_{11a\&b}$, $LP_{21a\&b}$ et LP_{02}) a été envisagée. Comme 4 de ces modes ($LP_{11a\&b}$ et $LP_{21a\&b}$) étaient déjà amplifiés de façon identique par un profil de dopage erbium en anneau, il est possible d'améliorer ce profil de dopant en ajoutant de l'erbium au centre du coeur de la fibre afin d'augmenter le gain des modes centrés (LP_{01} et LP_{02}), sans affecter le gain des modes déjà égalisés. Les dimensions de cet anneau sont déterminées par deux rayons (extérieur et intérieur), fixés à 3.5 et 7.5 μm respectivement ; ces dimensions étant déjà optimisées pour les modes décentrés [3]. Le dopage central est délimité par le rayon R_{dc}. La concentration en erbium est considérée comme plate et identique dans toutes les zones dopées (Figure 1 a)) et le profil d'indice de réfraction est considéré comme étant celui d'une FMF passive déjà utilisée pour les essais de transmissions multiplexées modalement [5]. Ainsi, une bonne correspondance entre les modes de chaque fibre est assurée. En faisant varier la valeur de R_{dc} de 0 à 3,5 μm, les gains de 24 signaux (6 modes $\times$ 4 longueurs d'onde) simultanément amplifiés ont été calculés afin de déterminer la valeur de R_{dc} qui permet d'obtenir le plus petit écart de

gain entre les signaux. Une puissance de pompe de 200 mW de pompe a été distribuée entre les modes LP_{01}, LP_{02} et LP_{03} de façon équitable (conditions d'injection centrée dans la fibre). La longueur de fibre est fixée à 35 m. Chaque signal a une puissance d'entrée de -17 dBm.

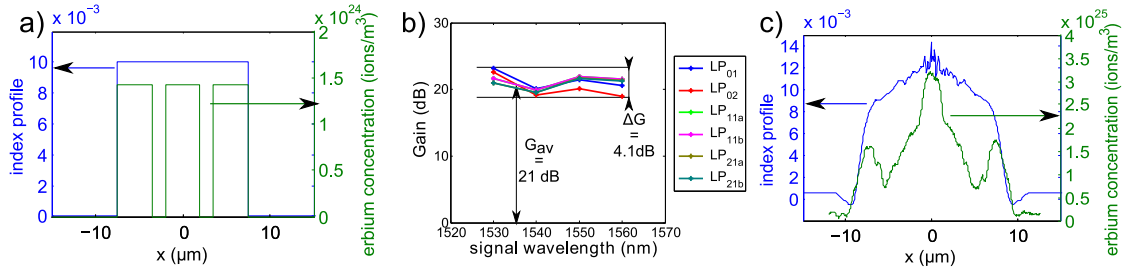


FIGURE 1 : a) Paramètres opto-géométriques de la fibre théorique. b) Simulation des gains pour 24 signaux amplifiés simultanément dans cette fibre. c) Géométrie de la fibre réalisée par MCVD.

Posons ΔG comme étant la différence entre le plus haut et le plus faible gain obtenus entre les 24 signaux. Pour la géométrie considérée, la plus faible valeur de ΔG possible (4,1 dB) est obtenue pour R_{dc} égal à 1.75 μm (Figure 1 b)). Cette valeur de ΔG est essentiellement due à la non-égalisation des gains à travers le spectre.

A partir de cette géométrie théorique simple, une première fibre a été fabriquée par procédé MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) et ses caractéristiques sont présentées sur la Figure 1 c). Le profil d'indice est proche de celui visé (FMF passive [5]) ce qui est indispensable pour réduire le couplage entre modes lorsque les deux fibres sont connectées. A contrario, le profil de dopant est loin de reproduire ce qui était désiré. Ceci est, notamment, attribué à la diffusion des ions Er^{3+} pendant les étapes de fabrication qui limite la finesse de chaque couche de dopant et influence le niveau de concentration obtenu [6]. Il semble alors difficile de réaliser, par procédé MCVD, la structure modélisée. Cette fibre a tout de même été caractérisée expérimentalement en régime d'amplification. Le même dispositif expérimental que dans notre précédent travail a été utilisé [3] pour mesurer le gain modal des modes LP_{01}, LP_{11} et LP_{21}, injectés individuellement. La longueur de fibre a été fixée à 2 m. Les modes centrés présentent un gain élevé comparativement aux modes LP_{11} et LP_{21} (respectivement 21.9, 14.1 et 12.3 dB). Ce phénomène est dû au fait que la concentration en erbium au centre du coeur est deux fois plus élevée que celle de l'anneau. Même si des perspectives d'amélioration sont envisageables, ce résultat illustre la difficulté de contrôler finement et simultanément profil d'indice et profil de dopant.

3. MICRO-STRUCTURATION DU COEUR DOPÉ ERBIUM

En se basant sur les conclusions précédentes, l'utilisation d'un coeur micro-structuré apparaît être une alternative au procédé MCVD pour obtenir un ΔG faible sur six modes et sur la bande C. En effet, micro-structurer le coeur permet de : i) "pixéliser" le profil de dopants, ii) briser la symétrie cylindrique et iii) choisir quel élément sera dopé et avec quelle concentration. Pour tester cette approche, une première géométrie de fibre photonique air/silice dont le coeur est constitué de 19 éléments - dont 4 sont non dopés - a été envisagée. Les paramètres opto-géométriques de la fibre ont été choisis de telle sorte que les dimensions du mode fondamental à 1550 nm soient proches de celles de la FMF, c'est à dire, Λ = 3,3 μm et d/Λ = 0,3 (Figure 2 a)). Pour ce profil non optimisé, ΔG est égal à 7.4 dB(Figure 2 b)). Afin de démontrer la faisabilité de l'approche proposée, un tel profil de fibre a été réalisé par méthode d'assemblage-étirage. Une photographie de la canne obtenue est présentée en Figure 2 c&d). Il convient de noter que les éléments qui composent le coeur - issus de barreaux réalisés par voie Sol-Gel - ont tous le même indice de réfraction ce qui permet de se rapprocher d'une géométrie "saut d'indice". Il est important de souligner à quel point le profil de dopant est proche de celui qui était visé (Figure 2 a)). Afin de montrer l'étendue des possibilités offertes par ce type de micro-struturation, il est possible de modifier légèrement le profil de la fibre de la Figure 2 a) : le plot centrale est, à présent, dopé avec une

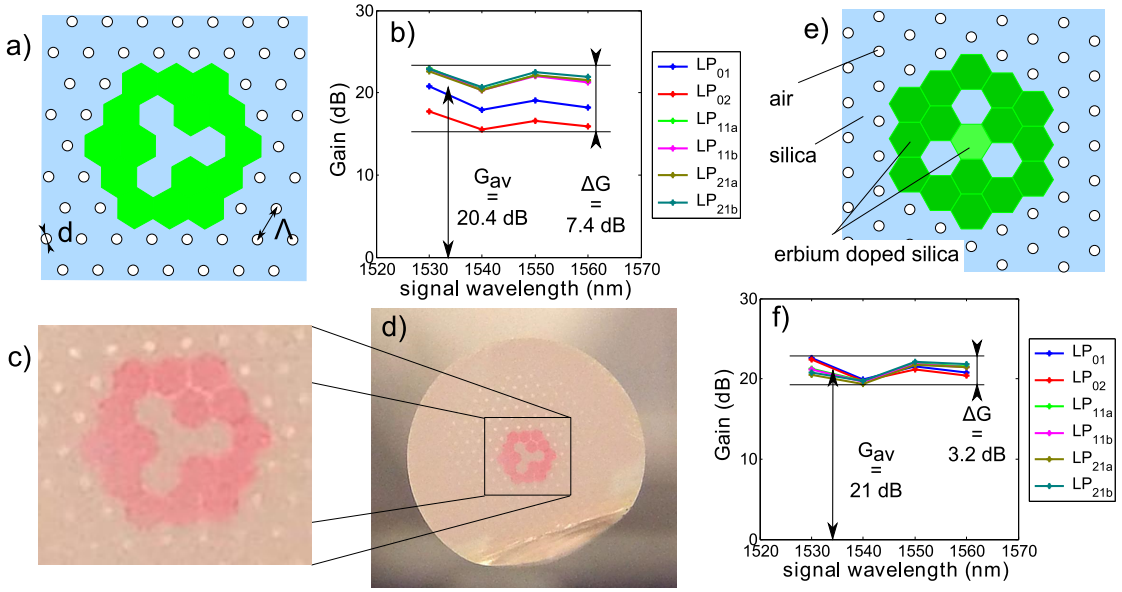


FIGURE 2 : a) Géométrie de la PCF dont le coeur est micro-structuré (4 plots non dopés, concentration identique pour les autres.) b) Gains des 24 signaux. c&d) Photographie d'une canne micro-structuré qui a été réalisée. e) Géométrie améliorée, en ajoutant de l'erbium dans le plot central, avec une concentration deux fois plus faible que les autres plots dopés. f) Gains des 24 signaux pour ce nouveau profil de fibre.

concentration deux fois plus faible que les autres plots dopés, ceci dans le but d'augmenter le gains des modes centrés (Figure 2 e)). Avec un tel profil, le gain moyen est de 21 dB, pour un ΔG de seulement 3.2 dB (Figure 2 f)). La non-platitude des gains à travers le spectre est plus importante que la non-égalisation des gains entre les modes, ce qui prouve que cette géométrie est proche d'être idéale.

CONCLUSION

Dans ce travail, une étude théorique et expérimentale a été menée sur des fibres dopées erbium qui amplifient six modes transverses. Une réduction de la différence de gain (entre les modes et à travers la bande C) jusqu'à 4.1 dB est prévue pour des géométries de fibres adaptées au procédé MCVD. Cependant, la diffusion des ions Er^{3+} rend difficile, en pratique, la réalisation de telles géométries. Une alternative qui consiste à micro-structurer le coeur d'une PCF air/silice a donc été proposée. Une égalisation des gains modaux et spectraux (ΔG) à 3.2 dB près est prévue, pour un gain moyen de 21 dB. La possibilité de réalisation d'une telle fibre a également été démontrée. Cette approche est transposable à la réalisation d'une fibre conventionnelle.

REMERCIEMENTS

Nous remercions l'Agence nationale de la recherche pour avoir participé financièrement à ce travail, ainsi que nos partenaires du projet STRADE (ANR-09-VERS-10). Nous sommes particulièrement redevables envers Alcatel Lucent et Prysmian Group pour le prêt des lames de phase et de la FMF passive.

RÉFÉRENCES

[1] A.R. Chraplyvy, *ECOC 2009*.

[2] N. Bai *et al.*, *Optics express*, **vol.19**, Issue 17 (2011).

[3] G. Le Cocq *et al.*, *Optics express*, **vol. 20**, Issue 24 (2012).

[4] M. Salsi *et al.*, *ECOC 2012*, Postdeadline Session I (Th.3.A).

[5] P. Sillard,*et al.*, *ECOC 2012*, (Tu.5.).

[6] Y. Lu *et al.*, *Applied Physics Letters*, **vol. 97**, Issue 14 (2010).

ETUDE DES FLUCTUATIONS EN TEMPS REEL ET DES CORRELATIONS SPECTRALES LORS DE LA GENERATION DE SUPERCONTINUUM

T. Godin[1], B. Wetzel[1], T. Sylvestre[1], L. Larger[1], A. Kudlinski[2], A. Mussot[2], A. Ben Salem[3], M. Zghal[3], G. Genty[4], F. Dias[5], J. M. Dudley[1]

[1] *Institut FEMTO-ST, UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France*

[2] *PhLAM/IRCICA CNRS-Université Lille 1, UMR 8523, F-59655 Villeneuve d'Ascq, France*

[3] *University of Carthage, Engineering School of Communication of Tunis (Sup'Com), GRES'Com Laboratory, Ghazala Technopark, 2083 Ariana, Tunisie*

[4] *Department of Physics, Tampere University of Technology, Tampere, Finlande*

[5] *School of Mathematical Sciences, University College Dublin, Belfield, Dublin 4, Irlande*

thomas.godin@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une étude des instabilités et des corrélations spectrales lors de la génération de supercontinuum dans les fibres à cristaux photoniques en régime femtoseconde, réalisée à l'aide d'une technique de spectroscopie ultra-rapide basée sur la transformée de Fourier par étirage temporel. A partir de ces mesures en temps réel, les dynamiques non-linéaires spécifiques ainsi que les corrélations entre les solitons et les ondes dispersives dans le spectre SC ont pu être clairement mises en évidence. Cette étude, réalisée sur la plus grande largeur spectrale à notre connaissance, suggère que la technique de spectroscopie temps-réel par transformée de Fourier dispersive soit envisagée comme un outil standard en optique ultra-rapide.

MOTS-CLEFS : *Supercontinuum ; instabilités ; optique ultra-rapide*

INTRODUCTION

Les mécanismes physiques mis en jeu lors de la génération de supercontinuum (SC) dans les fibres optiques à cristaux photoniques (PCF) sont désormais bien connus et ont fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales [1]. Toutefois, l'étude des instabilités spectrales et de l'influence du bruit lors de la génération de SC suscite aujourd'hui un fort intérêt tant pour les applications de développement de sources lasers SC que par de fortes similarités avec des instabilités extrêmes dans d'autres systèmes physiques, notamment en hydrodynamique. Ainsi, des techniques en temps réel ont été mises au point pour observer ces instabilités et d'attester de l'apparition de « vagues scélérates » optiques [2,3], mais aussi d'étudier les propriétés statistiques de SC autour de 1.5 μm [4].

Dans ce travail, nous utilisons une technique de transformée de Fourier par étirage temporel pour analyser tir-à-tir les fluctuations d'un SC femtoseconde couvrant une octave (550-1100nm). L'influence du bruit sur les différents processus non-linéaires est ensuite mise en exergue à l'aide de cartes de corrélation d'intensités spectrales, soulignant l'intérêt de cette technique pour l'étude de tels phénomènes non-linéaires ultra-rapides.

PRINCIPE ET DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental est présenté sur la Fig. 1(a) : un laser Ti:Sapphire à verrouillage de modes fournissant des impulsions d'une durée de 240 fs à 820 nm avec un taux de répétition de 80 MHz est utilisé pour pomper une PCF de 8,5 cm ayant une longueur d'onde de dispersion nulle de 780 nm. Les impulsions sont caractérisées en sortie de fibre à l'aide d'un analyseur de spectre optique ainsi que par la technique de transformée de Fourier par étirage temporel.

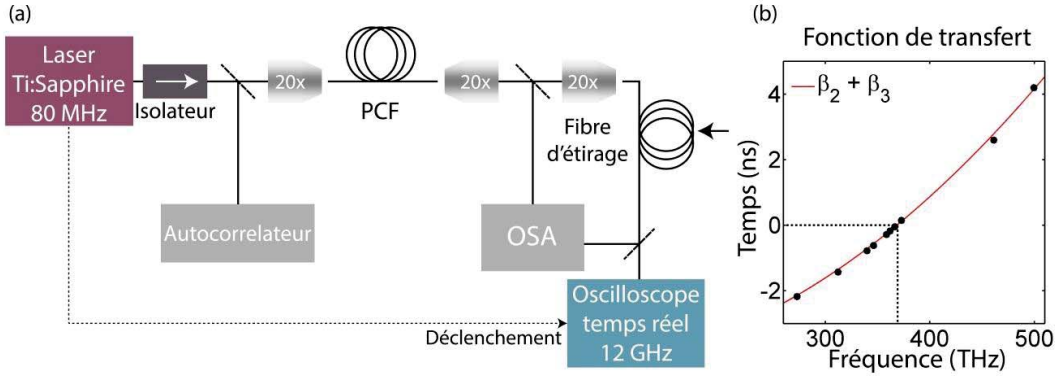


Fig. 1 : (a) Dispositif expérimental. PCF : fibre à cristaux photoniques, OSA : analyseur de spectre optique (b) Fonction de transfert : mesures expérimentales (*cercles noirs*), ajustement incluant β_2 et β_3 (*ligne rouge*).

Rappelons succinctement le principe de cette technique: si l'on considère une impulsion définie par son champ $U(t)$, avec pour transformée de Fourier $\tilde{U}(\omega)$, se propageant linéairement dans un élément dispersif de longueur L ayant une dispersion du second ordre β_{2S}, alors l'impulsion en sortie étirée temporellement aura une intensité $|U_L(t)|^2$ proportionnelle à $|\tilde{U}(t/\beta_{2S}L)|^2$, à condition que $\beta_{2S}L$ soit suffisamment grand. Ainsi, l'impulsion d'entrée subit simplement dans le processus d'étirage une conversion de la coordonnée temporelle en fréquence avec comme relation $2\pi\nu = t/\beta_{2S}L$. Dans notre expérience, la transformée de Fourier est réalisée par 100 m de fibre optique (IXFIBER IXF-SM Series) conçue spécifiquement pour être monomode sur une large plage spectrale dans le proche infrarouge. Les impulsions étirées temporellement sont finalement enregistrées à l'aide d'un système de détection rapide (photodiode et oscilloscope temps-réel) permettant de stocker des séries de ~40000 spectres. Des mesures parallèles fournies par un analyseur de spectre optique (OSA) nous permettent d'attester de la fiabilité de la technique de transformée de Fourier par étirage temporel.

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats expérimentaux obtenus pour des impulsions de pompe ayant un fort bruit en intensité (~10%) sont présentés sur la Fig. 1. Nous pouvons constater que les spectres en temps réel présentent de très fortes fluctuations (Fig.1(b)) et sommes en mesure de souligner les rares apparitions de solitons très fortement décalés vers les grandes longueurs d'onde (Fig.1(a)), que nous pouvons identifier comme des vagues scélérates optiques, non-observables à l'aide de techniques classiques. La courbe moyenne des spectres en temps réel est en très bon accord avec le spectre enregistré à l'OSA, validant la pertinence de la technique de mesure en temps réel. Nous avons ensuite analysé ces données expérimentales à l'aide de matrices de corrélation en intensité permettant de révéler l'interdépendance entre les différentes composantes spectrales du SC. L'utilisation de cette métrique de corrélation sur toute la largeur spectrale (Fig.1(c)) nous permet d'identifier des signatures caractéristiques de phénomènes tel qu'une gigue spectrale autour de plusieurs longueurs d'onde. L'interprétation en termes de bruit spectral de ces cartes de corrélation a été rendue possible par le biais de simulations numériques, dans lesquels l'influence de divers processus de bruit (gigue spectrale, bruit d'intensité dans l'automodulation de phase,…) a été testée.

Nous observons de plus des corrélations complexes entre la région de longueur d'onde correspondant à la génération de solitons et la région des courtes longueurs d'onde du SC, que nous pouvons interpréter comme provenant d'interactions entre solitons et ondes dispersives.

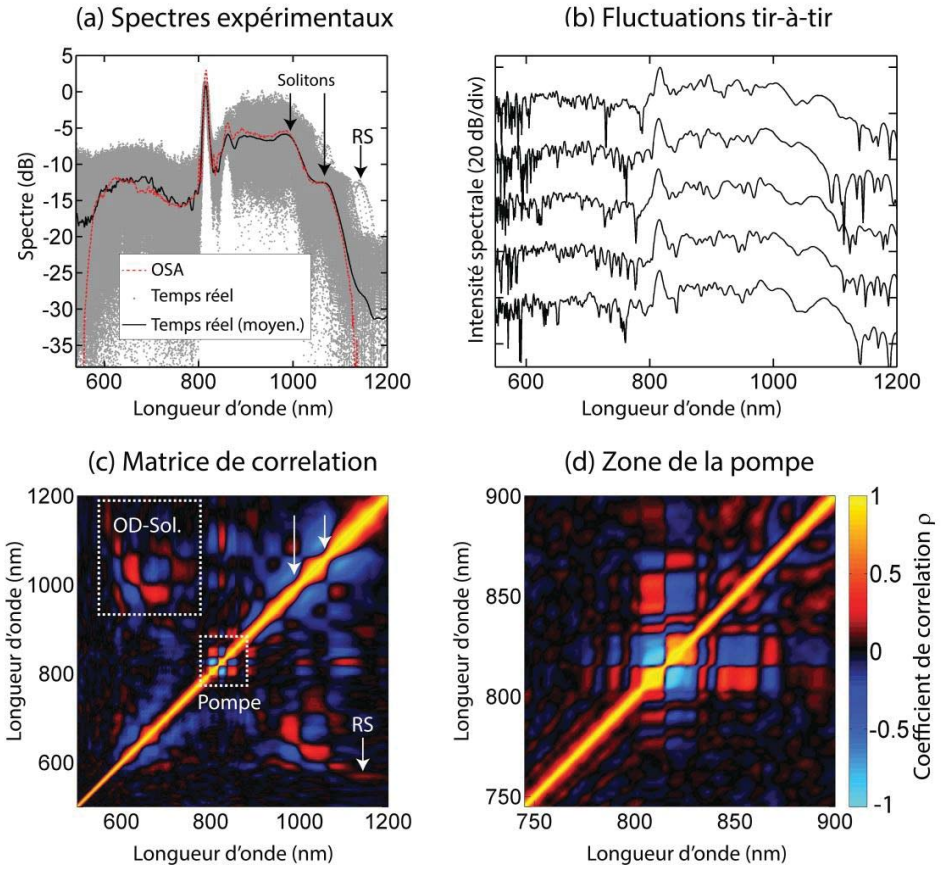


Fig. 2 : Mesures du bruit et des corrélations lors de la génération de supercontinuum dans une fibre PCF. Les flèches indiquent les solitons décalés vers les grandes longueurs d'onde ainsi que les évènements rares ayant subis un décalage extrême (*RS : rogue soliton ; OD : ondes dispersives ; Sol. : solitons*).

CONCLUSION

L'utilisation de la technique de transformée de Fourier dispersive couplée au calcul de matrices de corrélation en intensité nous a permis d'identifier les signatures caractéristiques inhérentes à la génération de supercontinuum dans les fibres optiques et de mettre en relief l'influence du bruit sur les différents processus non-linéaires mis en jeu. Cette étude suggère que ces mesures en temps réel deviennent un outil de diagnostic standard en optique non-linéaire ultra-rapide.

RÉFÉRENCES

[1] J. M. Dudley and J. R. Taylor, Eds, "Supercontinuum generation in optical fibers," Cambridge University Press (2010).

[2] D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, B. Jalali, "Optical rogue waves," Nature **450**, 1054-1057 (2007).

[3] K. Goda and B. Jalali, "Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements," Nature Photon. **7**, 102-112 (2013).

[4] B. Wetzel, A. Stefani, L. Larger, P. A. Lacourt, J. M. Merolla, T. Sylvestre, A. Kudlinski, A. Mussot, G. Genty, F. Dias, J. M. Dudley, "Real-time full bandwidth measurement of spectral noise in supercontinuum generation," Sci. Rep. **2**, 882 (2012).

PHOTONIQUE INTEGREE HETEROGENE SUR SILICIUM

X. Letartre[1]

[1] *Université de Lyon, Institut des Nanotechnologies de Lyon, UMR CNRS 5270*
Ecole Centrale de Lyon, 69130 Ecully, France
xavier.letartre@ec-lyon.fr

RÉSUMÉ

La convergence de la Photonique et de l'Electronique ("Photonics on CMOS") est aujourd'hui reconnue comme un enjeu majeur dans le domaine du traitement de l'information. Elle est en effet rendue nécessaire non seulement pour améliorer les performances des systèmes électroniques tout en réduisant leur consommation, mais aussi pour l'intégration sur une même puce de différentes fonctionnalités (capteurs optiques et circuits de traitement par exemple). Cette convergence passe nécessairement par l'intégration sur le silicium, matériau incontournable de l'électronique, de nouveaux matériaux. C'est notamment le cas des semi-conducteurs III-V indispensables à la réalisation de sources de lumières performantes. Nous montrerons que cette contrainte est aussi un atout pour l'intégration multifonctionnelle, notamment parce que l'optoélectronique bénéficie ainsi de la maturité des technologies silicium. Nous discuterons d'abord des différentes voies d'intégration de nouveaux matériaux, essentiellement III-V (collage moléculaire, hétéroépitaxie), sur silicium. Ce propos sera illustré par des exemples récents de microlasers intégrés sur silicium. Nous tracerons enfin des perspectives pour la convergence Photonique/Electronique en discutant de l'introduction d'autres matériaux tels que les oxydes métalliques ou le graphène.

MOTS-CLEFS : *Micro-Nano-Photonique, silicium, CMOS, laser*

L'association de l'électronique et de la photonique participe d'une évolution des systèmes de transport et de traitement de l'information. Elle a été avant tout motivée par l'augmentation des débits de données et s'est progressivement imposée à des communications de plus en plus courtes (Figure 1).

Les bandes passantes nécessaires au transport (et au traitement) de ces flux requièrent en effet l'exploitation d'une porteuse très haute fréquence qui ne peut être offerte que par l'optique. Depuis l'introduction de la fibre optique dans les communications longues distances, le photon s'intègre dans les systèmes à des échelles de plus en plus petites et on cherche clairement aujourd'hui à intégrer l'optique directement sur les puces CMOS. Il a fallu cependant tous les développements récents de ma micro-nano-photonique pour que les dimensions des composants d'optique intégrée deviennent compatibles avec celles des circuits électroniques et donnent lieu aux premières démonstrations industrielles [1]. Il faut aussi noter que l'introduction de la photonique sur les puces CMOS peut répondre à d'autres besoins que le transport d'informations puisqu'elle permet d'augmenter les fonctionnalités des systèmes intégrés, par exemple en associant capteurs optiques et circuits de commande et de traitement de l'information.

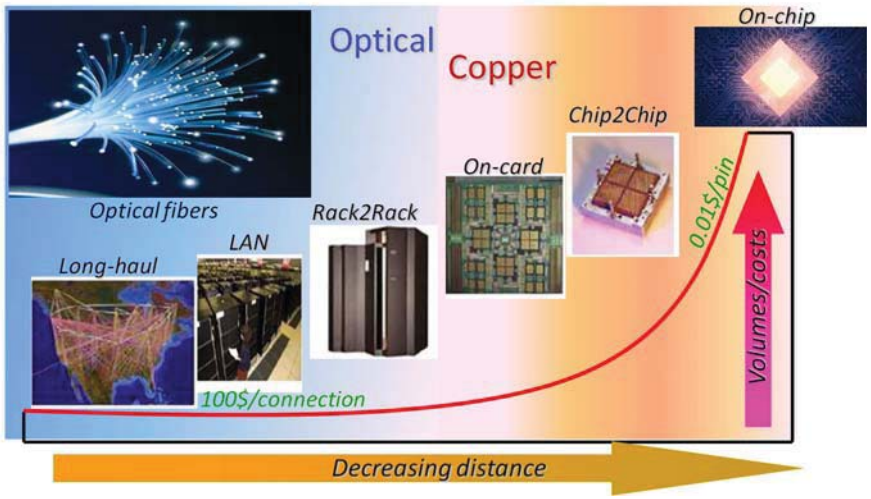


Fig. 1 : introduction progressive de l'optique dans les interconnections. La limite optique/électrique est repoussée vers la droite par l'augmentation des performances des composants optoélectroniques et la diminution de leur taille et de leur coût de fabrication (source : CEA-LETI).

Ce désir d'intriquer, sur la puce elle-même, l'électronique et la photonique impose à cette dernière de s'adapter au matériau silicium. Cette contrainte est à la fois une chance et une difficulté. Le silicium est en effet un excellent matériau pour l'optique, non seulement aux longueurs d'onde utilisées par les datacoms (1.3-1.6 µm) mais aussi dans la gamme du moyen infrarouge (2-8 µm), exploitée dans les applications capteurs. Son fort indice de réfraction permet la conception de dispositifs compacts et ses pertes sont très faibles dans ces gammes spectrales. De plus son comportement optique peut être modulée en mettant en œuvre des mécanismes bien connues de l'électronique (injection ou déplétion de porteurs, …). Ce sont ces propriétés remarquables qui ont permis la démonstration d'un grand nombre de composants de photonique intégrée (guides d'onde, filtres, routeurs, modulateurs, photodétecteurs…). Il reste cependant que le silicium, de part son gap indirect, est un mauvais émetteur de lumière et que, malgré quelques démonstrations récentes [2], il ne permet pas la réalisation de sources lasers intégrées efficaces.

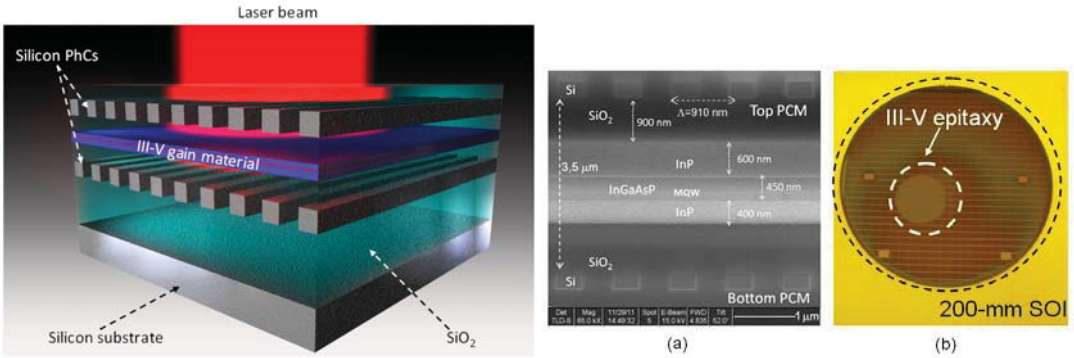


Fig. 2 : A gauche : Vue d'artiste d'un microlaser III-V/Si. La cavité de ce laser émettant vers la surface est définie par la nanostructuration des couches silicium, conservant ainsi l'intégrité du III-V. A droite : coupe du microlaser réalisé et vue de dessus du substrat III-V reporté sur silicium [3].

Pour pallier à cette insuffisance, il est tout naturel de s'orienter vers les semi-conducteurs III-V, matériaux phares de l'optoélectronique, notamment dans le domaine des télécommunications. On se heurte alors à la difficulté d'intégrer ces matériaux avec le silicium puisque, essentiellement à cause de désaccords de maille importants, l'épitaxie III-V/Si reste très délicate.

Dans cet exposé nous discuterons tout d'abord des techniques développées pour surmonter ce problème, que ce soit par des procédés d'épitaxie spécifiques (croissance de nanostructures,

utilisation de couches « tampons »,…). Nous verrons ensuite comment le report, par collage moléculaire, de couches III-V sur Si est une alternative à l'hétéroépitaxie.

Une deuxième partie de la présentation sera consacrée à la description de différents types de microlasers III-V/Si. Nous montrerons que l'association de ces matériaux n'est pas seulement une contrainte mais offrent, aux technologies laser, des possibilités inégalées.

Nous conclurons par une discussion sur les potentialités qu'offrirait un accroissement de l'hétérogénéité sur les puces, en associant sur silicium, non seulement les semi-conducteurs III-V, mais aussi d'autres matériaux fonctionnels tels que des oxydes métallique ou le graphène.

RÉFÉRENCES

[1] Voir par exemple http://optics.org/indepth/3/2/4
[2] J. Liu et al., Semicond. Sci. Technlo. 27, 094006 (2012)
[3] C. Sciancalepore et al., SPIE Newsroom: http://spie.org/x92213.xml (2013)

Vers une imagerie structurale des cellules rétiniennes in vivo

M. Paques
Centre d'Investigation Clinique 503, Hôpital des Quinze-Vingts, 28 rue de Charenton, 75012 Paris, France
michel.paques@gmail.com

Le diagnostic et le suivi des traitements des maladies de la rétine, la cause la plus importante de cécité dans les pays développés, repose de plus en plus sur l'imagerie optique dont différentes technologies se sont imposées dans la pratique clinique. L'optique adaptative (OA) est utilisée pour l'étude des maladies rétiniennes depuis une quinzaine d'années en laboratoire, plus récemment en clinique. Les progrès techniques ont permis d'obtenir depuis quelques années des systèmes robustes et d'utilisation relativement aisée, permettant aux cliniciens de de développer des modèles d'interprétation des images obtenues à partir d'une expérience clinique qui s'élargit de manière exponentielle. Ceci a permis en particulier de démontrer qu'au-delà de l'imagerie des seuls photorécepteurs, cible pour laquelle la technologie a été initialement développée, l'OA permet une analyse à l'échelle microscopique de nombreuses structures rétiniennes impliquées dans les maladies rétiniennes les plus courantes telles que la dégénérescence maculaire liée à l'âge et l'hypertension artérielle. Ceci devrait à terme modifier en profondeur le suivi des patients sous traitement. Cependant, la modélisation de l'interaction lumière-cellules rétiniennes est encore incomplète, pénalisant l'interprétation sémiologique et donc l'intégration en clinique. Une meilleure compréhension de ces interactions permettra à la fois d'orienter le design des systèmes d'OA tout en augmentant son intéret médical.

ETUDE D'UN LASER A FIBRE VERROUILLE EN PHASE PAR ROTATION NON-LINEAIRE DE LA POLARISATION DANS DES FIBRES BIREFRINGENTES

Simon Boivinet[1, 2], Jean-Bernard Lecourt[1], Yves Hernandez[1], Andrei Fotiadi[2], Patrice Mégret[2]

[1] *Multitel, département de Photonique Appliquée, 2 rue Pierre et Marie Curie, 7000 Mons, Belgique*

[2] *Département d'Electromagnétisme et de Télécommunication, Faculté Polytechnique, Université de Mons, 7000 Mons, Belgique*

RÉSUMÉ

Nous avons étudié la dynamique d'un laser entièrement fibré fonctionnant en régime de verrouillage de modes passif. Ce laser fonctionne sur le principe de la rotation non-linéaire de la polarisation se produisant dans une fibre optique fortement biréfringente. Ce laser est composé d'un miroir de Faraday (MF) ainsi que d'un long tronçon de fibre optique passive à maintien de polarisation (PM). Il émet des impulsions en régime picoseconde à la longueur d'onde centrale de 1030 nm avec un taux de répétition de 2,6 MHz. Il présente différents régimes de fonctionnement que nous allons détailler dans cette étude.

MOTS-CLEFS : *laser ; fibre ; polarisation ; non-linéaire.*

1. INTRODUCTION

Les lasers à impulsions ultra-brèves sont des outils de plus en plus utilisés dans diverses applications telles que la médecine, le micro-usinage ou la spectroscopie. Ces lasers sont généralement basés sur la technique du verrouillage de modes qui consiste en la mise en phase des modes longitudinaux oscillants dans une cavité laser [1]. Ce principe est aussi appelé « blocage de modes » ou « mode-locking » en anglais. Malgré leurs efficacités, les lasers mode-lock souffrent généralement d'une mauvaise fiabilité, d'une mauvaise compacité et d'un coût important. Néanmoins les lasers à fibre à verrouillage de modes ont fait le sujet de nombreux travaux de recherche ces dernières années et constituent dorénavant une solution efficace pour construire des sources impulsionnelles robustes et peu onéreuses.

Le blocage de modes peut se faire de différentes façons qui ont toutes pour point commun d'engendrer de fortes pertes en régime continu et des pertes moins importantes en régime impulsionnel. Les deux méthodes les plus communes sont celles utilisant les miroirs à absorbant saturable semiconducteur ultra-rapide (SESAM) et celles utilisant la rotation non-linéaire de la polarisation. Même si elles ont permis d'atteindre des performances très intéressantes en termes d'énergie et de durée d'impulsion, certains défauts restent à améliorer. La première méthode souffre, par exemple, de problèmes de durée de vie liés à une dégradation du SESAM alors que la seconde présente généralement une grande sensibilité à l'environnement (la température par exemple).

Récemment une configuration fonctionnant avec la rotation non-linéaire de la polarisation et présentant l'avantage d'être intégralement fibrée et peu sensible aux conditions environnementales a été mise au point [2]. Néanmoins ce laser présente l'inconvénient de comporter un tronçon de fibre PM non-conventionnelle avec un diamètre de mode faible (4,1 µm au lieu de 6,9 µm) et une biréfringence moins élevée que celle généralement observée dans les fibres PM standards ($\Delta n = 0{,}35 \times 10^{-4}$ au lieu de $3{,}3 \times 10^{-4}$). Dans notre étude, nous avons réalisé un laser fibré fonctionnant sur un principe similaire mais afin de simplifier la réalisation et de limiter les coûts, nous avons souhaité n'utiliser que de la fibre PM standard (diamètre du mode égal à 6.9 µm à 1030 nm et biréfringence de $3{,}3 \times 10^{-4}$).

2. CONFIGURATION EXPERIMENTALE

Le schéma expérimental du laser est représenté sur la figure 1. Il est constitué d'une cavité Fabry-Pérot entièrement réalisée en fibres PM. Le milieu amplificateur est une fibre fortement dopée aux ions ytterbium. Un des miroirs de la cavité est un miroir de Faraday qui engendre une rotation de la polarisation de 90°. Le second miroir de la cavité est un réseau de Bragg fibré (FBG) qui permet de fixer la longueur d'onde de fonctionnement du laser. Le FBG étant transparent à 980 nm, il servira aussi de voie d'entrée pour le signal de pompe délivré par une diode de puissance maximale de 380 mW. Un séparateur de polarisation fibré (PBS) joue le rôle de polariseur et de sortie du laser. Une soudure à angle est effectuée entre le PBS et la fibre PM de 40 mètres. Cet angle sert à projeter l'état de polarisation linéaire suivant l'axe rapide et l'axe lent de la fibre. De plus, il faut une longueur de fibre suffisante (~40 m dans notre étude) entre la soudure à angle et le MF pour que les deux états de polarisation puissent accumuler une différence de phase suffisante lors de leurs propagations et ainsi obtenir un effet significatif de rotation de la polarisation [3, 4].

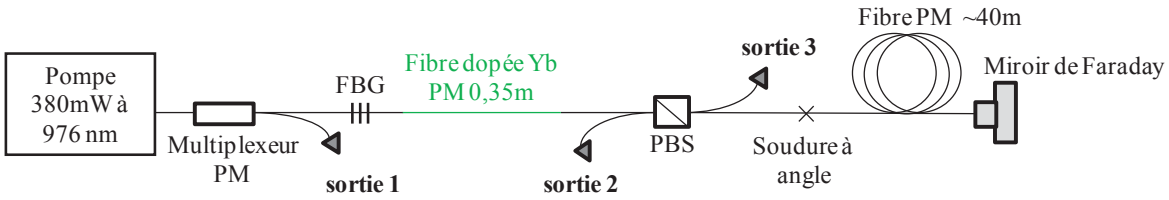


Fig. 1 : Schéma de montage de la cavité laser.

Le miroir de Faraday faisant tourner les deux états de polarisation de 90°, il en résulte que la cavité laser ne peut pas fonctionner en régime continu. En effet, le PBS filtre l'état de polarisation réfléchi par le MF. Si en revanche, la puissance optique dans la cavité est suffisante, la phase non-linéaire accumulée par les deux états de polarisation induit une rotation de la polarisation qui permet une transmission non-nulle à travers le PBS. Le système « PBS + soudure à angle + fibre PM de 40 m + MF » peut donc être considéré comme un absorbant saturable ultra-rapide dont la transmission dépend de l'angle de la soudure, de la puissance injectée ainsi que la taille du cœur et de la longueur de la fibre PM [5]. Dans ce travail, nous nous sommes focalisés sur l'étude de l'influence de l'angle de la soudure (20° et 30°) et la largeur spectrale du FBG (0,45 nm, 1,3 nm et 2,4 nm).

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons procédé à la caractérisation de six configurations expérimentales différentes : nous avons testé trois FBG de largeurs spectrales 0,35 nm, 1,3 nm et 2,4 nm et pour chacun des trois FBG nous avons essayé une soudure avec un angle de 20° et 30°.

Tab. 1 : Configurations de cavités testées. MI : régime Multi-Impulsionnel, NLML : Noise-Like Mode-Locking et SP : régime mono-impulsionnel

	Largeur du FBG (nm)	**Angle de la soudure (°)**	**Régime**
Configuration 1	2,4	20	MI, NLML
Configuration 2	2,4	30	NLML
Configuration 3	1,3	20	MI, NLML, SP
Configuration 4	1,3	30	NLML
Configuration 5	0,4	20	-
Configuration 6	0,4	30	-

Les configurations 5 et 6 ne permettent pas l'obtention d'un régime impulsionnel. Nous pouvons supposer que la faible bande spectrale du FBG n'est pas propice à l'apparition du régime de verrouillage de modes.

Pour les configurations 2 et 4 (angle de 30°), nous avons observé un régime mode-lock présentant une gigue temporelle. Ce régime est nommé dans la littérature «noise-like mode-locking» (NLML). L'origine et la dynamique de ce régime sont encore mal connues [6]. Cependant il est reconnaissable à la forme de ces traces d'autocorrélation très larges avec un pic central se détachant et à la forme de son spectre électrique présentant des pics secondaires de part et d'autre du pic central calé à la fréquence de répétition du laser [5] (voire figure 2.a). Ce régime s'établit à l'allumage pour les fortes puissances de pompe (> 350 mW). Les puissances moyennes générées par ce régime sont stables dans le temps et sont égales à environ 10 mW (soit 4 nJ par impulsion). La mesure des spectres électriques montre qu'un élargissement spectral du FBG tend à stabiliser le régime impulsionnel. En effet, nous avons observé que les pics secondaires présents sur le spectre électrique étaient moins importants dans la configuration 2 par rapport à la configuration 4.

Pour les configurations 1 et 3 (angle de 20°), nous pouvons observer différents régimes: un régime mode-lock multi-impulsionnel (plusieurs impulsions présentes dans la cavité laser) comme le montre par exemple la trace d'autocorrélation de la figure 2.c (L'impulsion principale a une durée de 3,3 ps et des pics secondaires sont visibles sur un intervalle d'environ 70 ps). Ce régime est peu stable temporellement et peut momentanément être perdu en faveur d'un régime NLML. Ce régime démarre pour les fortes puissances de pompe (> 350 mW), néanmoins lorsque cette dernière est baissée progressivement, nous observons une diminution du nombre d'impulsions. Il arrive parfois que le régime devienne mono-impulsionnel (une seule impulsion dans la cavité) mais cette obtention est peu répétable. Il faut toutefois noter que les traces temporelles nous ont semblé plus stables dans la configuration 1 que dans la configuration 3, ce qui laisse penser que la largeur spectrale du FBG favoriserait la stabilité du régime.

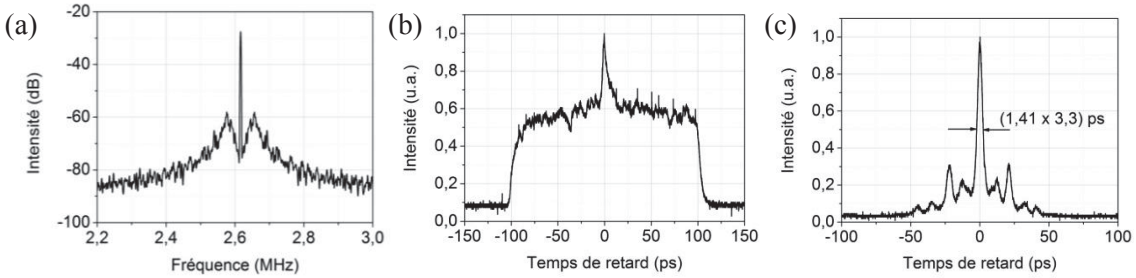


Fig. 2 : (a) Spectre électrique de la configuration 4, (b) Trace d'autocorrélation du régime NLML dans la configuration 2 et (c) Trace d'autocorrélation du régime multi-impulsionnel dans la configuration 1.

CONCLUSION

Dans cette étude, nous avons proposé une nouvelle configuration pour obtenir le verrouillage de modes dans un laser à fibre. Nous avons mis en évidence l'influence de l'angle d'injection ainsi que la largeur spectrale du FBG sur la dynamique des régimes impulsionnels obtenus.

RÉFÉRENCES

[1] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, and H. Heynau, "Self mode-locking of lasers with saturable absorbers", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 8, pp. 174, 1966.

[2] C. K. Nielsen and S. R. Keiding, " All-fiber mode-locked fiber laser", Opt. Lett., vol. 32, No 11, pp. 1474-1476, June 2007.

[3] R. H. Stolen, J. Botineau, and A. Ashkin, "Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers", Opt. Lett., vol. 7, No 10, pp. 512–514, Oct. 1982.

[4] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Third Edition, Chp. 6, pp. 210, 2001.

[5] C. K. Nielsen, "Mode Locked Fiber Laser : Thoeretical and Experimental Developments " Thesis, Chp 9, pp. 95-120, 2006.

[6] S. Kobtseva, S. Kukarina, S. Smirnova, S. Turitsynb, and A. Latkinar, "Different generation regimes of mode-locked all-positive-dispersion all-fiber Yb laser ", Bell Proceedings of SPIE vol. 7580, 2010.

REALISATION D'UN AMPLIFICATEUR POUR LA TRANSMISSION MDM

Philippe Genevaux[1], Massimiliano Salsi[1], Gabriel Charlet[1], Guillaume Le Cocq[2], Laurent Bigot[2], Yves Quiquempois[2]

[1] *Alcatel-Lucent, Bell Labs, Centre de Villarceaux, Route de Villejust, 91620 Nozay*

[2] *IRCICA, UMR-CNRS 8523, Laboratoire PhLAM, Université Lille1, Lille, France*

philippe.genevaux@alcatel-lucent.com

RÉSUMÉ

Nous décrivons et caractérisons un amplificateur optique dopé erbium (EDFA) qui amplifie simultanément six modes spatiaux. La fibre dopée possède une répartition des ions erbium propice à une égalisation du gain entre modes. Le gain de cinq modes est mesuré pour plusieurs valeurs de puissance de pompe et de puissance du signal d'entrée.

MOTS-CLEFS : *amplificateur ; multiplexage de mode*

1. INTRODUCTION

Le multiplexage de mode est une technique qui permet d'augmenter la capacité des fibres optiques en propageant dans une fibre faiblement multimode (Few Mode Fiber : FMF) plusieurs modes codant chacun une information différente. Ce principe a déjà été présenté en utilisant jusqu'à cinq modes [1] sur une distance de 40km. Pour augmenter cette distance, des amplificateurs optiques capables de supporter et d'amplifier tous les modes propagés doivent être ajoutés périodiquement. Récemment, différents amplificateurs multimodaux basés sur le dopage erbium [2] ou bien l'amplification Raman [3] ont été utilisés. Les principales caractéristiques désirées pour de tels amplificateurs sont i) une faible diaphonie entre modes et ii) un gain similaire entre les différents modes et différentes longueurs d'onde amplifiés. Nous nous intéressons ici à ce dernier critère. Pour égaliser le gain entre les modes, deux techniques existent : une fibre dopée ayant une répartition particulière des ions erbium peut être utilisée [2, 5] ou alors le faisceau de pompe peut être injecté de manière à exciter un mode d'ordre supérieur de la fibre dopée erbium (Erbium-Doped Fiber : EDF) [4]. C'est la première solution que nous avons choisie pour notre amplificateur.

2. L'AMPLIFICATEUR MULTIMODAL

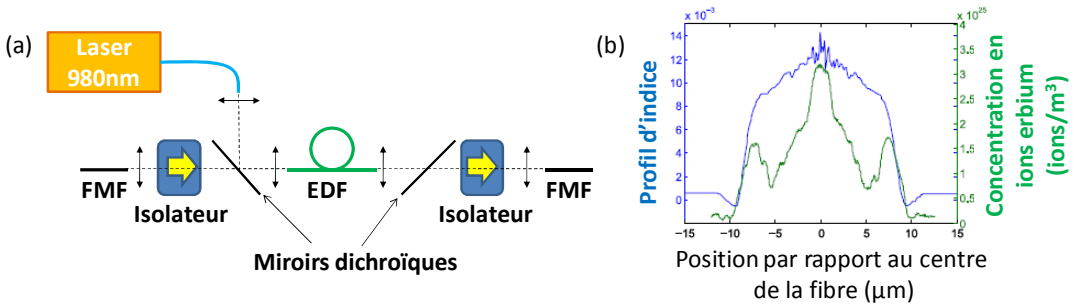


FIGURE 1 : (a) schéma de principe de l'amplificateur, (b) données opto-géométriques de la fibre EDF

Le schéma de l'amplificateur dopé erbium faiblement multimodal (Few Mode Erbium doped Fiber Amplifier : FM-EDFA) utilisé pour cette étude est donné figure 1a. Le faisceau provenant de la fibre FMF est collimaté par une lentille puis passe au travers d'un isolateur optique pour empêcher tout recouplage, dans la fibre dopée erbium, de réflexions en amont de l'amplificateur. Pour pomper optiquement la fibre dopée erbium, nous utilisons une diode laser à 980nm dont la

puissance maximale est de 400mW. Les deux faisceaux provenant de la FMF et du signal de pompe sont combinés grâce à un miroir dichroïque. Les faisceaux résultant sont injectés dans la fibre EDF. Cette fibre supporte, à la longueur d'onde du signal, six modes spatiaux : LP01, les deux modes dégénérés du mode LP11, ceux du LP21, représentés sur la figure 2, mais aussi le mode LP02. La fibre EDF utilisée pour les mesures de gain a une longueur de 4m. La sortie de l'amplificateur vers la fibre FMF se fait aussi en espace libre où un isolateur et un miroir dichroïque ont été placés afin d'éviter les réflexions et réjecter la pompe du faisceau de sortie pour ne garder que le faisceau signal. La répartition des ions erbium dans la fibre EDF a été choisie afin de tenter de minimiser la différence de gain entre modes : il s'agit d'un profil en anneau favorisant les modes LP11 et LP21 et présentant un ajout de dopage au centre de la fibre pour bénéficier aux modes centrées (LP01 et LP02) [5]. Les données opto-géométriques sont données sur la figure 1b. Les valeurs des focales des lentilles ont été choisies pour conjuguer le diamètre de cœur de la fibre FMF avec celui de la fibre EDF afin que les modes propres de ces deux fibres soient le plus possible en correspondance. En outre, il faut noter que la fibre EDF a été clivée avec un angle non nul afin d'éviter le recouplage, dans le milieu à gain, des réflexions sur chacune des faces d'entrée et de sortie.

FIGURE 2 : 5 modes spatiaux étudiés : LP01, LP11a et b, LP21 a et b. Les signes + et - symbolisent la phase des lobes d'intensité constituant les modes.

3. MONTAGE EXPERIMENTAL

Le montage que nous avons réalisé est représenté figure 3a. Le signal utilisé provient de l'émission spontanée d'un amplificateur monomode que l'on a filtrée autour de 1540 nm. Ce signal est divisé en cinq à l'aide d'un coupleur monomode avant d'être injecté dans le multiplexeur de modes (MUX) après amplification. Le MUX consiste en un montage en espace libre à base d'éléments de micro-mécanique pour un réglage précis des alignements optiques. La conversion du mode fondamental vers les modes LP11a, LP11b, LP21a et LP21b est faite par des masques de phases fixes présentant une structure en quadrants, comme on peut le voir sur la figure 3b (les indices a et b faisant référence aux deux modes spatiaux dégénérés). Ce type de MUX induit un taux de diaphonie inférieur à -16dB [1]. Les faisceaux correspondant aux cinq modes sont combinés par des miroirs semi-réfléchissants et injectés dans la fibre FMF. Le signal est ensuite amplifié par le FM-EDFA avant d'être injecté dans une fibre FMF passive de courte longueur. Enfin, le signal parvient jusqu'au niveau du démultiplexeur (DEMUX) où les modes sont séparés, convertis en mode LP01 à l'aide d'un montage similaire à celui du MUX et injectés dans cinq fibres monomodes pour que les signaux sur chaque voie puissent être étudiés à l'aide d'un analyseur de spectre optique. Pour estimer le gain du mode LP01 (respectivement LP11a et LP21a), nous mesurons dans un premier temps la puissance du signal au niveau pic à 1540nm sur l'analyseur de spectre optique sur la voie LP01 (respectivement LP11a et LP21a), lorsque tous les modes sont injectés dans le montage sans amplificateur, puis nous répétons cette mesure avec l'amplificateur intégré au montage. Le gain correspond au rapport entre ces deux données.

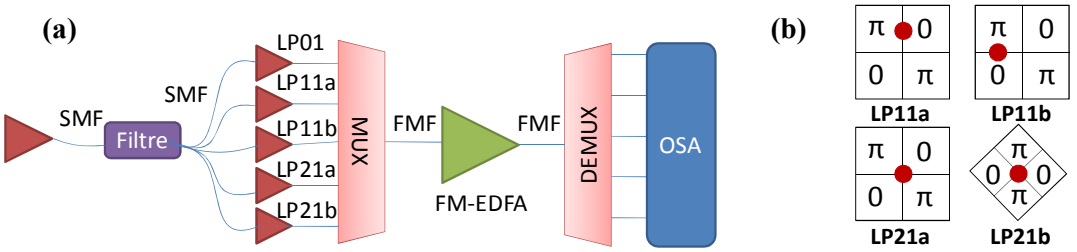


FIGURE 3 : (a) montage expérimental, SMF : fibre monomode, FMF : fibre passive légèrement multimode, FM-EDFA : amplificateur dopé erbium légèrement multimode, MUX : multiplexeur, DEMUX : démultiplexeur, OSA : analyseur de spectre optique (b) masques de phase utilisés pour la conversion de mode

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le gain de l'amplificateur en fonction de la puissance d'entrée par canal pour deux valeurs de puissance de pompe différentes est donné figure 4 pour les modes LP01, LP11a et LP21a. Un seul mode dégénéré a été étudié pour les groupes de modes LP11 et LP21. Les résultats font apparaître que le gain est très différent entre les modes. Ainsi, le gain du mode LP01 est 5dB supérieur à celui du mode LP11 qui est lui-même 4.3dB supérieur à celui du mode LP21 à 200mW de courant de pompe. A 400mW, ces valeurs se réduisent à 5.8 et 3.9dB respectivement. Ces résultats sont attribués au fait que le profil de dopage de la fibre présente un niveau plus élevé au centre de la fibre par rapport à l'anneau (cf figure 1b), conduisant à une amplification plus importante pour les modes centrés, comme le LP01. Pour une puissance du signal en entrée de -25dBm, les valeurs de gain obtenues sont 20.6, 15.2 et 10.9dB à 200mW de courant de pompe et 31.5, 25.2 et 21.1dB à 400mW pour les modes LP01, LP11 et LP21, respectivement. Il faut noter que la diaphonie n'a pas été prise en compte dans cette mesure. Ainsi, la diaphonie sur un mode provenant des autres modes fait augmenter la puissance mesurée pour ce mode et conduit à une surestimation du gain de ce mode. Nous envisageons d'effectuer une mesure de diaphonie afin de compléter la caractérisation de cet amplificateur.

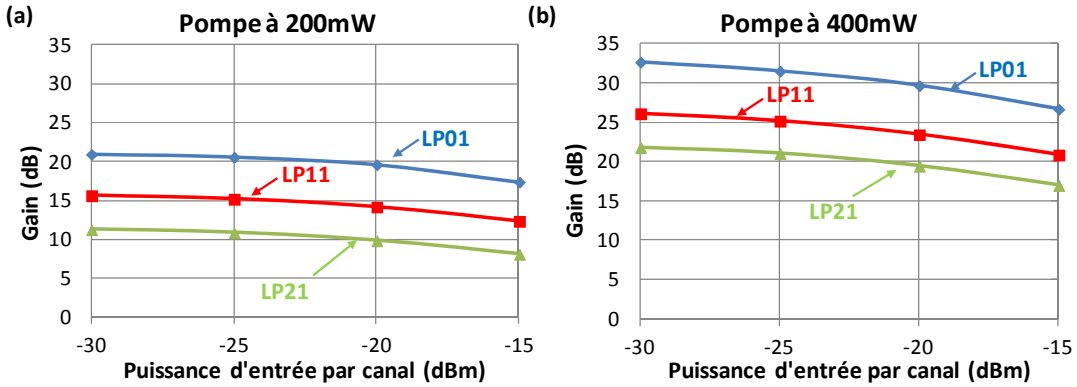


FIGURE 4 : (a) Gain du FM-EDFA pour un courant de pompe de 200mW, (b) Gain du FM-EDFA pour un courant de pompe de 400mW. La longueur de fibre utilisée est de 4m et un signal à 1540nm est utilisé.

CONCLUSION

Nous avons décrit et réalisé un amplificateur optique qui a été utilisé pour amplifier les cinq premiers modes spatiaux (LP01, les deux modes dégénérés LP11 et les deux modes dégénérés LP21) d'une fibre légèrement multimode. Le profil de dopant de la fibre amplificatrice conduit à un gain très différent entre les différents modes transmis (>3.9 dB dans le meilleur des cas). C'est un critère qu'il nous faut améliorer si l'on désire utiliser ce type d'amplificateur pour la transmission de données sur longue distance.

Nous aimerions remercier l'ANR pour son soutien financier au nom du projet STRADE (ANR VERSO 09).

REFERENCES

[1] Koebele, Clemens, et al. "40km Transmission of Five Mode Division Multiplexed Data Streams at 100Gb/s with Low MIMO-DSP Complexity." In ECOC 2011, Th.13.C.3. OSA

[2] Salsi, Massimiliano, et al. "In-line Few-Mode Optical Amplifier with Erbium Profile Tuned to Support LP01, LP11, and LP21 Mode Groups." In ECOC 2012, Tu.3.F.1

[3] Ryf, Roland, et al. "209-km Single-Span Mode- and Wavelength-Multiplexed Transmission over Hybrid Few-Mode Fiber." In ECOC 2012, Tu.1.C.1

[4] Ip, Ezra. "Advances in Transmission over a Few Modes Fiber : State of the Art and Research Results." In ECOC 2012, Tu.1.C.5

[5] Le Cocq, Guillaume, et al. "Modeling and Characterization of a Few-mode EDFA Supporting Four Mode Groups for Mode Division Multiplexing." Optics Express 20, no. 24 (November 19, 2012): 27051–27061

EMISSION LASER DANS UNE FIBRE HYBRIDE NANOSTRUCTUREE SILICE ZIRCONE DOPEE YTTERBIUM

Geoffroy Granger [1], Christine Restoin[1], Philippe Roy[1], Raphael Jamier[1], Sébastien Rougier[1], André Lecomte[2], Jean-Marc Blondy[1]

[1] *Institut de Recherche XLIM UMR - CNRS / Université de Limoges n° 7252, 123 avenue A. Thomas, 87060 Limoges Cedex*

[2] *SPCTS, UMR CNRS / Université de Limoges n° 7315, 12 rue Atlantis 87068 Limoges Cedex*

geoffroy.granger@xlim.fr

RESUME

Cet article traite de l'étude de la première fibre laser nanostructurée dopée Yb^{3+} élaborée par la méthode sol-gel, dont le cœur est composé de nanocristaux de ZrO_2 dispersés au sein d'une matrice amorphe de SiO_2. Les propriétés microstructurales et les principales propriétés de guidage ont été étudiées et sont discutées ici. Une émission laser à 976 nm et à 1032 nm a été observée. Les caractéristiques lasers sont détaillées dans cette communication.

Mots-clefs : fibre optique ; nanocristaux ; sol-gel ; laser.

1. INTRODUCTION

Ces dernières années, de nombreux travaux ont démontré la possibilité d'élaborer des fibres optiques à cœur nanostructuré en incorporant des nanoparticules diélectriques **[1,2]**, métalliques (Au) **[3]** ou semi-conductrices **[4]** dans une matrice de silice. Parmi elles, les nanocristaux de ZrO_2 présentent l'avantage de pouvoir accepter un fort taux de dopage en ions terre rare (TR) tout en évitant les phénomènes de quenching. Récemment, des émissions lasers ont ainsi été mises en évidence dans de telles fibres dopées avec des ions ytterbium [5] ou erbium [6]. Cependant, ces dernières, réalisées par MCVD (« Modified Chemical Vapor Deposition »), n'accepte qu'un faible taux de zircone (< 2% molaire), et l'incorporation de dopant indiciel devient obligatoire afin de maintenir une bande de transmission suffisamment haute. De part son indice de réfraction élevé (n = 2,2 à λ = 632 nm), la zircone permettrait à de plus forte concentration de générer la différence d'indice nécessaire. La méthode sol-gel apparaît alors être la mieux adaptée pour obtenir une telle nanostructure dans le cœur des fibres optiques **[1]**.

Dans cette communication, nous présentons la fabrication et la caractérisation de la première fibre laser nanostructurée dans le système SiO_2-ZrO_2, à forte teneur en zircone et fortement dopée en ions Yb^{3+}, de la préparation du sol jusqu'à l'étirage de la préforme. L'ensemble des caractéristiques microstructurales, linéaires et lasers sont détaillées.

2. ELABORATION DE LA FIBRE OPTIQUE NANOSTRUCTUREE SILICE-ZIRCONE DOPEE YB^{3+}

La fibre est réalisée selon la méthodologie développée par G. Brasse *et al.* **[1]**. Le sol est synthétisé par une voie double alkoxydes pour une concentration fixe de 0,5 $mol.L^{-1}$ en précurseurs: le TEOS (tetraethylorthosilicate, Fisher) et le n-propoxide de zirconium (P_Zr, Alfa-Aesar) en tant que précurseurs métalliques. Les ions de terre rare sont alors introduits sous forme d'isopropoxide d'ytterbium (P_Yb, Alfa-Aesar). Les concentrations en P_Zr et en P_Yb sont fixées respectivement à 20% et 0,4% molaire.

3. CARACTERISATIONS MICROSTRUCTURALE ET OPTIQUE

Afin de caractériser la nanostructure du cœur de la fibre optique, des études en microscopies électroniques à balayage (MEB) et en transmission (MET) ont été menées, ainsi qu'une analyse par diffraction des rayons X (DRX). La figure 1.a montre l'image MEB du cœur de la fibre. Il présente une forme circulaire, un diamètre de 4 µm et est homogène. La figure 1.b montre le diffractrogramme DRX réalisé sur la poudre obtenue via le sol mixte traité thermiquement à 1000°C pendant 1h. La position des pics indique que les nanoparticules cristallisent dans la phase tétragonale. De plus, la taille des nanoparticules a pu être évaluée par l'application de la formule de Debye-Scherrer et est de l'ordre de 3 à 5 nm. L'observation par MET de ces particules dans le cœur de la fibre optique confirme sa nanostructuration (cf. fig. 1c). On peut de plus remarquer, que la taille des cristallites ne semble pas augmenter à la suite de l'étape de fibrage, malgré la très haute température du procédé (2000°C), et qu'aucun agrégat ne s'est formé.

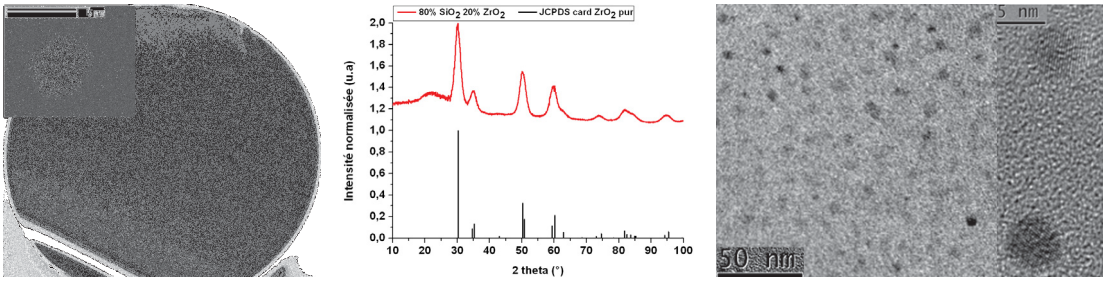


Fig. 1 : (a) Image MEB de la fibre optique ZrYb. Encart : zoom sur la zone centrale correspondant au cœur de la fibre. (b) Diffractogramme DRX de la poudre issue du sol de ZrYb. (c) Image MET obtenue sur le cœur de la fibre ZrYb. Encart : zoom sur deux nanoparticules de ZrO_2.

La figure 2.a montre le profil d'indice mesuré de la fibre. On peut noter que la seule présence des nanoparticules de ZrO_2, permet d'atteindre une différence d'indice de l'ordre de 9.10^{-3}. La bande de transmission de la fibre ZrYb a été mesurée en utilisant une source blanche et s'étend jusqu'à $\lambda \sim 1600$ nm (cf. fig. 2b).

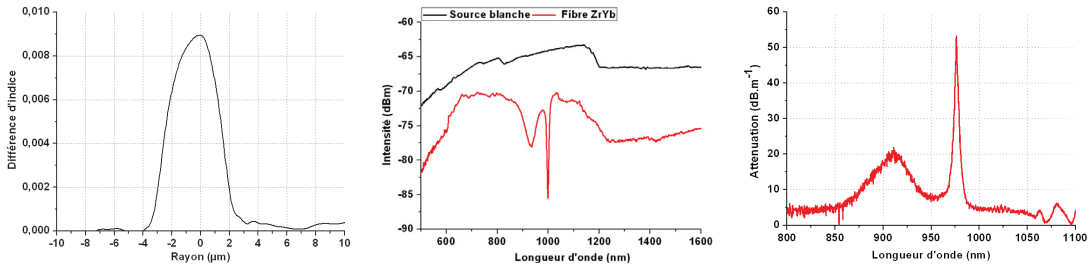


Fig. 2 : Mesure (a) du profil d'indice, (b) du spectre de transmission et (c) de l'atténuation de la fibre ZrYb.

Les pertes linéiques ont été évaluées par la méthode du « cut back », et sont de l'ordre de 0,2 dB/m. Les deux bandes d'absorption de l'ion Yb^{3+} apparaissent clairement sur la courbe d'atténuation (cf. fig. 2c) autour de 915 et 976 nm. L'absorption liée à l'ytterbium est de l'ordre de 20 dB/m à 915 nm et de 54 dB/m à 976 nm. Ces valeurs sont inférieures à celles attendues. Ceci peut s'expliquer par un problème d'uniformité de la contrainte mécanique exercée au niveau du cône de coulée pendant l'étape d'étirage de la fibre. En effet, la présence des inclusions de ZrO_2 modifie les propriétés mécaniques de la couche interne. Ainsi, les nanoparticules peuvent migrer dans la gaine de silice. L'indice maximum du profil d'indice mesuré ici est de 1,465. Or, R. R. Gonçalves *et al.* **[7]** ont mesuré un indice de 1,560 à 632 nm pour une composition équivalente. E. De la Rosa *et al.* **[8]** ont par ailleurs montré que les ions Yb^{3+} se fixent à la particule de ZrO_2. Ainsi,

les ions de terres rares agissent comme un marqueur du comportement des particules durant le procédé de fabrication et suivent le déplacement des particules durant le fibrage.

4. CARACTERISATIONS LASER

Deux tronçons de fibre ont été caractérisés en configuration laser et sont notés ZrYb_1 (3 m) et ZrYb_2 (70 cm) par la suite. La cavité laser utilisée ici est une cavité rectiligne comprenant un miroir dichroïque M_1 placé en entrée, une lentille de focalisation L_1 et un miroir argent M_2 de fond de cavité (cf. Fig. 3a). Le pompage est effectué à l'aide d'un laser Ti : Saph (λ = 915 nm). On obtient alors une émission laser autour de 1032 nm (cf. fig. 3b) pour le tronçon ZrYb_1 avec une efficacité dépendant du facteur de surtension de la cavité : 34,78% via deux les réflexions de Fresnel sur les faces clivées de la fibre, puis 73,2% (cf. fig. 3c) en plaçant le miroir M_2 en fond de cavité. L'utilisation du tronçon ZrYb_2 dans la cavité fermée (4%-100%) engendre une émission laser à 976 nm (cf. fig. 3b), avec une efficacité de 53,3% (cf. fig. 3c). Dans tous les cas, les valeurs de rampe d'efficacité montrent ici la qualité du matériau synthétisé par la méthode sol-gel et démontre l'intérêt de la matrice SiO_2-ZrO_2 en tant qu'hôte d'ions actifs.

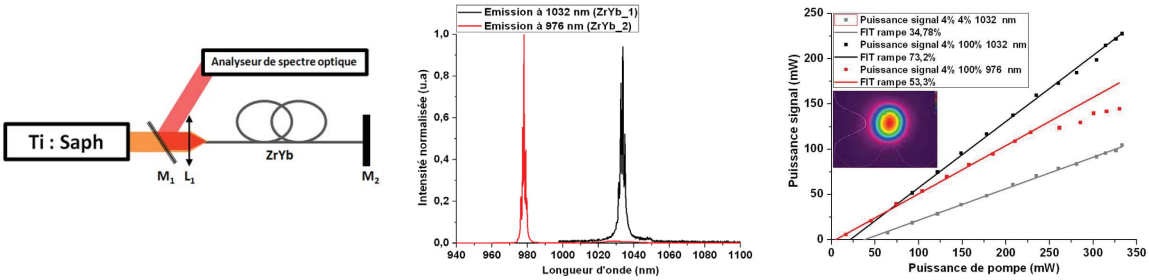


Fig. 3 : (a) Schéma de la cavité laser. (b) Spectre d'émission mesuré pour les deux cavités construites autour de ZrYb_1 et Zr_Yb_2. (c) Courbes d'efficacité mesurée pour les deux cavités laser testées. Insert : spot laser.

CONCLUSION

Nous avons élaboré une fibre optique nanocomposite dopée par des ions Yb^{3+} dont le cœur est composé de nanocristaux de zircone dispersés au sein d'une matrice amorphe de silice. Cette fibre présente de faibles pertes (< 0,2 dB/m) et une bonne efficacité laser (73,2% à 1032 nm et 53,3% à 976 nm) lorsque la cavité est fermée en 4%-100%, tout en conservant une excellente qualité de faisceau. L'absence de tout autre dopant indiciel démontre la possibilité de réaliser des fibres lasers par voie sol-gel avec uniquement le binaire SiO_2 ZrO_2. Ce type de structure est un premier pas vers l'étude de l'amélioration de la tenue au flux et de la diminution du photonoircissement des fibres dopées ytterbium, par la maîtrise de la localisation et de l'environnement chimique des ions de terre rare au sein du cœur de la fibre optique.

RÉFÉRENCES

[1] G. Brasse *et al.*, Appl. Phys. Lett., 91 (2007) 121920.
[2] Blanc W. *et al.,* Int. Journal of nanotechnology, **9** (2012) 480-487.
[3] L. Bigot, *et al., Optics Express*, 1**9**, 19061-19066 (2011).
[4] G. Granger, *et al.*, CLEO EUROPE (2013).
[5] A. V. Kir'yanov, *et al.*, Opt.Soc. America, **19** (2011) 14823-14837.
[6] H. Ahmad, *et al.*, Opt. Soc. America, **2** (2012 1690-1701.
[7] R. R. Gonçalves, *et al.*, J. Non-Cryst. Solids, **354** (2008) 4846-4851.
[8] E. de la Rosa, *et al.*, J. Appl. Phys., **104** (2008) 103508.

LASER A FIBRE DOPEE ER EN ANNEAU UNIDIRECTIONNEL CONTENANT UNE FIBRE MICROSTRUCTUREE VERROUILLE EN PHASE PAR UN ABSORBANT SATURABLE

Khmaies Guesmi[1,2], Faouzi Bahloul[1], Mohamed Salhi[2], François Sanchez[2], Rabah Attia[1]

[1]*Unité de Recherche Composant et systèmes électroniques UR-CSE, Ecole polytechnique de Tunisie, EPT, BP.743, 2078, La Marsa, Tunis, Tunisie*

[2] *Laboratoire de Photonique d'Angers EA 4464, Université d'Angers, 2 Boulevard Lavoisier, 49000 Angers, France*

khmaies.guesmi@etud.univ-angers.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une étude numérique d'un laser à fibre dopée à l'erbium en anneau unidirectionnel contenant une fibre microstructurée (FMAS). Le laser fonctionne en régime de verrouillage de modes grâce à l'insertion d'un absorbant saturable (AS). Nous nous intéressons en particulier à l'impact du gain non saturé et de l'énergie de saturation sur le nombre d'impulsions générées. Des impulsions de 2 ps de durée et de 0.5 W de puissance crête avec un taux de répétition de l'ordre de 5 MHz sont générées.

MOTS-CLEFS : *Laser à fibre, Absorbant saturable, FMAS, impulsion*

INTRODUCTION

Les lasers à fibre ont montré une grande performance dans plusieurs applications industrielles, médicales et scientifiques. Des avancées considérables ont été réalisées en termes de puissance grâce à des nouvelles générations de fibre optique. En effet, les fibres à double gaine et à large aire de mode ont révolutionné les lasers à fibre de puissance. La génération passive des solitons dans des lasers à fibre a suscité un grand intérêt dans la communauté scientifique. La richesse et la complexité de la dynamique des impulsions ont motivé de nombreuses équipes de recherche à travailler sur le sujet. La rotation non linéaire de la polarisation est une technique utilisée pour générer le régime impulsionnel. Cette technique associée à une forte puissance intra-cavité a permet aussi la formation d'un grand nombre d'impulsions [1]. Ce type de fonctionnement a été également observé dans un laser utilisant la technique de la boucle non-linéaire amplificatrice [2]. Une autre technique pour déclencher le régime impulsionnel consiste à insérer un absorbant saturable dans la cavité [3]. Le régime modes bloqués dépend à la fois d'un équilibre entre gain et pertes et d'un équilibre entre effets non linéaires et dispersion. Les Fibres microstructurées Air Silice (FMAS) dans les cavités apportent un contrôle plus précis de ces deux derniers phénomènes [4]. Grâce aux propriétés géométriques des FMAS, les caractéristiques des impulsions telles que la durée, le taux de répétition, le nombre d'impulsions et l'énergie sont optimisées.

.

MODELISATION

La figure 1 illustre la cavité laser qui nous intéresse. Il s'agit d'une cavité en anneau unidirectionnelle. Elle comprend un amplificateur à fibre dopée à l'erbium (EDFA) de 15 m de longueur, une FMAS de 20 m de longueur, deux tronçons de fibre monomode (SMF) de 2 m de longueur chacun, un absorbant saturable à semi-conducteur de 1 kW de puissance de saturation. Le multiplexeur permet l'injection de la pompe dans l'amplificateur. Le signal laser est extrait à partir d'un coupleur. La longueur totale de la cavité est d'environ 39 m. L'intervalle spectrale libre (ISL) est égal à 195 ns ce qui donne une fréquence de répétition F_{rep} de l'ordre de 5 MHz

Cette configuration optique permet le fonctionnement du laser dans un régime modes bloqués. Le démarrage du régime est assuré par un absorbant saturable et ne nécessite aucune modulation externe.

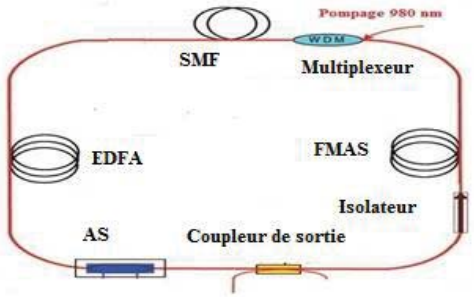


Figure1 : Schéma du laser

L'évolution de l'enveloppe complexe du champ électrique dans une fibre dopée à l'erbium est décrite par l'équation de propagation non-linéaire suivante :

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{j}{2}\left(j\frac{g}{w_g{}^2}+\beta_2\right)\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{1}{2}(g-\alpha)U = j\gamma|U|^2U \qquad (1)$$

Où U (z, τ) représente l'enveloppe complexe de l'impulsion, z la distance de propagation, α l'atténuation linéique, β_2 la dispersion chromatique de deuxième ordre, τ le temps général et γ le coefficient non-linéaire. Le gain de la fibre optique est donné par :

$$g = \frac{g_0}{1+\frac{E_p}{E_{sat}}} \qquad (2)$$

Où g_0 est le gain petit signal, E_p est l'énergie du signal et E_{sat} est l'énergie de saturation. Dans une fibre standard ou microstructurée, le gain est nul.

La fonction de transmission de l'absorbant saturable est donnée par l'expression suivante :

$$T = T_{unsat} + T_{sat}\left(1 - \frac{1}{1+\frac{E_p}{E_{ASat}}}\right) \qquad (3)$$

Avec T_{unsat} : coefficient de transmission non saturé, T_{sat} = coefficient de transmission de saturation, E_p : énergie d'impulsion et E_{ASsat} : énergie de saturation de l'absorbant saturable

Au cours de sa propagation, l'impulsion sera amplifiée par l'EDFA. Elle traverse ensuite l'absorbant saturable et la FMAS. Elle subira les effets de gain dû à l'amplificateur, les effets linéaires, non linéaires et la dispersion liés à la FMAS et ceux liés à la fibre monomode. Les ailes de l'impulsion traversant l'absorbant saturable seront fortement absorbées, en revanche le pic sera transmis sans pertes. Après plusieurs tours dans la cavité le régime stationnaire est atteint.

RESULTATS ET DISCUSSIONS

Nous avons injecté une impulsion sécante-hyperbolique de puissance crête 1 W et de durée 5 ps. Cette impulsion se propage dans un milieu de dispersion totale anormale β_2^{totale} =-0.56 ps^2. Dans un premier temps, nous avons étudié l'impact du gain petit signal (g_0) sur le comportement de notre laser. Pour cela, nous avons fixé E_{sat}=3 pJ et nous avons modifié le gain à petit signal g_0. La FMAS utilisée est de coefficient de dispersion β_2^{FMAS} = -38.2 ps^2/Km et d'aire effective A_{eff} =65 μm^2 alors que la EDFA est de coefficient de dispersion β_2^{EDFA} = 19.1 ps^2/Km et d'aire effective A_{eff} =45 μm^2. La figure 2 illustre l'influence du gain sur le nombre et l'énergie d'impulsions:

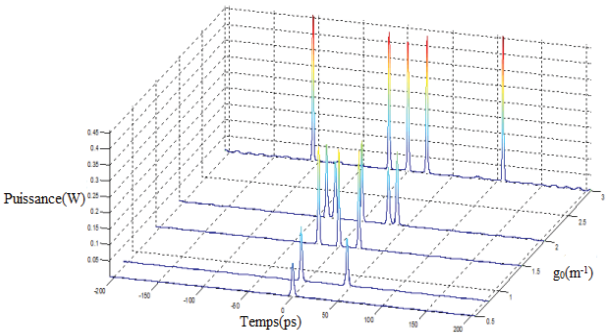


Fig2 : Impact du gain sur le nombre d'impulsions générées

Nous constatons à travers la figure 2 que le nombre d'impulsions passe d'une impulsion à 5 impulsions quand g_0 varie de 0,5 m^{-1} à 1.5 m^{-1}. De 1.5 m^{-1} à 3 m^{-1} le nombre d'impulsions reste le même à savoir 5 impulsions, en revanche l'espacement temporel entre impulsions change.

Nous nous sommes aussi intéressés à l'influence de l'énergie de saturation sur le laser. Nous avons conservé les mêmes paramètres utilisés dans la simulation précédente sauf pour l'aire effective de la FMAS qui est égale à 50 μm^2. En fixant g_0, la figure 3 illustre l'évolution des régimes obtenus en fonction de l'énergie de saturation.

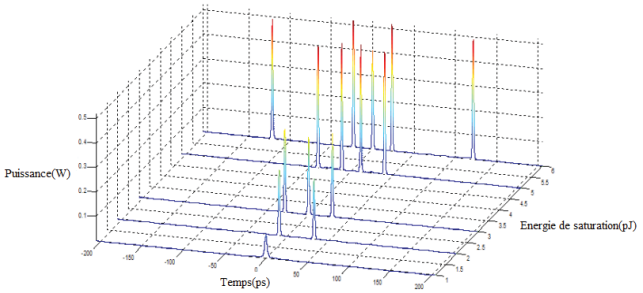


Fig3 : Influence de l'énergie de saturation sur les régimes de fonctionnement du laser

Les simulations montrent l'augmentation du nombre d'impulsions en fonction de l'énergie de saturation. Ce résultat s'explique par le fait que l'augmentation de l'énergie de saturation permet d'avoir un gain suffisant pour générer d'autres impulsions.

CONCLUSION

A travers ce travail, nous avons développé un modèle numérique qui décrit l'évolution des impulsions dans un laser à fibre en anneau unidirectionnel contenant une FMAS et qui tient compte de tous les paramètres de la cavité. Nous avons mis l'accent sur l'influence du gain non saturé et de l'énergie de saturation sur le nombre d'impulsions générées. L'augmentation du gain non saturé ou de l'énergie de saturation entraine une augmentation du nombre d'impulsions dans la cavité.

RÉFÉRENCES

[1] Amrani, F., Haboucha, A., Salhi, M., Leblond, H., Komarov, A., Sanchez, F., "Dissipative solitons compounds in a fiber laser.Analogy with the states of the matter", *Appl. Phys. B.* 99, 107-114 (2010).

[2] Amrani, F., Salhi, M., Grelu, Ph., Leblond, H., Sanchez, F., "Universal soliton pattern formations in passively mode-locked fiber lasers", *Opt. Lett.*, 36, 1545-1547, (2011).

[3] M. E. Fermann and J. D. Minelly, "Cladding-pumped passive harmonically mode-locked fiber laser", Optics Lettrers, vol. 21, no. 13, pp. 970-972, 1996.

[4] F. Bahloul, T. Ennejah, M. Salhi and R. Attia, "Optimization of Passive and Hybrid Mode-locked Figure Eight Laser", J. Opt. Comm, 35, pp.1-7, 2013.

RÉDUCTION DU BRUIT DANS DES LASERS BRILLOUIN À FIBRE CHALCOGÉNURE PAR GÉNÉRATION D'ONDE STOKES D'ORDRE SUPÉRIEUR

Kenny Hey Tow[1], Schadrac Fresnel[2,3], Yohann Léguillon[2,3], Pascal Besnard[2,3], Laurent Brilland[4], Johann Troles[2,5], Perrine Toupin[2,5], David Méchin[4], Denis Trégoat[4]

[1] *École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Group for Fibre Optics, CH-1015 Lausanne, Suisse*

[2] *Université Européenne de Bretagne, Université de Rennes 1, Rennes, France*

[3] *CNRS, UMR 6082 FOTON, Enssat, 6 rue de Kerampont, CS 80518, F-22305 Lannion, France*

[4] *PERFOS, Plateforme R&D de Photonics Bretagne, 11 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion*

[5] *UMR 6226 Sciences Chimiques de Rennes, Équipe Verres et Céramiques*

pascal.besnard@enssat.fr

RÉSUMÉ

Les lasers Brillouin à fibre permettent de réduire le bruit de la composante Stokes par rapport à l'onde de pompe. Nous montrons que ce phénomène peut être cascadé sur les composantes Stokes d'ordre supérieur avec une réduction de largeur de raie significative (d'un facteur 200) sur l'onde Stokes d'ordre 2, grâce à l'emploi d'un laser compact et par nature mono-fréquence, constitué d'une fibre microstructurée en verre de chalcogénure, qui permet en pompage non-résonant un abaissement du seuil, de l'ordre du milliWatt, à ce jour inégalé comparativement aux lasers en fibre silice.

MOTS-CLEFS : *Laser Brillouin ; largeur de raie ; bruit d'intensité ; chalcogénure.*

1. INTRODUCTION

La réduction du bruit dans les lasers Brillouin à fibre silice a été largement décrite et expérimentalement démontrée pour le premier ordre de Stokes [1]-[5]. Même si l'abaissement du seuil est possible jusqu'à atteindre des puissances de l'ordre du mW pour une fibre silice, par pompage résonant [6]-[8], pour lequel la longueur de la cavité laser est asservie sur une résonance de la pompe, le bruit des ordres de Stokes d'ordre supérieur n'a pas été étudié à notre connaissance. Une autre approche pour réaliser des lasers compacts et intrinsèquement monomodes est d'utiliser des milieux ayant un gain Brillouin plus élevé, en l'occurrence des fibres à base de verre chalcogénure [9] et permettant un meilleur confinement du champ par l'emploi de fibre microstrucurée [10]. Ces fibres microstructurées à base de verre chalcogénure permette d'atteindre, en pompage non-résonant, des seuils de quelques mW pour le premier ordre de Stokes et de la dizaine de mW pour des ordres de Stokes supérieurs [11]. Une analyse de la largeur de raie, du bruit de fréquence et du bruit d'intensité [12] démontre l'effet de cascade de réduction du bruit permettant par exemple de ramener la largeur d'un laser DFB à semi-conducteurs de 4 MHz à 20 KHz.

2. LASER COMPACT ET À FAIBLE SEUIL

Les fibres microstructurées sont à base de verre de chalcogénure $Ge_{10}As_{22}Se_{68}$ et ont été fabriquées par le tandem EVC/PERFOS [10] suivant un principe de moulage décrit dans la conférence invitée des JNOGs 2013. Le montage expérimental pour réaliser un laser à fibre Brillouin en anneau est représenté sur la figure 1. Une fibre chalcogénure de 3 m est pompée optiquement, via le port 2 d'un circulateur, par un laser pompe émettant à 1550 nm, lui-même couplé à un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) pour y générer de la diffusion Brillouin stimulée. Une fibre à grande ouverture numérique (HNA) assure le couplage entre la fibre silice (5

m) et la fibre chalcogénure. 10 % de la composante résonante Stokes est extraite de la cavité en utilisant un coupleur alors que les 90 % restants sont réinjecté dans la cavité. Ainsi, la pompe optique n'effectue qu'un seul tour dans la cavité, et n'est pas résonante dans la cavité contrairement à l'onde Stokes. Un contrôleur de polarisation permet de faire correspondre la polarisation de l'onde Stokes et de l'onde pompe afin d'avoir le maximum de signal en sortie. La longueur optique totale est de 15,7 m (5×1,45+3×2,81), ce qui assure un intervalle spectrale libre (ISL) de 19 MHz, plus grand que la bande de gain Brillouin mesurée dans ces fibres (14,2 MHz) ; c'est-à-dire un seul mode longitudinal oscillant dans la cavité. Les pertes totales sur un tour sont estimées à 10,5 dB : 3 dB de pertes de transmission dans la fibre, 5 dB de pertes de couplage et 2,5 dB de pertes dans les composants optiques.

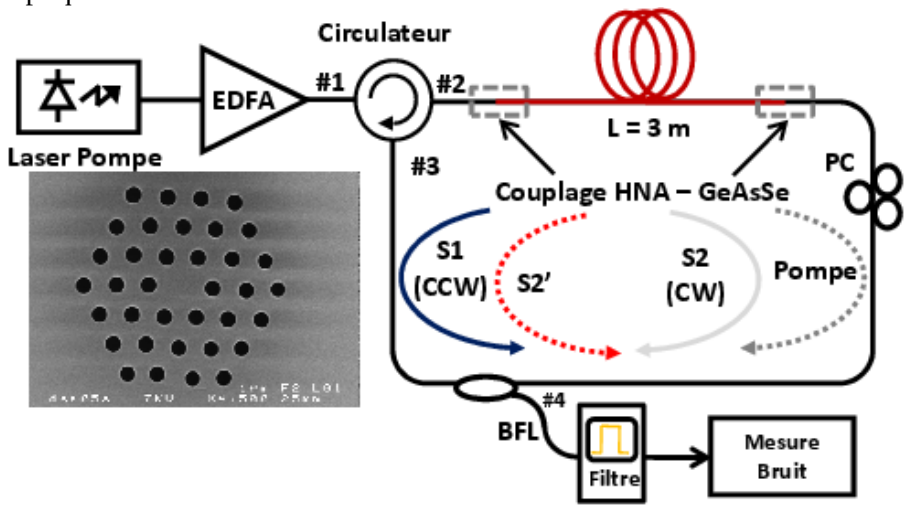


Fig. 1 : Représentation schématique de la cavité laser avec les différents ordres de Stokes et leurs réflexions sur l'interface chalcogénure-silice.

Le bruit du signal est analysé dans la gamme pouvant aller de 10 Hz à 10 GHz par un banc de mesure permettant de retrancher le bruit d'intensité du bruit thermique et du bruit de grenaille suite à un calibrage par une source de référence [13]. Le bruit de fréquence est mesuré en insérant après le filtre un interféromètre déséquilibré asservi en quadrature ou un interféromètre non asservi mettant en œuvre la méthode dite auto-hétérodyne corrélée. Un analyseur de spectre électrique (Agilent N9020A MXA Signal Analyzer) avec une option DC-40 MHz, qui permet de faire des mesures basses fréquences dans le domaine temporel (mode I-Q), peut alors être préféré au détriment des analyseurs classiques type Rohde &Schwarz FSUP8.

3. RÉDUCTION DU BRUIT DE FRÉQUENCE ET DU BRUIT D'INTENSITÉ

Afin de démontrer la réduction de la largeur de raie, un laser DFB à semi-conducteurs de largeur de raie à mi-hauteur 4 MHz est utilisé comme laser de pompe. Comme l'illustre la figure 2, la largeur de raie de l'onde Stokes d'ordre 2 peut être ramenée à 20 kHz. En fait, le facteur de réduction K^2 de la largeur de raie peut s'exprimer [3] en fonction du taux d'amortissement de l'onde acoustique γ_A et du taux de pertes dans la cavité Γ_c : $K = 1 + \gamma_A / \Gamma_c$. Ce facteur est donc limité par les pertes de la cavité laser à fibre chalcogénure mais ce handicap est largement compensé par la possibilité d'exciter le stokes d'ordre 2 à faible seuil. Cet effet peut être également démontré avec des pompes plus cohérentes telles des lasers accordables en cavité externe ou des lasers à fibre DFB. Le bruit de fréquence (et par conséquent la largeur de raie) est alors également réduit. Si l'effet de cascade se comprend parfaitement sur le bruit de fréquence, il est par contre hasardeux de poser le même raisonnement sur le bruit d'intensité et en effet l'expérience montre une réduction du bruit de la composante S2 du même ordre que l'ordre 1 (5 dB par rapport à la pompe). Une étude plus précise montre qu'il est possible de réduire de 8 dB le bruit d'intensité de la composante Stokes d'ordre 1 tout en maintenant la réduction usuelle du bruit de fréquence par rapport à la pompe, alors même que la limite de réduction est de 5 dB [11]. Cette réduction du bruit est en fait obtenue pour

un pompage permettant l'existence de la composante de Stokes du second ordre et peut donc être compris par un effet de saturation, qui par essence va réduire le bruit d'intensité.

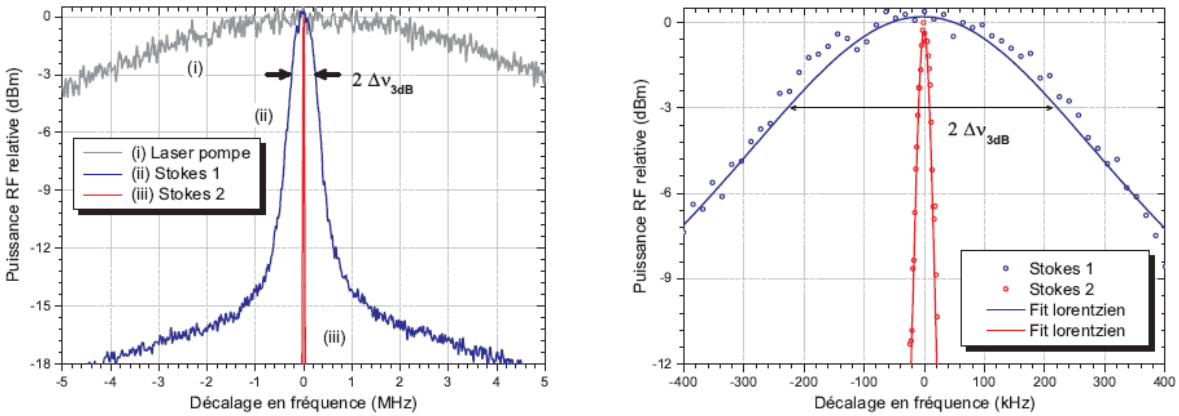


Fig. 2 : Largeur de raie de la pompe des composantes de Stokes 1 et 2.

CONCLUSION

Nous avons montré l'intérêt de réaliser des lasers Brillouin fonctionnant sur des ordres de Stokes d'ordre supérieur pour la réalisation de sources cohérentes. Cela nous oblige à prospecter des sources en pompage résonant, ayant un fort gain Brillouin, de faibles pertes de cavités et dont le matériau présente une bonne tenue au flux.

RÉFÉRENCES

[1] J. Boschung, L. Thevenaz, and P. Robert, "High-accuracy measurement of the linewidth of a Brillouin fibre ring laser," Electron. Lett. 30, no. 18, 1488–1489 (1994) .

[2] L. Stepien, S. Randoux, and J. Zemmouri, "Intensity noise in Brillouin fiber ring lasers," JOSA B 19, no. 5, 1055–1066 (2002).

[3] A. Debut, S. Randoux, and J. Zemmouri, "Experimental and theoretical study of linewidth narrowing in Brillouin fiber ring lasers," JOSA B 18, no. 4, 556–567 (2001).

[4] J. Geng, S. Staines, Z. Wang, J. Zong, M. Blake, and S. Jiang, "Highly stable low-noise Brillouin fiber laser with ultranarrow spectral linewidth," Photon. Technol. Lett. 18, no. 17, 1813–1815 (2006).

[5] F. Mihélic, D. Bacquet, J. Zemmouri, and P. Szriftgiser. Ultrahigh resolution spectral analysis based on a Brillouin fiber laser. Optics Letters, 35(3) :432–434, 2010.

[6] A. Küng, " L'émission laser par diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques," Thèse EPFL.

[7] L. Stokes, M. Chodorow, and H. Shaw, "All-fiber stimulated Brillouin ring laser with submilliwatt pump threshold," Opt. Lett. 7, no. 10, 509–511 (1982).

[8] S. Molin, G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, and J.-P. Huignard, "Experimental investigation of relative intensity noise in Brillouin fiber ring lasers for microwave photonics applications," Opt. Lett. 33, no. 15, pp. 1681–1683 (2008).

[9] K. Abedin, "Observation of strong stimulated Brillouin scattering in single-mode As2Se3 chalcogenide fiber,"Opt. Exp. 13, no. 25, 10 266–10 271 (2005).

[10] K. Hey Tow, Y. Léguillon, P. Besnard, L. Brilland, J. Troles, P. Toupin, D. Méchin, D. Trégoat, S.Molin, "Relative intensity noise and frequency noise of a compact Brillouin laser made of As38Se62 suspended-core chalcogenide fiber", Optics Letters 37(7), pp. 1157–1159 (2012).

[11] K. Hey Tow, Y. Léguillon, S. Fresnel, P. Besnard, L. Brilland, D. Méchin, D. Trégoat, J. Troles, P. Toupin, "Linewidth-narrowing and intensity noise reduction of the 2nd order Stokes component of a low threshold Brillouin laser made of Ge10As22Se68 chalcogenide fiber", Optics Express 20, pp. B104–B109 (2012).

[12] K. Hey Tow, Y. Léguillon, S. Fresnel, P. Besnard, L. Brilland, D. Méchin, J. Troles, P. Toupin, "Towards More Coherent Sources Using a Brillouin Laser Made of Microstructured Chalcogenide Fiber" IEEE Photonics Technology Letters 25, pp. 238–241 (2013).

[13] J. Poëtte, P. Besnard, L. Bramerie and J.-C. Simon, "Highly sensitive measurement technique of relative intensity noise and laser characterization" Fluctuations and Noise Letters vol. 8, N° 1, L81-L86 (2008).

Pluie de solitons dans un laser à fibre co-dopée Er -Yb en forme de huit

A. Niang[1] , F. Amrani[1] , M. Salhi[1], F. Sanchez[1]

[1] *LUNAM Université, Université d'Angers, Laboratoire de Photonique d'Angers EA 4464, 2 Bd Lavoisier, 49000 Angers, France*

alioune.niang@univ-angers.fr

RÉSUMÉ

Nous rapportons ici l'observation expérimentale d'un comportement collectif d'un ensemble de soliton, appelé pluie de solitons, dans un laser à fibre en forme de huit avec un miroir à boucle non linéaire (NOLM). Cette dynamique non linéaire a été précédemment observée dans un laser à fibre verrouillé passivement par la technique de rotation de polarisation non linéaire. A partir d'un fond continu, des solitons se créent et dérivent vers la phase condensée de plusieurs solitons. L'observation de cette dynamique tend à renforcer l'idée de l'universalité du comportement collectif des solitons.

MOTS-CLEFS : *Laser à fibre ; NOLM ; pluie de solitons ; harmonique de la pluie.*

1. INTRODUCTION

Les lasers à fibre verrouillés passivement en phase ont démontré leur capacité de générer des régimes multi-impulsionnels. En régime de dispersion anormale, la rotation non linéaire de la polarisation (RNLP) [1] et le laser à fibre en forme de huit (LF8) [2] sont les techniques les plus utilisées pour verrouiller passivement les modes dans les lasers à fibre. Mitschke [3] est le premier en 1987 à mettre en évidence l'existence des forces entre solitons dans un système passif. En effet pour une puissance de pompage fixée, ces configurations peuvent générer plusieurs impulsions dans la cavité [2,4]. Plus ce pompage est élevé, plus le nombre d'impulsion est important [4,5]. Ainsi les impulsions interagissent entre elles (phénomènes attractifs et/ ou répulsifs) et se structurent pour former des distributions plus ou moins organisées de solitons. Plusieurs comportements solitonique ont été expérimentalement observés : gaz de solitons, liquide de solitons, cristal de solitons [1,2]; harmonique de cristaux de solitons. Une dynamique de pluie de solitons a été observée dans un laser à fibre verrouillé en phase par la RNLP [6]. C'est une distribution où le fond quasi-continu et une phase condensée de solitons coexistent. Des solitons isolés émergent spontanément et d'une manière aléatoire sur le fond continu puis dérivent ver la phase condensée.

Dans cette communication, nous présentons l'observation et l'étude d'une dynamique de pluie de solitons dans un laser à fibre verrouillé en phase par le NOLM. Avec le contrôleur de polarisation et la puissance de pompage, nous avons étudié la dynamique de pluie de solitons.

L'observation de ce type de dynamique multi-solitonique dans une configuration différente de celle étudiée dans la référence [6] renforce l'idée de l'universalité du comportement collectif des solitons. Ces états d'impulsions ne dépendent pas du mécanisme exact de verrouillage de modes mais plutôt des types d'interactions entre les solitons.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La configuration expérimentale est représentée sur la figure 1. Il s'agit d'une cavité toute fibrée en forme de huit, verrouillé en phase par NOLM. La boucle en anneau unidirectionnelle (BU) et NOLM sont reliées par un coupleur fibré 80/20%. La recombinaison des impulsions à travers le coupleur après chaque tour de cavité conduit à un raccourcissement des impulsions dans la BU. Le blocage de mode se fait par la transmission des fortes intensités et par la réflexion des faibles intensités par le NOLM.

La cavité en anneau unidirectionnelle est constituée d'un amplificateur de 1W à fibre double gaine (DCF) dopée erbium-ytterbium de 8m de longueur ($\beta_{2DCF} = -0.015 ps^2/m$), pompée par deux diodes à 980 nm d'environ 3 W chacune qui sont utilisées en montage contra-propagatif; d'un isolateur optique indépendant de l'état de polarisation. Ce dernier garantit d'avoir une cavité unidirectionnelle; de bloquer toutes réflexions parasites, et d'éviter la diffusion Brillouin qui se génère dans le sens contra-propagatif du laser. La boucle contient également quelques tronçons de fibre standard SMF28.

Le NOLM ne contient qu'un contrôleur de polarisation (CP) et des tronçons de fibre standard SMF28. La sortie du laser se fait à l'aide d'un coupleur à fibre placé juste à la sortie de l'amplificateur; il permet d'extraire 10% du signal circulant dans la cavité.

A 1,55µm, les fibres DCF et SMF28 sont en régime de dispersion anormale, par conséquent la dispersion totale de la cavité est complètement anormale ($\beta_{2T} = -0.56\ \text{ps}^2$). La longueur totale de la cavité est de 28.1 m, ce qui donne une période de 139.6 ns par tour de cavité.

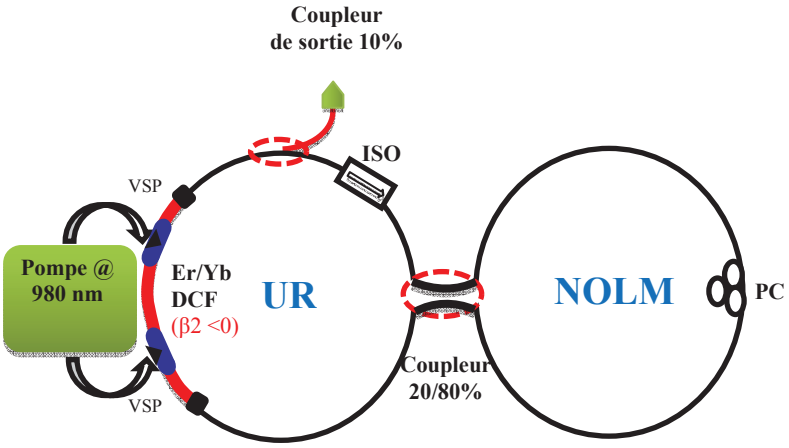


Figure 1: Dispositif expérimental.

En fixant la puissance de pompe à 3 W et après ajustement du contrôleur de polarisation, nous obtenons la trace temporelle donnée sur la figure 2. C'est une distribution de solitons particulière où le fond continu coexiste avec une phase condensée de solitons d'un tour à l'autre dans la cavité. Du fait des fluctuations du fond continu, plusieurs solitons isolés apparaissent spontanément, puis dérivent (de droite à gauche) vers la phase condensée et finissent par fusionner avec cette dernière.

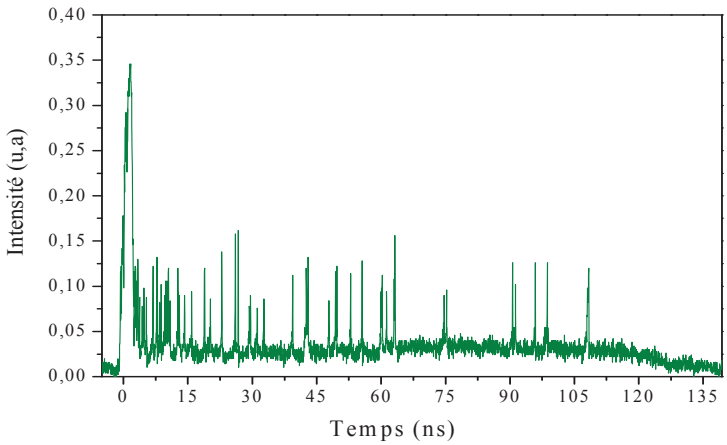


Figure 2: Trace temporelle de la pluie de solitons.

Nous avons étudié cette dynamique multi-impulsionelle en fonction des paramètres (pompe et CP) de la cavité en partant du verrouillage de modes. En fixant la puissance de pompe à 1.6 W, nous avons fait jouer le contrôleur de polarisation dans un premier temps. Deuxièmement, nous sommes partis d'une position de contrôleur de polarisation donnée, nous avons varié la puissance de pompe entre 1.2 W et 2.4 W. Dans les deux cas, nous assistons à l'augmentation du fond continu et par conséquent du nombre de solitons qui se créent à partir du fond continu (solitons isolés).

Après avoir caractérisé la pluie de solitons, nous avons gardé la puissance de pompe à 2.4 W, nous avons à nouveau joué sur le contrôleur de polarisation, le nombre de solitons isolés diminue. Au fur et à mesure qu'on joue sur la polarisation, plusieurs groupes de pluie de solitons se mettent en place le long de la cavité d'un tour à l'autre. L'ajustement progressif du contrôleur de polarisation nous a permis de passer successivement du 1er au 5ème harmonique de la pluie de solitons. Les résultats sont présentés dans la figure 3.

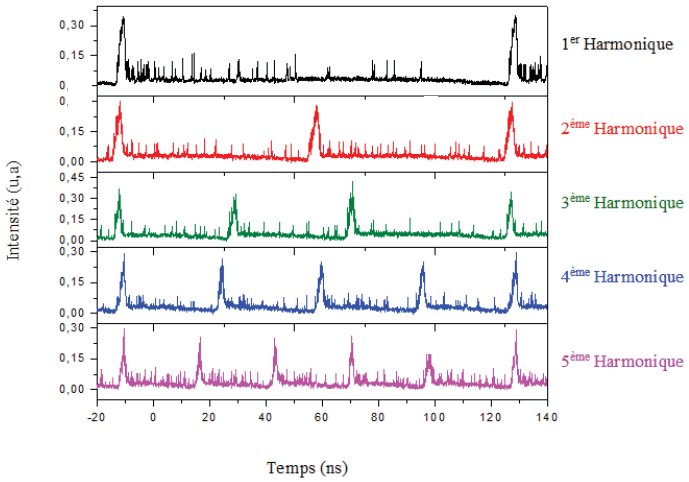


Figure 3: Trace temporelle de la pluie de solitons.

Bien que ces pluies de solitons soient différentes d'une période à l'autre en ce qui concerne l'amplitude de la phase condensée, le nombre moyen de solitons isolés et les fluctuations du fond continu, ces groupes représentent les harmoniques de la pluie solitons. Les différences sont attribuées à la formation aléatoire des solitons isolés sur le fond quasi-continu [6].

3. CONCLUSION

Dans cette communication nous avons présenté une étude expérimentale d'une pluie de solitons dans un laser à fibre double gaine co-dopé Er:Yb verrouillé passivement en phase par le NOLM. Nous avons caractérisé la formation de la pluie de solitons en fonction du contrôleur de polarisation d'une part et de la puissance de pompage d'autre part. Pour un pompage fixé, l'ajustement judicieux du contrôleur de polarisation a permis de passer du 1er au 5ème harmonique de pluies de solitons. L'observation de cette dynamique tend à renforcer l'idée de l'universalité du comportement collectif des solitons.

REFERENCES

[1] Amrani, F., Haboucha, A., Salhi, M., Leblond, H., Komarov, A., Sanchez, F., "Dissipative solitons compounds in a fiber laser.Analogy with the states of the matter", *Appl. Phys. B.* 99, 107-114 (2010).

[2] Amrani, F., Salhi, M., Grelu, Ph., Leblond, H., Sanchez, F., "Universal soliton pattern formations in passively mode-locked fiber lasers", *Opt. Lett.*, 36, 1545-1547, (2011).

[3] Mitschke, F. M., and Mollenauer, L. F., "Experimental observation of forces between solitons in optical fibers", *Opt. Lett.* 12, 355-357 (1987).

[4] Richardson, D. J, Laming, R. I., Payne, D. N, Matsas, V. J, Phillips, M. W, "Pulse repetition rates in passive, selfstarting, femtosecond soliton fiber laser", *Electron. Lett.* 27, 1451-1453 (1991).

[5] F. Amrani, A. Niang, M. Salhi, A. Komarov, H. Leblond, F. Sanchez, "Passive harmonic mode locking of soliton crystals", *Opt. Lett.*, 36, 4239-4241, (2011).

[6] S. Chouli and Ph. Grelu, "Soliton rains in a fiber laser: an experimental study", Phys. Rev. A **81**(6), 063829 (2010).

RESONATEUR FIBRE DE FACTEUR Q EXTREME POUR LA REALISATION D'OSCILLATEURS OPTOELECTRONIQUES

Khaldoun Saleh[1], Arnaud Fernandez[23], Olivier Llopis[23] et Gilles Cibiel[4]

[1] *Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France*

[2] *CNRS LAAS, 7Avenue du Colonel Roche, F-31077 Toulouse, France*

[3] *Université de Toulouse, UPS, F-31077 Toulouse, France*

[4] *CNES, 18 avenue Edouard Belin, 31410 Toulouse Cedex 4, France*

afernand@laas.fr

RÉSUMÉ

Dans cet article nous présentons la faculté d'un résonateur optique de facteur de qualité Q_{opt}=1,25.10^{10} à générer simultanément un laser continu à 1,55 µm et un signal hyperfréquence à f=10 GHz de haute pureté spectrale. Ce résultat a pu être rendu possible en insérant une cavité résonante fibrée de 120 m au sein d'un oscillateur optoélectronique. Le Q_{opt} a pu être mesuré de façon fiable et reproductible selon un dispositif de métrologie qui sera présenté. Ce fort Q_{opt} a contribué à l'amélioration du facteur Q_{RF} du signal hyperfréquence à 10 GHz présentant un bruit de phase de -107 dBc/Hz à 10 kHz. Cependant, à l'instar d'une cavité Fabry-Pérot, un Q_{opt} élevé s'accompagne d'une élévation de la densité d'énergie interne circulant dans la boucle fibrée, suscitant dans le guide optique la manifestation d'effets non-linéaires tel que l'effet Brillouin affectant le bruit de phase du signal hyperfréquence.

MOTS-CLEFS : *oscillateur optoélectronique ; non-linéarités ; bruit de phase*

1. INTRODUCTION

La montée en fréquence des dispositifs hyperfréquence à haute pureté spectrale a rendu nécessaire de transposer l'onde microonde sur une porteuse optique. Suite aux résultats prometteurs obtenus grâce à l'utilisation de lignes à retard optique, les résonateurs optiques sont rapidement devenus de bons candidats permettant d'accroître le facteur de qualité Q_{RF} [1]. Les résonateurs optiques déclinables sous différentes technologies (tore, disque, microsphère, boucle fibrée : [2],[3],[4]) se révèlent comme une alternative astucieuse et compacte pour améliorer le Q_{RF} proportionnellement au Q_{opt} et à la fréquence hyper f :

$$Q_{RF} = \frac{f}{\nu} Q_{opt}$$

Ce travail présentera les propriétés de notre résonateur optique fibré et le protocole de mesure de son facteur de qualité. Ensuite, les performances de l'oscillateur optoélectronique (OEO) intégrant notre boucle fibrée seront exposées. Nous poursuivrons par la présentation des non-linéarités optiques exaltées dans un tel dispositif à fort Q optique.

2. CARACTERISATION DU RESONATEUR OPTIQUE

Le résonateur optique fibré (Fig. 1.a) est constitué de 120 m de fibre monomode (SMF 28) lui conférant un intervalle spectral libre de 1,7 MHz. Deux coupleurs optiques 1 : 99 faibles pertes garantissent le couplage du laser incident et l'extraction du signal transmis par la cavité fibrée. Par modélisation sous ADS, une telle cavité résonante conduit à un facteur de qualité de 1,75.10^{10} avec de faibles pertes d'insertion d'environ 4,5 dB.

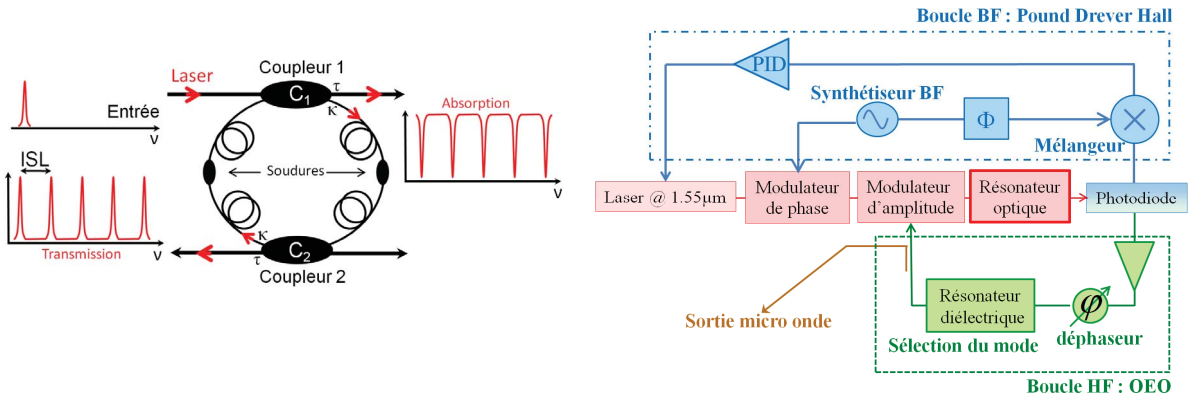


Fig. 1 : a) Schéma du résonateur optique fibré. b) Schéma synoptique de l'oscillateur optoélectronique.

Au travers d'une technique d'asservissement basse fréquence (technique de Pound Drever Hall : PDH) nous avons verrouillé la porteuse optique du laser fibré (Koheras) sur le maximum de l'une des raies de transmission du peigne du résonateur optique (Fig. 1.b). Cette étape essentielle nous permet de mesurer la fonction de transfert du résonateur fibré à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (ARV) commandant un modulateur électro-optique de Mach-Zehnder. Le balayage en fréquence opéré par l'ARV autour de 10 GHz sur une plage de quelques MHz nous donne accès à une mesure précise et reproductible du facteur de qualité, des pertes d'insertion, du taux de réjection et de la bande passante du résonateur fibré.

Comme le présente le résultat expérimental de la Fig. 2, l'obtention d'un facteur Q_{opt} de $1{,}25.10^{10}$ à 1,55 µm a été obtenu en minimisant les pertes intra-cavité dues aux soudures. Les pertes d'insertion optiques sont quant à elles de 7,5 dB soit légèrement dégradées par rapport aux performances prédites par simulation, sans doute à cause de pertes en excès un peu sous estimées pour les coupleurs.

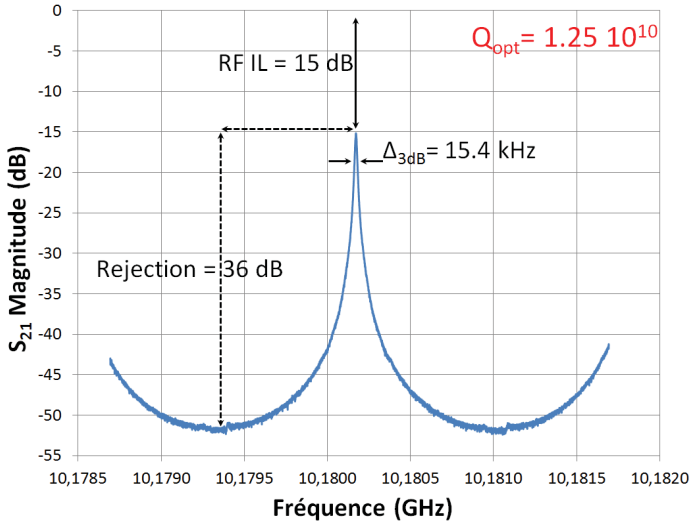


Fig. 2 : Mesure d'une résonance au voisinage de 10 GHz du résonateur fibré de 120 m.

3. PERFORMANCES DE L'OSCILLATEUR OPTOELECTRONIQUE

Le résonateur fibré de 120 m a été utilisé dans notre système OEO. La stabilisation du laser demeure la même que pour la mesure des paramètres S, et une boucle hyperfréquence est ajoutée comprenant une mise en série d'amplificateurs RF large bande à faible bruit de phase (Fig. 1.b). La

performance mesurée est présentée en Fig. 3.a pour deux réglages différents des paramètres de boucle. Le bruit de phase est en effet très dépendant des nombreux paramètres du système, que ce soit ceux de la boucle basse fréquence du PDH (gain, bande …) ou ceux de la boucle hyperfréquence (phase RF en particulier).

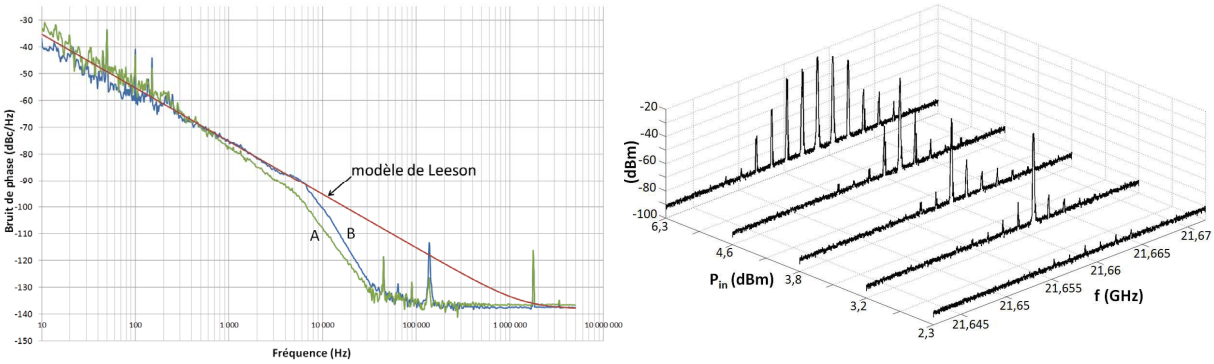


Fig. 3 : a) Mesure du bruit de phase de l'OEO à 10,2 GHz référencé sur un résonateur à Q_{opt}=1,25 10^{10}. Les courbes A et B correspondent à deux réglages différents de l'asservissement du PDH et de la contre-réaction hyperfréquence. b) Observation d'émission Brillouin d'ordre 2 en fonction de la puissance laser injectée dans la boucle résonante.

Malgré l'augmentation du facteur Q, le bruit de phase à 10 Hz se révèle plus élevé que dans nos réalisations précédentes : -40 dBc/Hz @ 10 Hz (contre -52 dBc/Hz @ 10 Hz [4]). Un autre fait remarquable est la chute brutale de bruit de phase aux limites de la demi bande du résonateur (~ 7 kHz). Un tel bruit de phase n'a pu être simulé à ce jour par un modèle de type Leeson [5], nous pensons donc que ce bruit intra bande provient très certainement du résonateur lui-même. Un autre fait notable est la pente relativement faible de ce bruit près de la porteuse, qui semble plus proche du 20 dB/dec que du 30 dB/dec. Nous pensons que la dégradation du bruit de phase est causée par la génération de non-linéarités Brillouin sur plusieurs modes adjacents du résonateur optique. La non-linéarité Brillouin d'ordre 2 a pu ainsi être observée sur un analyseur de spectre électrique. Ces résultats expérimentaux montrent que celle-ci s'amplifie à mesure que l'on augmente la puissance du laser injecté dans le résonateur fibré.

CONCLUSION

Les résonateurs optiques fibrés constituent une alternative élégante et efficace pour réaliser à moindre coût des cavités résonantes de facteurs Q_{opt} extrêmes. Nous avons démontré la faisabilité et les performances d'un tel dispositif. Néanmoins, afin de mieux identifier toutes les contributions au bruit de phase, il est nécessaire de tenir compte des non-linéarités optiques.

REFERENCES

[1] X.S. Yao and L. Maleki, 2004 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (IEEE, 2004), pp. 287-290.

[2] D.K. Armani, T.J. Kippenberg, S.M. Spillane et K.J. Vahala, "Ultra-high Q toroid microcavity on a chip," Nature, vol. 421, February 2003.

[3] K.J. Vahala,"Optical microcavities," Nature, vol. 424, August 2003.

[4] K. Saleh, O. Llopis et G. Cibiel, "Optical scattering induced noise fiber ring resonators and optoelectronic oscillators," Journal of Lightwave Technology, vol. 31, n°9, pp. 1433-1446, 2013.

[5] D.B. Leeson," A simple model of feedback oscillator noise spectrum," Proceedings of the IEEE, vol. 54, n°2, pp. 329-330, 1966.

DIAGRAMME DES INSTABILITES BASSES FRÉQUENCES DE DIODE LASER A 974 NM SOUMISE A UN RETOUR OPTIQUE SÉLECTIF EN FRÉQUENCE PROVENANT D'UN FBG

Fadwa Baladi [1 2], Alexis P. A. Fischer[2], Min Won Lee[2], Jean-René Burie[1] , Mauro Bettiati[1] , Azzedine Boudrioua[2]

[1] *3S Photonics Group, 18 Route de Villejust, 91625 Nozay, France*

[2] *Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS, UMR 7538, F-93430, Villetaneuse, France*

fbaladi@3spgroup.com

RESUMÉ

Nous étudions les comportements dynamiques basses fréquences d'une diode laser multimode émettant à 974 nm soumise à un retour optique sélectif en fréquence. Plus particulièrement nous cherchons à délimiter les zones d'existence d'instabilités basses fréquences en puissance optique en fonction de deux paramètres : le courant d'électrodes *I* de la diode laser et la réflectivité *R* du retour optique. Nos mesures montrent l'existence de deux types d'instabilités basses fréquences, les fluctuations basses fréquences marquées par des pics d'extinction partielle de la puissance lumineuse et des variations basses fréquences marquées par l'augmentation de la puissance lumineuse sous forme d'impulsion. Les mesures systématiques permettent de dresser une cartographie de ces différences de comportements dynamiques.

MOTS-CLEFS : *diode laser, retour optique sélectif en fréquence, réseau de Bragg photo-inscrit dans une fibre, instabilités basses fréquences.*

1. INTRODUCTION

Le contexte général est l'étude du comportement dynamique des modules de pompes des amplificateurs à fibre terrestres et sous-marins, qui permet de caractériser leur stabilité. Parmi les comportements dynamiques résultants d'un retour optique, nous pouvons citer la perte de cohérence par excitation des oscillations de relaxation et les fluctuations basses fréquences. Ces comportements dynamiques et chaotiques ainsi que d'autres ont été largement étudiés pour les diodes lasers soumises à un retour optique conventionnel (COF : Conventional Optical Feedback) provenant d'un miroir [1] [2] [3] [4]. Cependant, dans les modules de pompes étudiés ici, les diodes laser de puissance sont couplées à des fibres optiques dans lesquelles a été photo-inscrits un réseau de Bragg (FBG : Fiber Bragg Gratting). Les profils spectraux de la réflectance des FBG ont une largeur limitée ce qui produit un retour optique sélectif en fréquence (FOF : Filtered optical feedback [5]). L'étude des diodes laser soumises à un retour optique sélectif en fréquence est un domaine plus récent [6] que le retour optique conventionnel COF [7] et la complexité que rajoute la sélectivité en fréquence du filtre en terme de décalage en fréquence entre la source laser et le filtre, ainsi qu'en terme de largeur spectral du filtre par rapport aux fréquences de base des différents comportements dynamiques fait que beaucoup reste encore à explorer. Pour l'instant ce domaine a été essentiellement abordé du point de vue académique [8] car peu d'applications industrielles ont vu le jour [9].

Nous présentons ici une étude expérimentale des comportements dynamiques basses fréquences (inférieure à 10 MHz) d'une diode laser émettant à 974 nm soumise à un retour optique sélectif en fréquence [10]. C'est la première fois à notre connaissance qu'une étude FOF s'applique à un système tout optique visant à une application industrielle comme les modules amplificateurs et que cette étude est menée à la longueur d'onde de 974 nm. Cette première étude se limite aux variations basses fréquences et consiste plus particulièrement à dresser une cartographie en fonction de deux paramètres, le courant d'électrodes I et de la réflectivité R du FBG. L'un des principaux résultats expérimentaux est l'identification de deux régimes de fonctionnement basses fréquences distincts. Ces

deux types de variations basses fréquences n'ont été que peu observées dans les systèmes COF [11] et sont observées ici pour la première fois dans le cas d'un retour optique sélectif en fréquence FOF.

2. CONFIGURATION EXPERIMENTALE

Le schéma du dispositif de mesure est représenté sur la figure 1. Il est constitué du dispositif à étudier dit « Système » et de la partie « Diagnostique ». Le système étudié est constitué d'une diode laser à cavité Fabry-Perot multimode émettant à 974nm (DL) couplée à une fibre optique dans laquelle a été photo-inscrit un réseau de Bragg (FBG). Plusieurs FBG ont été couplés à la diode laser avec différentes réflectivités R_1 = 2%, R_2 = 4%, R_3 = 6% et R_4 = 8%. La lumière issue des FBGs est transmise à la partie diagnostique au travers d'un isolateur optique assurant 38 dB d'isolation afin de s'affranchir d'éventuelles réflexions parasites qui viendraient modifier la réponse de la diode laser. Le montage inclut également un asservissement en température à 25°C et une alimentation réglable stabilisée en courant pilotés par un ordinateur via une liaison GPIB. Ce qui permet de réaliser des mesures par pas de 5 mA sur une plage de 50 à 500 mA. La partie diagnostique est constituée d'une photodiode de 12 GHz de bande passante connectée à un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure f_c = 100 MHz et à un oscilloscope rapide de bande passante de 2,5 GHz échantillonnant au rythme de 20 G-échantillons/s, qui permet de mesurer les variations temporelles de puissance optique et plus particulièrement en présence du filtre les variations basses fréquences.

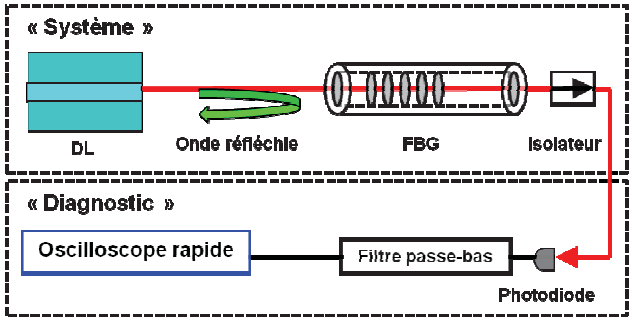


Fig. 1 : Schéma du montage expérimental fibré pour l'étude de la réponse temporelle d'une diode laser émettant à 974 nm soumise à un retour optique filtré en fréquence

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La figure 2 synthétise plusieurs résultats sur les comportements dynamiques basses fréquences.

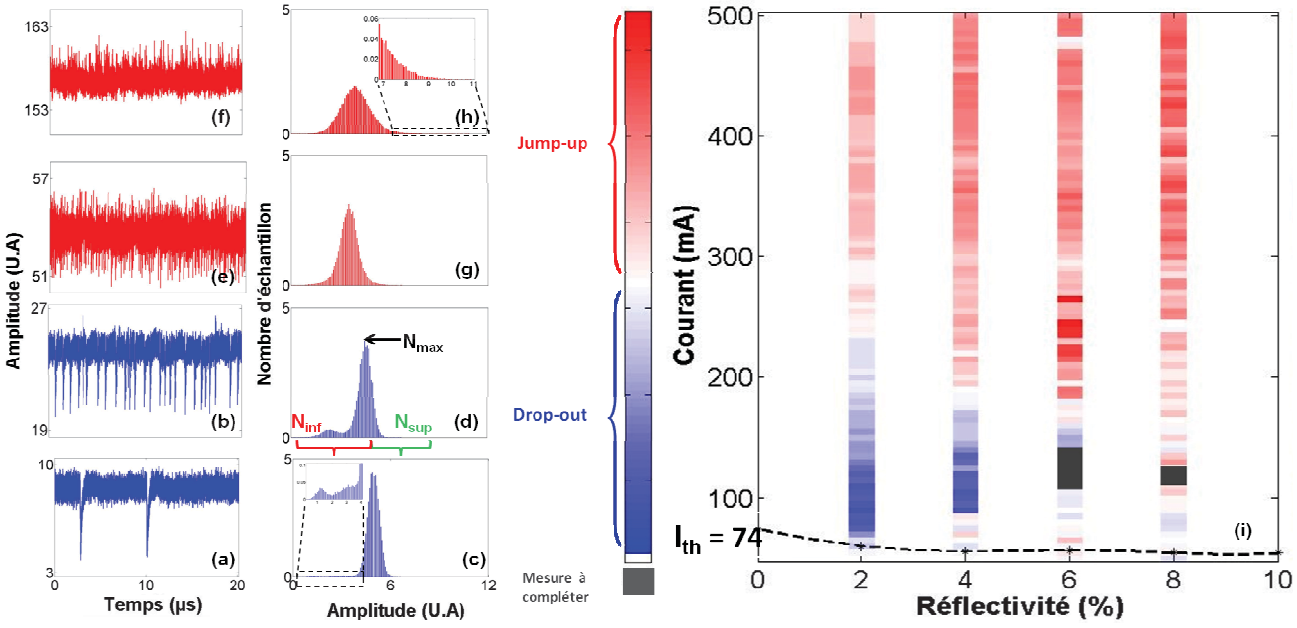


Fig. 2 : **(a)**, **(b)**, **(e)** et **(f)** réponses temporelles d'une diode laser émettant à 974 nm soumise à un retour optique sélectif en fréquence (R_{FBG} = 2%) pour respectivement I = 85 mA, 130 mA, 230 mA ,500 mA. **(c)**, **(d)**, **(g)** et **(h)** sont respectivement l'histogramme en amplitudes des signaux temporels en a, b, e et f. **(i)** Cartographie du comportement dynamique basses fréquences de la diode laser en fonction du courant I et réflectivité R du FBG.

L'évolution temporelle de la puissance lumineuse de la diode laser est mesurée sur une fenêtre temporelle de 100s, les figures 2.a et 2.b représentent un zoom sur 20 µs pour une réflectivité de

R = 2 % pour I_a = 80 mA et I_b = 130 mA. Ces signaux sont marqués par des pics d'extinction partielle clairement visibles dont la pseudo-période diminue lorsque le courant augmente. Les figures 2.c et 2.d sont des histogrammes qui présentent les distributions des valeurs atteintes pour les séries temporelles respectivement des figures 2.a et 2.b. L'histogramme de la figure 2.d présente une distribution non gaussienne avec un deuxième pic en dessous du pic principal qui correspond aux pics d'extinction partielle (drop-out). Les figures 2.e et 2.f représentent l'évolution temporelle de la puissance pour des courant I_e = 230 mA et I_f = 500 mA. Ces signaux sont marqués par des pics d'augmentation de la puissance lumineuse sous forme d'impulsions vers le haut (jump-up). Les histogrammes 2.g et 2.h correspondent aux distributions des séries temporelles 2.e et 2.f. Elles illustrent l'existence d'impulsions (jump-up). Pour chaque histogramme nous avons calculé la somme des populations inférieures et supérieures à la population maximale N_{max}. Les séries temporelles pour lesquelles $N_{inf} > N_{sup}$ correspondent à l'existence des drop-out (figures 2.a et 2.b) et sont représentées en bleu sur la figure 2.i. Les points rouges correspondent aux séries temporelles pour lesquelles $N_{inf} < N_{sup}$, signalant la présence de jump-up. Nous distinguons donc deux types de dynamiques. Le type « down » (drop-out) qui existe principalement pour les faibles valeurs de courant et le type « up » (jump-up) qui existe pour des valeurs de courant élevées, jusqu'à 500 mA. La plage d'existence du type « down » se réduit avec l'augmentation de la réflectivité du FBG. La cartographie obtenue présente des similitudes avec celle de T. Heil *et al.* [3]. Sur la figure 2.i est également représentée l'évolution du courant de seuil de la diode laser soumise au FOF pour les différentes réflectivités. Elle indique une réduction claire du courant seuil I_{th} de la diode laser en fonction de la réflectivité du FBG.

CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce travail les résultats d'une première expérience de retour optique sélectif en fréquence d'une diode laser multimode émettant à 974 nm. Les mesures des réponses temporelles ont permis de dresser une cartographie de l'évolution de la dynamique du système en fonction du courant et de la réflectivité. Les résultats de cette étude mettent en évidence l'existence de deux régimes de fonctionnement bien distincts, qui se manifestent par des instabilités basses fréquence, qui à faible courant se présentent sous forme de (drop-out), et à fort courant font apparaitre des impulsions (jump-up). Nous allons étendre cette analyse par des mesures de spectre RF, afin de vérifier si ces instabilités basses fréquences « drop-out » et « jump-up » ont les mêmes composantes spectrales. Nous étudierons également l'émergence des oscillations de relaxation (ROF : Relaxation Oscillation Frequency) en utilisant d'autres éléments de diagnostique ce qui nous permettra d'étudier la coexistence des dynamiques basses fréquences et hautes fréquences.

REFERENCES

[1] J. Ohtsubo, "Semiconductor lasers", Springer Verlag, 2012.

[2] D. Lenstra, B. H. Verbeek, A. J. Denboef, "Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback", IEEE OF Qantum Electronics., vol. Q-21, 1985.

[3] T. Heil, I. Fischer, and W. Elsaber, "Coexistence of low-frequency fluctuations and stable emission on a single high-gain mode in semiconductor lasers with external optical feedback", Physical Review A., vol. 58, 1998.

[4] R. Tkach, W. Chraplyvy, "Regimes of feedback effects in 1.5µm distributed feedback lasers", Journal of Lightwave Technology., vol. LT-4, 1986.

[5] H. Erzgräber, D. Lenstra, B. Krauskopf, A. P. A. Fischer, G. Vemuri, "Feedback phase sensitivity of a semiconductor laser subject to filtered optical feedback : experiment and theory", Phys. Rev. Lett., vol. 92, 2004.

[6] M. Yousefi, D. Lenstra,"Dynamical behavior of semiconductor laser with external optical feedback", IEEE OF Qantum Electronics., vol. QE-35, 1999.

[7] R. Lang, K. Kobayashi "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties", IEEE OF Qantum Electronics., vol. QE-16, 1980.

[8] M. Yousefi, D. Lenstra, G. Vemuri, A. P. A. Fishers "Global instability in a semiconductor laser with filtred optical feedback", Proc. Symposium IEEE/LEOS Benelux chapter, Brussels, Belgium, 2001.

[9] R. Badii, N. Matuschek, T. Pliska, J. Troger, B. Schmidt, "Dynamics of multimode diode lasers with strong, frequency-selective optical feedback", Physical Review E., vol. 68, 2003.

[10] M.A. Bettiati, C. Starck, F. Laruelle, et al, "Very high power operation of 980 nm single-mode InGaAs/AlGaAs pump lasers", SPIE Proceedings., vol. 6104 - 61040F, 2006.

[11] I. Wedekind, U. Parlitz "Mode synchronization of external cavity semiconductor lasers", International Journal of Bifurcation and Chaos., vol. 18, 2008.

Etude du bruit électrique de diodes laser à 780 nm pour senseurs inertiels.

J. Bébé Manga Lobe[1], Krim Arafat[2], B.Orsal[2], M. Tran[1], Y. Robert[1], E. Vinet[1], M. Garcia[1], M. Lecomte[1], O. Parillaud[1], M. Krakowski[1].

[1] *III-V Lab.* 1, avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau
[2] *Institut d'Electronique du Sud (IES),* UMR n° 5214 CNRS-UM2, Université Montpellier 2, Place Eugène Bataillon, 34095 Montpellier cedex 5
joseph.bebe-manga-lobe@3-5Lab.fr, michel.krakowski@3-5lab.fr

RESUME

Dans le but de mettre au point des lasers pour le pompage d'atomes pour application aux senseurs atomiques, nous avons développé des structures de lasers larges et ruban de type ridge émettant à 780 nm (raie D_2 du rubidium) à forte puissance optique. Nous avons caractérisé le bruit électrique de ces lasers, afin de comparer l'influence de différents paramètres (épaisseur du puits quantique, structure laser, longueur de cavité), et d'appréhender leur influence sur les bruits de la structure laser.

MOTS-CLEFS : *senseurs atomiques inertiels, pompage du Rubidium, lasers à 780 nm, bruit électrique*

I. INTRODUCTION

Les diodes laser émettant à 780 nm correspondant à la transition D2 du rubidium, sont des composants indispensables pour les capteurs inertiels de très haute précision (gravimètre, gradiomètre, gyromètre) basés sur l'interférométrie atomique et le refroidissement d'atomes. Ces applications nécessitent des sources lasers ayant une forte puissance, une bonne qualité de faisceau (M^2<3), une faible largeur de raie et un faible bruit de fréquence.

Dans ce contexte et afin de répondre aux différents besoins, nous avons développé des structures épitaxiales pour la réalisation des diodes laser et d'amplificateurs à semiconducteurs. Nous avons caractérisé le bruit électrique de ces lasers, afin de comparer l'influence de différents paramètres (épaisseur du puits quantique, structure laser, longueur de cavité) et d'appréhender leur influence sur le bruit en 1/f et le bruit blanc de la structure laser.

II. STRUCTURE LASER

La structure (figure 1) est à confinements séparés, avec un puits contraint en GaAsP, une cavité optique épaisse de 1µm en GaInP et des couches de confinement en quaternaire AlGaInP de quelques microns. Elle a été réalisée par MOVPE (Metal Organic Vapour Phase Epitaxy), technique consistant à faire croitre par épitaxie, des matériaux semi-conducteurs sur un substrat en GaAs.

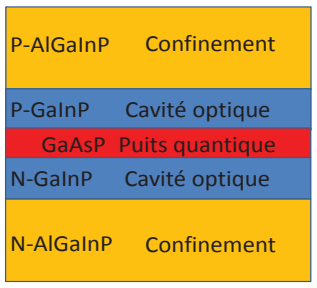


Figure 1 : Structure laser à confinements séparés

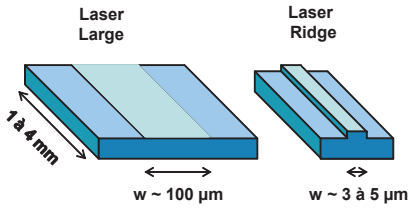


Figure 2 : Lasers large et ridge

Dans un premier temps, pour valider les différentes structures de laser, nous avons réalisé et caractérisé des lasers larges et Ridge (figure 2). Nous avons évalué les performances des lasers larges de longueurs (1, 2, 3 mm) en régime d'alimentation continu, pour différentes épaisseurs de puits quantique : 135Å, 145Å et 160Å pour extraire les paramètres internes de ces lasers. A titre d'exemple, nous vous présenterons dans la suite, des résultats expérimentaux pour une structure laser de 160Å d'épaisseur de puits quantique.

III. RESULTATS LASERS LARGES ET RIDGE

a. Caractéristiques P(I) de lasers larges

La figure 3montre les caractéristiques P(I) à différentes températures, en régime continu, pour un laser de 3 mm de long. Nous avons obtenu une faible densité de courant de seuil (245 A/cm^2) et un rendement différentiel externe élevé de (0.52W/A). La figure 4 montre l'évolution des courants de seuil et des rendements externes différentiels par face avec la température. On en déduit les températures caractéristiques T0 et T1 de 150K et 890K respectivement.

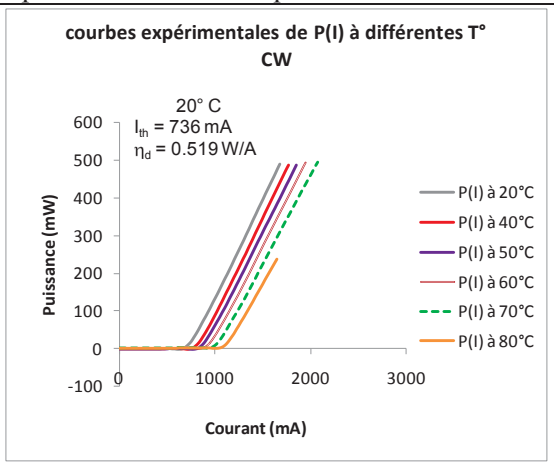


Figure 3 : Caractéristiques P(I) à différentes températures

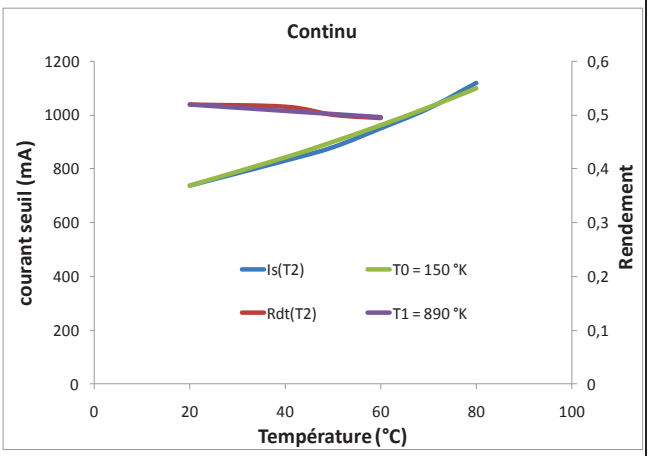


Figure 4 : Evolution des courants de seuil et rendements avec la température

b. Paramètres internes

A partir des résultats de seuil et de rendement mesurés sur les lasers larges de différentes longueurs, nous avons pu extraire les paramètres suivants : pertes internes α_i = 1,6 cm^{-1}, rendement quantique interne η_i = 89% et densité de courant à la transparence J_0 = 192 A/cm^2.

c. Caractéristiques P(I) et qualité de faisceau de lasers ridge

La figure 5 montre les caractéristiques P(I) en température d'un laser ridge de 2mm. Les courant de seuil et rendement externe différentiel par face valent respectivement 65mA et 0.36W/A. Le champ proche à 250mA, 60mW (figure 6) montre un fonctionnement monomode spatial.

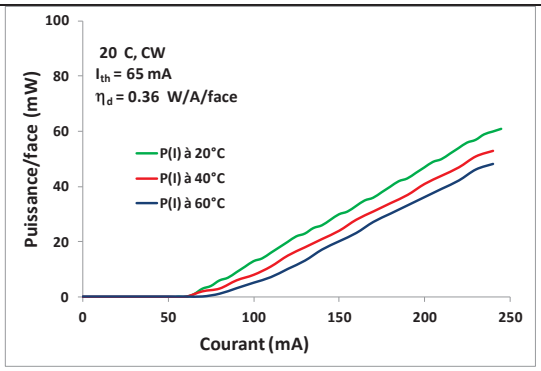


Figure 5 : Caractéristiques P(I) à différentes températures

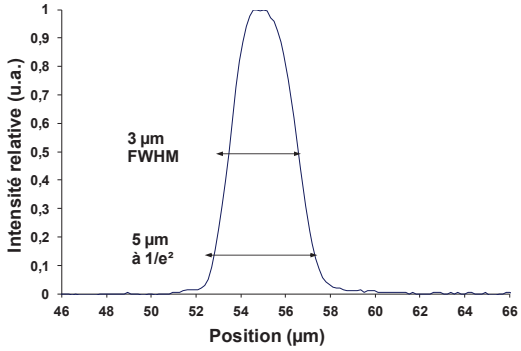


Figure 6 : Champ proche à 250mA

IV. BRUIT ELECTRIQUE

La figure 7 montre le schéma expérimental utilisé pour l'étude du bruit électrique des lasers.
Des résultats de bruit en fonction de l'épaisseur du puits, de la structure laser (large et ridge) et de la longueur de cavité seront présentés et commentés à la conférence.

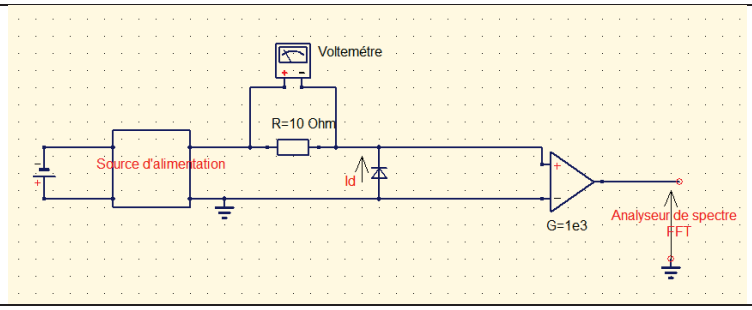


Figure 7 : Schéma du montage utilisé pour les mesures de bruit électrique

Nous utilisons pour ces mesures une alimentation composée d'une source et d'un filtre, une résistance de protection qui sert à mesurer le courant qui atteint la diode, une diode laser montée en direct, un analyseur de spectre FFT de marque ANRITSU, de 10 MHz de bande passante qui sert à mesurer la densité spectrale du bruit de la diode laser.
Les figures 8 et 9 montrent les densités spectrales de bruit de l'amplificateur utilisé et d'un laser large de 2mm de longueur de cavité.

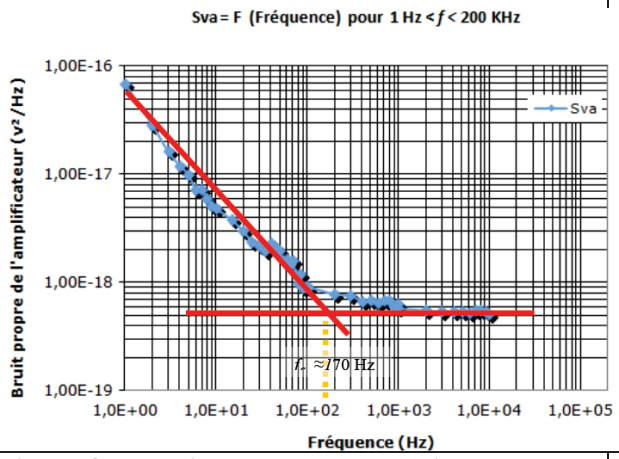


Figure 8 : Densité spectrale du bruit propre à l'amplificateur

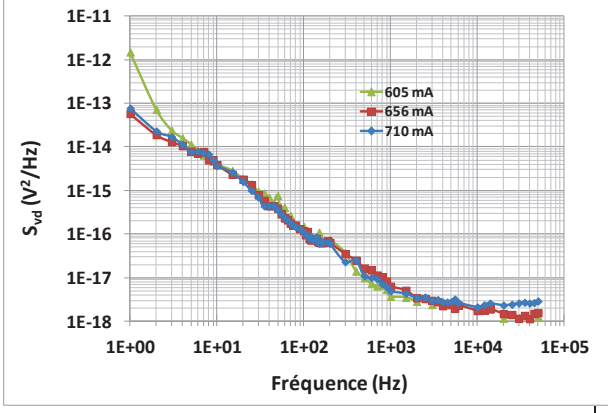


Figure 9 : Densité spectrale de bruit d'un laser large de 2mm de long à plusieurs courants

A partir des spectres obtenus pour différentes diodes laser, on peut distinguer trois composantes de bruits dans trois gammes de fréquences différence :

- Domaine des très basses fréquences ≈ [10,100] Hz : composante de bruit en 1/ f^2 en forme Lorentzienne propositionnelle à Id, appelée aussi bruit d'anti guidage de la structure car ce courant mal guidé dans la diode va exciter d'autres modes dans le milieu à gain générant ainsi des fluctuations en tension très lentes et instables.
- Domaine des basses fréquences ≈ [100, 2000] Hz : composante de bruit en 1/f qui est une signature typique du laser appelée aussi bruit intrinsèque (de jonction) dû à des phénomènes lents d'où son apparition dans le domaine des basses fréquences.
- Domaine des hautes fréquences (au dessus de 2000 Hz) : composante de bruit indépendante de la fréquence appelée le bruit blanc proportionnelle à Id (en s'éloignant du seuil laser) , et qui a une tendance à diminuer avec l'augmentation de la longueur de cavité (très proche de l'ordre de grandeur du bruit blanc de l'amplificateur).

V. CONCLUSIONS

Nous avons développé des structures laser large et ridge émettant à 780 nm pour le pompage du Rubidium. Des caractérisations de bruit électrique ont été mise en œuvre pour comparer l'influence de différents paramètres et d'appréhender leur influence sur le bruit en 1/f et le bruit blanc, afin d'optimiser le bruit de fréquence de ces lasers.

Lasers à blocage de modes bi-section à base de boites quantiques InAs sur InP (001) désorienté émettant à 1,64 µm à des taux de répétitions de 22,6 GHz

Kamil Klaime[1], Rozenn Piron[1], Dame Thiam[1], Cyril Paranthoen[1], Olivier Dehaese[1], Nicolas Chevalier[1], Thomas Batte[1], Kresten Yvind[2], Slimane Loualiche[1], Alain Le Corre[1]

[1] *Université Européenne de Bretagne, France INSA, FOTON, UMR 6082, F-35708 Rennes*

[2] *Department of Photonics Engineering, Technical University of Denmark, Ørsteds Plads, 2800 Kongens Lyngby, Denmark*

kamil.klaime@insa-rennes.fr

RÉSUMÉ

Cette communication porte sur la réalisation et la caractérisation de lasers à blocage de modes bi-section à base de boites quantiques InAs/InP (001) désorienté émettant à 1,64 µm à 25°C. Les résultats obtenus à partir d'un laser de 1,8 mm de longueur de cavité correspondant à un taux de répétition de 22,6 GHz, sont présentés. En régime continu, sous injection uniforme, un courant de seuil est de 130 mA a été obtenu pour ce laser. On obtient un fonctionnement en blocage de modes avec une largeur du spectre RF de 55 kHz.

MOTS-CLEFS :

1. INTRODUCTION

L'impact des lasers à blocage de modes repose sur leur utilisation en tant que sources d'impulsions compactes pour les télécommunications optiques à très haut débit en vue de la réalisation de systèmes tout-optique. Les applications ciblent, entre autres, la récupération et la distribution d'horloge et l'échantillonnage optique afin de surmonter les limitations de bande passante des systèmes électroniques et à coût raisonnable. L'ultra-large bande passante, le gain dynamique très rapide et la facilitée d'atteindre la saturation du gain et de l'absorption sont des propriétés caractéristiques des composants à base de boites et de fils quantiques qui en font des candidats particulièrement adéquats pour la fabrication de lasers à blocage de modes à faible bruit [1][2]. Pour les systèmes à base de GaAs, les performances des lasers à boites quantiques ont déjà surpassé celles des lasers à puits quantiques. Mais en raison de la difficulté à atteindre une longueur d'onde d'émission de 1.55 µm sur un substrat GaAs, l'attention est portée vers les nanostructures épitaxiée sur substrat InP. Nous reportons ici la fabrication et la caractérisation de lasers à blocage de modes bi-section à base de boites quantiques InAs/InP (001) désorienté émettant à 1.64 µm à 25°C et avec des taux de répétition de 22,6 GHz.

2. STRUCTURE ET CARACTERISTIQUE DU LASER

Le laser est réalisé par Epitaxie à Jets Moléculaires (EJM) à sources gazeuses sur un substrat InP (001) dopé n et désorienté de 2°. La zone active comporte 6 plans de boites quantiques InAs séparés par une couche quaternaire $In_{0.8}Ga_{0.2}As_{0.44}P_{0.56}$ (Q1.18) [3]. Cet empilement est centré dans un guide optique Q1.18 de 350 nm d'épaisseur, lui-même enserré dans une jonction pn constituée de couches d'InP dopées. Le dispositif élaboré est un laser à cavité Fabry-Perot émettant par la tranche. La largeur de ruban est de 3 µm et la gravure est faite de façon à laisser 100 nm d'InP type p au-dessus de la zone active. Ce laser présente 2 sections : une section de gain et une section absorbante (SA). L'isolement électrique entre la section de gain et la SA a été faite par gravure du contact métallique et de l'InGaAs (couche de contact). La longueur de la SA est de l'ordre de 6,6 % de la longueur totale de la cavité laser.

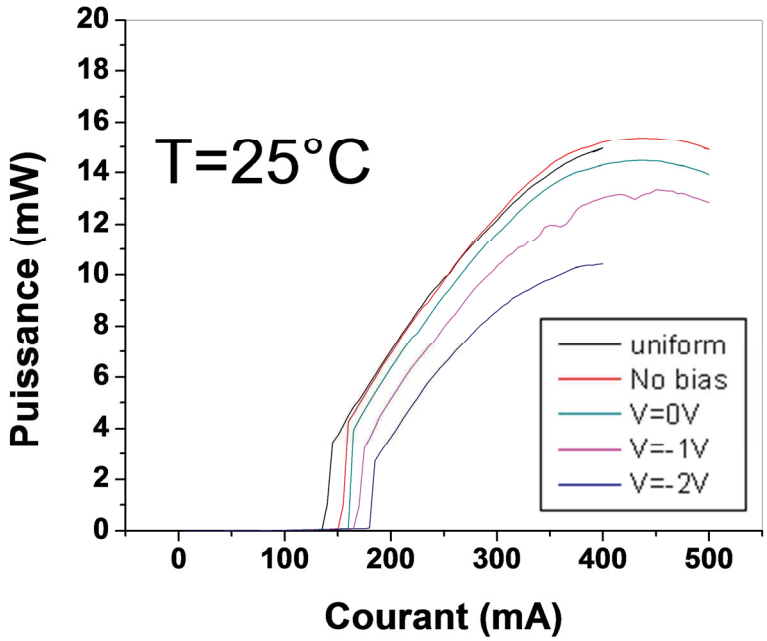


Fig. 1 : Puissance optique de sortie en fonction du courant pour différentes conditions de polarisation de la section absorbante.

3. CARACTERISATION DES LASERS A BLOCAGE DE MODES

Pour la caractérisation, le composant est placé sur un module Peltier pour une régulation de la température à 25°C. La sortie du laser est couplée à une fibre monomode à l'aide d'une lentille antireflet et isolatrice puis distribuée vers trois voies menant à : l'analyseur de spectre Radio Fréquence RF (bande passante de 22 GHz), le wattmètre, et l'analyseur de spectre optique (10 pm de résolution). La figure 1 montre les caractéristiques de puissance de sortie en fonction du courant injecté dans la section de gain pour différentes conditions de polarisation de la section absorbante. Le courant de seuil varie entre 130 et 180 mA selon l'état de polarisation de la SA choisi. Le courant de la section de gain pour réaliser les mesures présentées dans la suite doit permettre d'atteindre une puissance de sortie suffisamment élevée, quel que soit l'état de polarisation de la SA, pour se situer au-dessus du plancher de bruit des appareils, ce qui correspond à des mesures à partir de 1,5 * le courant de seuil. A la température de 25°C, Les mesures à l'analyseur de spectres RF montrent pour un courant d'injection de 230 mA sur la section du gain et une tension de 0V sur la SA, que le régime de blocage de modes est établi avec un taux de répétition de 22,6 GHz. La largeur de spectre RF est de 55 kHz ce qui assure un fonctionnement en blocage de modes à faible bruit de phase (Figure 2-a). La figure 2-b présente le spectre optique de ce laser. Ce spectre est centré à 1,63 µm et présente une forme rectangulaire avec une largeur de 7,8 nm. D'autres mesures du spectre RF ont été faites en fonction de la température et de la tension inverse appliquée sur la SA. Dans la **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** 3, on présente les spectres RF optimaux (en terme de largeur de spectre RF) en fonction du courant d'injection pour les différentes températures de mesure et à 0V et -1V de tension de polarisation sur la SA. On remarque qu'en augmentant la température, le taux de répétition du laser se décale jusqu'à 32 MHz vers les basses fréquences. La largeur du pic RF présente une faible variation autour de 55 kHz. Sa valeur varie de 28 kHz à 35°C et 400 mA de courant d'injection dans la section de gain et -1V de tension sur la SA jusqu'à 63 kHz pour la même température mais à 350 mA de courant d'injection et 0 V comme tension sur la SA. Cette faible variation montre une stabilité en termes de bruit de phase et de performance en blocage de modes.

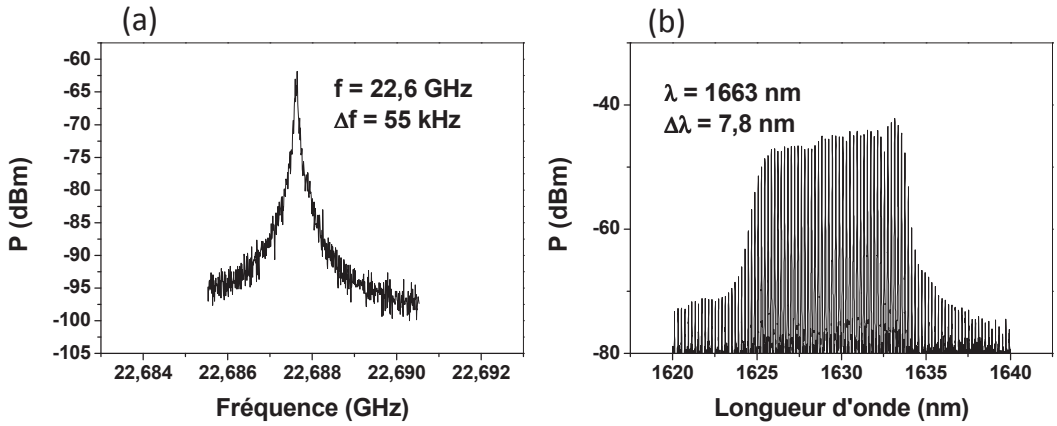


Fig. 2 : (a)spectre RF. (b) spectre optique du laser à blocage de modes en double section à 25°C et pour un courant d'injection sur la section du gain de 230 mA et une tension de 0V sur la SA.

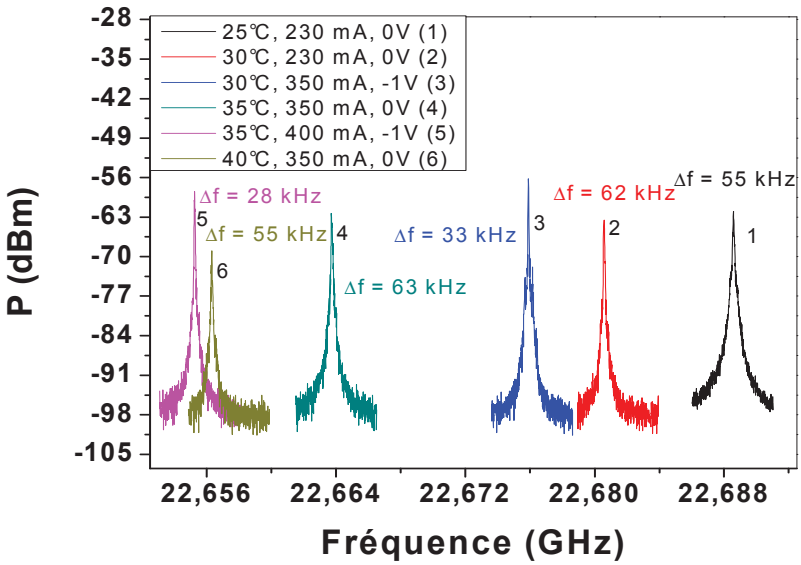


Fig. 3 : spectre RF du laser à blocage de modes en double section pour différentes valeurs de températures. Les conditions d'injection dans la section de gain et de polarisation de la section absorbante sont précisées pour chaque spectre RF.

CONCLUSION

Ces travaux ont permis la réalisation et la caractérisation de lasers à blocage de modes passif à taux de répétition 22,6 GHz, émettant à 1,64 µm. Les spectres RF de ce laser pour différentes température montrent une stabilité en terme de largeur à mi-hauteur. On observe un décalage de 32 MHz vers les faibles fréquences lorsque la température augmente de 15°C.

REFERENCES

[1] E. U. Rafailov, M. A. Cataluna, W. Sibbett, Nature Photonics, 1, 395, 2007.

[2] M. G. Thompson, A. R. Rae, M. Xia, R. V. Penty, and I. H. White, InGaAs, *J. of Select. Topics in Quantum Electron.*, **15,** No. 3, 661, 2009.

[3] D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, O. Dehaese, F. Grillot, T. Batté, K. Tavernier, J. Even, and S. Loualiche, Applied Physics Letters 94, 081107, 2009.

CONCEPTION D'UN RESEAU DE PHASE POUR LA COMBINAISON COHERENTE PASSIVE DE DIODES DE PUISSANCE

Louis Leveque, Gaëlle Lucas-Leclin, Patrick Georges

Laboratoire Charles Fabry, CNRS, Univ Paris-Sud 2 Avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex

RÉSUMÉ

Nous présentons ici les premières étapes réalisées sur la mise en phase passive de barrettes de diodes laser. Dans le but de combiner le rayonnement de plusieurs diodes laser évasées de puissance en cavité externe, des réseaux de phase diffractifs ont été réalisés, et une première expérience montrant la faisabilité de la combinaison passive de deux de ces émetteurs a été effectuée.

MOTS-CLEFS : *lasers à semiconducteurs, combinaison cohérente, réseaux de phase*

1. INTRODUCTION

Les sources à diodes laser représentent la technologie la plus efficace et la plus compacte pour convertir l'énergie électrique en énergie lumineuse. Malheureusement, la faible luminance (puissance émise par unité de surface et unité d'angle solide) de la plupart de ces sources les rend inexploitables pour plusieurs applications industrielles, notamment de soudure et de découpe. Le projet BRIDLE [1] est un projet européen réunissant laboratoires de recherches et industriels, dont le but est de repousser l'état de l'art des sources à diodes laser en termes de luminance en utilisant des émetteurs de forte luminance et plusieurs techniques de combinaison de faisceaux. Nous nous intéressons à l'étude et la réalisation de cavités pour la combinaison cohérente passive de barrettes de diodes.

2. COMBINAISON COHERENTE PASSIVE EN CAVITE EXTERNE

Le principe de la combinaison cohérente consiste à forcer une relation de phase constante entre plusieurs émetteurs lasers distincts [2]. Il devient alors possible de combiner ces différentes émissions en un seul faisceau dont la qualité spatiale est celle d'un émetteur unique, ce qui permet d'augmenter la luminance proportionnellement au nombre d'émetteurs par rapport à un émetteur unique. Une solution passive pour forcer cette mise en phase est de coupler ces différents émetteurs avec une cavité externe commune, par le biais de l'effet Talbot [3], ou d'un élément diffractif [4]. L'émission commune de ces émetteurs est alors décrite comme une superposition de supermodes résultant de l'interaction entre émetteurs. On définit la matrice de couplage de la cavité comme $\kappa = \{\kappa_{nm}\}$ où κ_{nm} est le coefficient de couplage de l'émetteur n vers l'émetteur m. Si l'on écrit le champ électrique à l'intérieur de la cavité sous la forme d'un vecteur contenant les amplitudes complexes des champs associés à chaque émetteur : $\vec{E} = (e_1, e_2, \ldots, e_n)$; ce champ doit alors, pour subsister à l'intérieur de la cavité commune être un vecteur propre de l'équation :

$$r_1 r_2 \, G \, \kappa \, \vec{E} = \vec{E}$$

Avec r_1 et r_2 les réflectivités des miroirs de fond de cavité, et G le gain d'amplification. On appelle alors supermode transverse la répartition des champs électriques vérifiant cette équation. Le profil de ces supermodes est donc complétement déterminé par la nature du couplage utilisé, et par la géométrie de la cavité.

3. CONCEPTION ET EVALUATION D'UN RESEAU DE PHASE

Un réseau de phase est un réseau de diffraction introduisant uniquement une modulation de phase spatiale périodique et séparant un faisceau en plusieurs ordres d'amplitudes et phases différentes. Un tel réseau peut également servir à recombiner efficacement plusieurs faisceaux couplés dans ses ordres de diffractions et ayant les mêmes phases relatives que ceux-ci (cf. figure 1). Ainsi, on peut parvenir à une mise en phase d'un ensemble d'émetteurs en les recombinant à l'intérieur d'une cavité externe. Le réseau de phase doit alors être conçu pour avoir un nombre d'ordres brillants égal au nombre N d'émetteurs à combiner. On définit l'efficacité de diffraction η comme étant la proportion de la puissance diffractée dans ces N ordres d'intérêt (chacun d'entre eux étant associés à un émetteur). Nous avons développé des outils d'optimisation numérique permettant de calculer des profils de phase binaires (dont la phase ne prend que les valeurs 0 et π) ; ainsi que des profils de phase multipas (dont la phase prend plusieurs valeurs discrètes entre 0 et π). Si l'efficacité diffractive des réseaux binaires s'est révélée limitée aux alentours de 75%, les réseaux multipas ont pu atteindre des efficacités plus élevées, de l'ordre de 85%, au prix d'une plus grande complexité du motif.

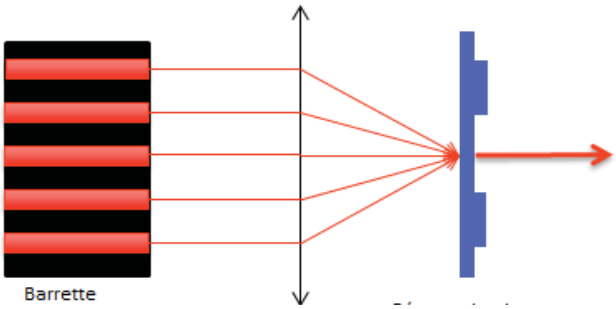


Figure 1 : Combinaison de 5 émetteurs sur un réseau de phase

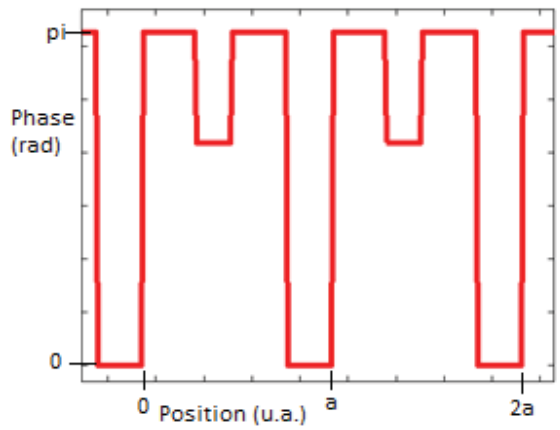


Figure 3 : Motif de phase d'un réseau à 3 niveaux de phase conçu pour 5 ordres

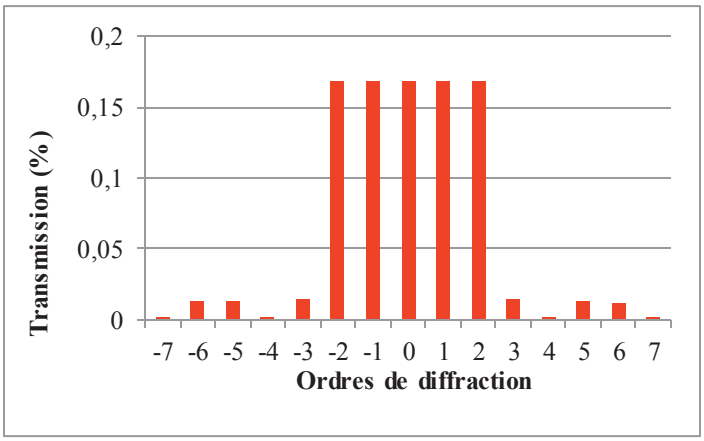


Figure 2 : Intensité des ordres du réseau ci-contre

Dans le but de quantifier la sensibilité d'un tel réseau aux différentes sources d'erreurs, nous avons simulé leur comportement dans différentes situations. Nous avons tout d'abord évalué l'influence des défauts de fabrication (positionnement des basculements et profondeur de gravure) sur le spectre du réseau. Nous avons déterminé que les erreurs typiques résultant du processus de lithographie n'avaient pas une influence significative sur l'efficacité diffractive du composant. Nous avons également étudié l'influence des erreurs apportées par les différences des émetteurs vis-à-vis des ordres du réseau en termes d'amplitude, de phase et de positionnement relatif. Nous avons déterminé que pour entrainer une chute d'efficacité de 5%, les erreurs de phases devaient être de

l'ordre de λ/5 et les erreurs d'amplitude relative de 20%. Ces simulations ont montré que les erreurs de phase étaient les plus critiques vis-à-vis de l'efficacité de combinaison.

4. DEMONSTRATION DE PRINCIPE

Les émetteurs utilisés, fournis par le Ferdinand Brown fuer Hoechstfrequenztechnik (FBH), sont des diodes lasers évasées [5], constituées d'une section étroite de longueur 1mm imposant une émission monomode transverse, et d'une section évasée de longueur 3mm, et d'angle 6° qui amplifie fortement la lumière émise. Ces émetteurs permettent d'obtenir une puissance de 6W pour un courant injecté de 9A, dans un faisceau de divergence de 30° pour un facteur M² de l'ordre de 4.

Afin de valider expérimentalement la possibilité d'un couplage cohérent entre nos émetteurs, nous avons réalisé une expérience de mise en phase avec deux de ces diodes placées dans une cavité commune de type Michelson, cette cavité étant fermée par une lame de verre utilisée en réflexion. Après superposition des faisceaux et réglage de l'orientation de la lame de verre, nous observons une augmentation de la puissance émise du côté de la lame de verre. Cette augmentation par rapport au fonctionnement incohérent résulte des interférences ayant lieu au niveau de la lame séparatrice, et est ainsi la marque d'une émission cohérente des deux émetteurs.

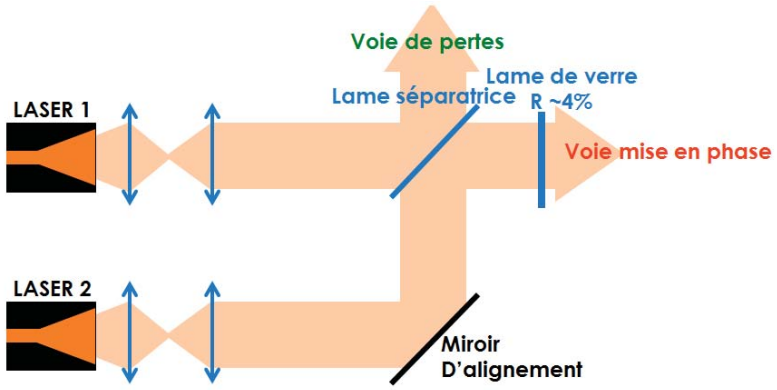


Figure 4 : Schéma de l'expérience de mise en phase passive

CONCLUSION

Dans le cadre du développement d'architectures de cavité externe pour la combinaison cohérente passive de diodes lasers de puissance, nous avons conçu et caractérisés plusieurs modèles d'éléments diffractifs permettant la séparation et la combinaison de faisceaux cohérents. Une première expérience de principe a été réalisée, qui montre la faisabilité d'un couplage cohérent entre ces émetteurs de puissance.

Ce travail est soutenu par la Communauté Européenne dans le cadre du projet FP7 n° 314719 BRIDLE.

RÉFÉRENCES

[1] http://www.bridle.eu/

[2] T. Y. Fan, ''Laser Beam Combining for High-Power, High-Radiance Sources'' IEEE J. Sel. Top. Quant., vol. 11, no. 3, p. 567, 2005

[3] D. Paboeuf, G. Lucas-Leclin, P. Georges, N. Michel, M. Krakowski, J. Lim, S. Sujecki, E. Larkins, ''Narrow-Line coherently combined tapered diodes in a Talbot external cavity with a volume Bragg grating'' Appl. Phys. Lett., vol. 93, no. 21, 2008.

[4] G. Bloom, C. Larat, E. Lallier, G. Lehoucq, S. Bansropun, M. Lee-Bouhours, B. Loiseaux, M. Carras, X. Marcadet, G. Lucas-Leclin, and P. Georges, "Passive coherent beam combining of quantum-cascade lasers with a Dammann grating," Opt. Lett. 36, 3810-3812, 2011

[5] Fiebig, C.; Eppich, B.; Paschke, K.; Erbert, G., "High-Brightness 980-nm Tapered Laser— Optimization of the Laser Rear Facet," Photonics Technology Letters, IEEE , vol.22, no.5, pp.341,343, March, 2010

CONCEPTION DE DFB OPTIMISES TOUT CP EN FILIERE GASB

Brice Adelin, Olivier Gauthier-Lafaye, Antoine Monmayrant[1]

CNRS ; LAAS ; 7 avenue du Colonel Roche, F-31077, Toulouse, France

brice.adelin@laas.fr

RÉSUMÉ

L'optimisation de la sélectivité modale d'un guide à cristal photonique large est réalisée par une étude FDTD. Pour cela nous avons mis en place une méthodologie qui permet d'assurer la convergence des modèles utilisés malgré le caractère large et multimodes de ces guides.

MOTS-CLEFS : *CP ; laser DFB ; guide à défaut*

1. INTRODUCTION

Les guides à cristal photonique (CP) permettent de réaliser des barrettes de lasers monomodes de type DFB présentant des espacements en longueur d'onde parfaitement maitrisés [1]. Ce type de dispositifs est particulièrement intéressant pour des applications de détection de gaz par spectrométrie à laser accordable, les barrettes permettant des études spectroscopiques larges avec des possibilités de discrimination de gaz. Cependant, plusieurs étapes restent à franchir, notamment l'implémentation de ces structures dans des dispositifs à pompage électrique (les démonstrations actuelles reposant sur des membranes sous pompage optique [1]-[2]). Cette implémentation nécessite aussi la réalisation de guides tout CP plus larges que ceux actuellement étudiés, pour permettre une meilleure extraction de puissance et une gestion thermique améliorée. Nous présentons la méthodologie mise en place pour l'étude numérique des guides à CP larges et multimodes.

Notre étude se focalise sur le guide W5 ΓK formé par l'omission de 5 rangées de trous dans la direction ΓK d'un cristal photonique à maille hexagonal. La technique d'optimisation par double déformation [1] consiste à maximiser le facteur de qualité d'un seul mode DFB sur les deux modes présents au second point de repliement (modes n et v figure 1) pour favoriser une émission DFB monomode en optimisant simultanément la largeur du guide à défaut (déformation du guide ε) et la maille transverse du cristal (déformation affine α) par rapport au guide parfait. (Figure 1).

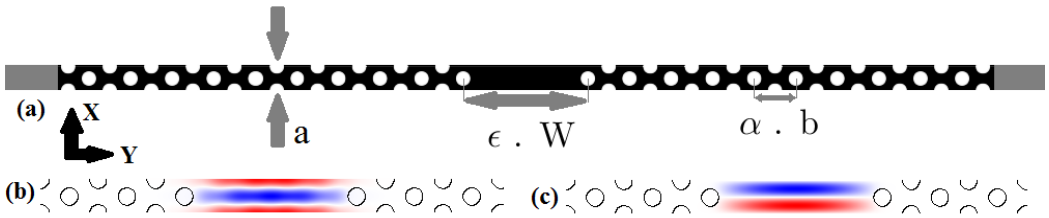


Fig 1 : Structure de la cellule de calcul dans le plan horizontal (XY) (a), mode v (b) et mode n (c)

L'étude numérique utilise le code de calcul FDTD MEEP du MIT [3]. Un algorithme d'extraction inverse d'harmoniques [4] permet d'extraire les fréquences et les facteurs de qualité des modes excités dans la structure.

2. OPTIMISATION DES SIMULATIONS

L'optimisation du facteur de qualité reposant sur un grand nombre de modélisations numériques FDTD 3D du guide CP, il est essentiel de minimiser le volume de calcul afin de conserver des temps de calcul raisonnables. Pour cela, nous avons mené deux études préliminaires 2D.

La première étude nous a permis de déterminer le nombre minimal de périodes de CP au bord du guide permettant de reproduire fidèlement les modes se propageant dans le guide parfait. La seconde étude a consisté à minimiser l'empilement vertical de couches définissant le guide vertical. Nous avons ainsi étudié les pertes induites sur le mode guidé par les couches absorbantes de type PML (Perfectly Matched Layer) placées en haut et en bas du volume de calcul, en fonction de l'épaisseur des zones de gaine situées de part et d'autre du guide.

La détermination du facteur de qualité par extraction inverse d'harmoniques est reconnue comme étant une des méthodes numérique les plus fiables et les plus rapides actuelle [4]. Cependant, son utilisation dans le cas de systèmes multimodes est complexe, et demande souvent d'isoler les modes un à un pour obtenir un résultat fiable. Pour limiter le nombre de modes excités, nous cherchons tout d'abord à n'exciter que les modes propagatifs du guide d'onde. Pour cela, nous utilisons une excitation reproduisant le plus fidèlement possible la forme du mode recherché. Selon la direction de propagation, la source est une fonction sinusoïdale, reproduisant le profil du mode DFB recherché. Dans la direction transverse, le profil du mode est ajusté au profil d'un mode dans un guide d'onde tri-couches diélectrique. Une étude numérique nous a permis de vérifier que le profil du mode dans le guide CP est bien reproduit par le profil d'un mode guidé dans un guide tri-couches équivalent composé d'un cœur d'indice égal à celui du semiconducteur, et d'une gaine d'indice égale à l'indice moyen de la zone à CP.

Cependant, la seule utilisation d'une source bien adaptée n'est pas suffisante pour permettre une convergence fiable de l'algorithme d'inversion harmonique (tableau 1). Nous avons en outre modifié l'inversion harmonique pour qu'elle s'applique non pas sur le champ électromagnétique pris en un point de la grille de calcul, mais sur une somme du champ mesuré sur plusieurs points, pondéré par le profil de mode attendu. Nous avons ainsi pu améliorer la qualité de l'inversion harmonique de plusieurs ordres de grandeur sans pour autant augmenter de manière tangible le temps de calcul nécessaire. Ces résultats sont reportés dans le tableau 1 ci-dessous qui présente notamment l'amélioration du rapport entre l'erreur de calcul et la partie imaginaire de la fréquence du mode, rapport définissant la précision et déterminant pour la validité du facteur de qualité extrait par cette méthode. En effet, il est nécessaire d'avoir une précision d'au moins 10^{-3} pour commencer à avoir un degré de fiabilité raisonnable dans le facteur de qualité.

Deformation		Harminv			New Harminv		
ϵ	α	Q	Precision ($< 10^{-3}$)	Temps	Q	Precision ($< 10^{-3}$)	Temps
1.00	1.00	3,3 x 10^5	4,6 x 10^{-3}	3294.95 s	3,7 x 10^5	9,7 x 10^{-9}	3394.62 s
1.05	0.8	1,3 x 10^6	5,6 x 10^{-2}	2634.17 s	3,3 x 10^6	3,5 x 10^{-7}	2891.7 s
1.24	1.00	1,1 x 10^4	1,2 x 10^{-3}	3348.91 s	1,1 x 10^4	8,7 x 10^{-10}	3475.77 s

Tableau 1 : Facteurs de qualité, précision de calcul et temps de simulation nécessaires lors de l'inversion harmonique du champ en un point (en haut) ou en plusieurs points (en bas).

3. RESULTATS DE SIMULATIONS

Nous avons ainsi pu à la fois obtenir des temps de calcul raisonnables et des résultats fiables qui nous ont permis de tracer des cartographies de facteur de qualité et de fréquence dans le plan de la déformation (α, ε).

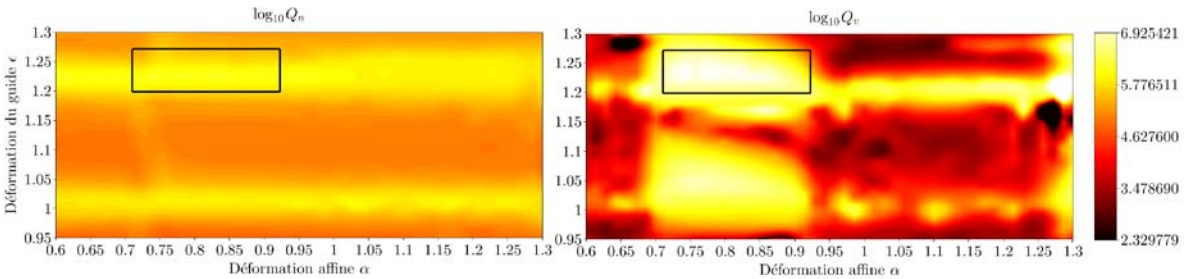


Fig 2 : Cartographie des facteurs de qualité (échelle Log) des modes laser n et v en fonction des paramètres géométriques.

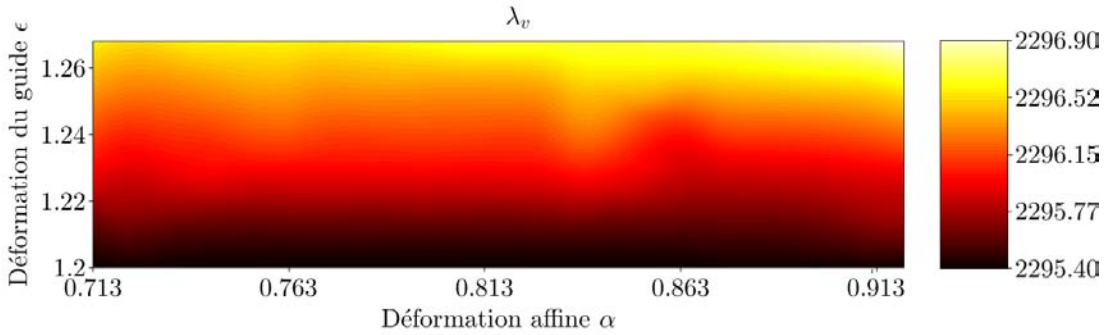


Fig 3: Cartographie de la longueur d'onde d'émission du mode laser dans la zone de forte sélectivité

La Figure 2 présente l'étude paramétrique 2D en fonction des deux paramètres de déformation de la géométrie (déformation du guide ε et déformation affine α) des facteurs de qualité pour les deux modes susceptibles de laser, les modes n (à gauche) et v (à droite). On observe une zone de très forte sélectivité (centrée en (1.25, 0.8)) pour laquelle le mode v présente un facteur de qualité approchant les 9.10^6, très nettement supérieur à celui du mode n qui lui avoisine les 6.10^5. Cette zone de forte sélectivité correspond à un optimum relativement large. On peut donc espérer obtenir une émission laser monomode pour toute une gamme de paramètre géométrique autour de cet optimum (rectangle noir). De plus, dans cette zone, la longueur d'onde d'émission du mode v varie de façon graduelle. La Figure 6 présente ainsi l'évolution de la longueur d'onde d'émission en nanomètre dans la zone de forte sélectivité. On observe une évolution douce et graduelle qui s'étend sur plus d'un nanomètre. Nous pouvons ainsi concevoir différents lasers avec des fréquences d'émission décalées mais présentant tous une émission monomode.

CONCLUSION

L'exploitation de guides DFB tout CP larges nécessite une modélisation électromagnétique complexe. Nous avons mis en place une méthode fiable et raisonnablement rapide de calcul du facteur de qualité pour ce type de guide. Nous expliciterons les étapes de la méthodologie employée et leurs validations. Les résultats numériques obtenus montrent que le guide W5 ΓK doit permettre une émission laser intense, monomode dont on peut choisir la longueur d'onde avec précision, et nous discuterons ces résultats. Nos études se concentrent actuellement sur la généralisation de cette optimisation à d'autres types de guides plus larges ainsi que sur la réalisation pratique de ces sources.

Remerciements : ce travail est supporté par l'ANR MIDAS (ANR-11-NANO-028), et il a pu être réalisé grâce à l'accès aux ressources HPC de Calmip au titre de la dotation 2013-P1235.

RÉFÉRENCES

[1] A. Larrue, J. Campos, O. Gauthier-Lafaye, A. Monmayrant, S. Bonnefont,and F. Lozes-Dupuy, All photonic crystal DFB lasers robust towards optical feedback, IEEE JSTQE, 17, pp1236, 2011
[2] O. Gauthier-Lafaye, D. Mulon, S. Bonnefont, X. Checoury, J-M. Lourtioz, A. Talneau, and F. Lozes-Dupuy, « Highly Monomode W1 Waveguide Square Lattice Photonic Crystal Lasers », IEEE Photonics Technology Letters, vol. 17, n°8, pp. 1587-1589, 2005
[3] Ardavan F. Oskooi, David Roundy, Mihai Ibanescu, Peter Bermel, J. D. Joannopoulos, and Steven G. Johnson, "MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method," Computer Physics Communications 181, 687–702 (2010)
[4] V. A. Mandelshtam and H. S. Taylor, "Harmonic inversion of time signals," J. Chem. Phys. 107 (17), 6756-6769 (1997). Erratum, ibid. 109 (10), 4128 (1998)

APPROCHE TECHNOLOGIQUE DE RESONATEURS OPTIQUES 2D ET 3D SUR SUBSTRATS DE VERRE ET DE SILICIUM

Amel Ali Slimane[1,2], Adrien Desmoulin[1], Olivier Llopis[1], Véronique Conedera[1], Arnaud Fernandez[1,2]

[1]*Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes LAAS ; CNRS ; Université de Toulouse ; Toulouse, France*

[2]*Université de Toulouse ; UPS ; Toulouse, France*

aalislim@laas.fr

RÉSUMÉ

Une étude portant sur la réalisation de résonateurs et de techniques de couplage de ces résonateurs à des guides d'onde sur substrat verre et silicium est présentée. Ces résonateurs sont de deux types différents : report de sphère de SiO_2 sur substrat hôte ou réalisation de résonateurs bidimensionnels circulaires à l'aide des structures guidantes étudiées pour le couplage de la sphère. Les problématiques liées au choix des matériaux sont décrites, du point de vue de la technologie et de leurs propriétés optiques.

MOTS-CLEFS : *Guides d'onde optique ; résonateur optique ; modes de galerie ; optique sur silicium*

1. INTRODUCTION

Les résonateurs optiques à modes de galerie (2D et 3D) permettent d'atteindre des facteurs de qualité très élevés, pour cette raison, de nombreux laboratoires s'y intéressent [2], [4], [5], [8]. Cependant, des techniques de fabrication en grande série et à moindre coût sont nécessaires pour le développement de cette approche. Pour cette raison, les guides d'ondes que nous réalisons reposent sur une technologie silicium, verre et nitrure de silicium relativement bon marché. Le but de notre étude est de réaliser des résonateurs bidimensionnels (résonateurs circulaires et résonateurs «racetrack» et tridimensionnels (résonateurs sphériques) en utilisant de tels guides d'onde comme système de couplage. Ces guides sont réalisés sur un substrat de silicium monocristallin, ou un substrat de verre, et sont dimensionnés pour un fonctionnement monomode au voisinage de λ = 1550 nm. Pour le cas de l'approche trimensionnelle (3D), les microsphères utilisées sont obtenues par fusion de verres très purs et sont réalisées par l'ENSAT-FOTON Lannion [3], [7].

2. CHOIX DES MATERIAUX

Le choix des matériaux est une étape cruciale pour notre étude, le couple de matériaux à utiliser pour les guides d'ondes devant respecter la condition de couplage avec les résonateurs étudiés (2D et 3D) (voir fig.1). En effet, pour obtenir un couplage efficace entre le guide et le résonateur, il est nécessaire que les indices effectifs du guide d'onde et celui du résonateur soient proches [6], [9], [10].

Pour le cas du résonateur sphérique (3D), les simulations sous Matlab indiquent que la variation de l'indice effectif du mode par rapport au rayon de la sphère varie entre 1.32 et 1.40 ; on doit donc réaliser des guides présentant un indice effectif de même ordre de grandeur que celui ci.

Nous avons utilisé deux programmes (un programme développé en interne sous Matlab et un programme en libre accès mis à disposition par l'université de Twente [1]) pour simuler plusieurs guides d'onde en variant leurs dimensions et leurs indices de réfraction (n) à la longueur d'onde de λ = 1550 nm. Par ailleurs, on notera que, le problème d'accord d'indice ne se pose pas pour les résonateurs 2D, dans la mesure où le guide d'onde et le résonateur seront constitués d'un même matériau (Fig.1).

Les choix des matériaux s'est porté sur le silicium, le verre, le silicium amorphe hydrogéné et le nitrure de silicium en nous basant d'une part sur leurs propriétés optiques, telles que la transparence dans le domaine des longueurs d'ondes utilisées et leur indice de réfraction, ainsi que sur leurs propriétés mécaniques, thermomécaniques et leur coût.

3. COUPLAGE DU SIGNAL OPTIQUE ENTRE LE GUIDE, LA FIBRE ET LE RESONATEUR

Le couplage du signal optique entre le guide d'onde et le résonateur est très difficile à réaliser, à cause de la différence de l'indice de réfraction qui peut exister entre les deux mais aussi des dimensions importantes du résonateur. En effet, les applications visées se situent dans le domaine du filtrage des ondes RF en gamme millimétriques, et ceci suppose à la fois un très fort coefficient de qualité et un intervalle spectral libre important. Ces deux conditions ne peuvent être obtenues que par la mise en œuvre de résonateurs de dimensions proche du millimètre, alors que le couplage impose un contrôle de distance à l'échelle submicronique.

Pour nos résonateurs circulaires ou « racetrack » 2D, nous optons pour un couplage standard utilisant deux guides d'onde placés de part et d'autre du résonateur.

Pour nos résonateurs sphériques, nous proposons une technique de couplage non standard qui consiste à localiser précisément la sphère grâce à une gravure profonde du substrat hôte. L'image ci dessous montre ces deux principes de couplage.

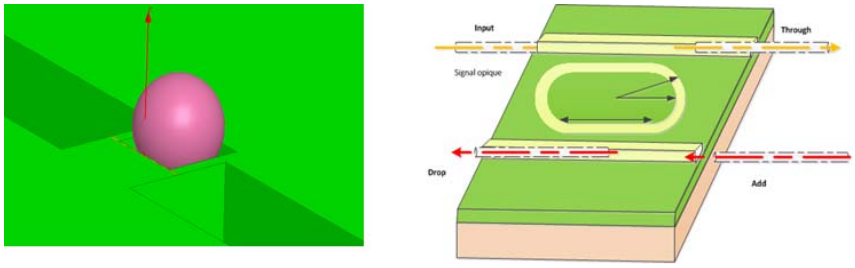


Fig. 1: Principe de couplage des résonateurs sphériques (3D) et *racetrack* (2D)

4. LES GUIDES D'ONDES ETUDIES

N'ayant pas beaucoup de degrés de liberté nous permettant de réaliser un couplage efficace entre le guide et le résonateur, nous avons décidé de réaliser plusieurs guides d'onde avec des matériaux différents (indice de réfraction différents) et donc d'épaisseurs différentes, la figure 2 montre deux de ces guides d'onde.

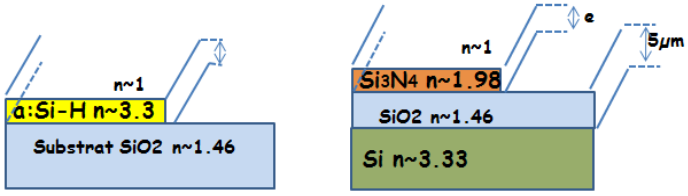


Fig. 2: Guide optiques sur verre et SOI

<u>Guide d'onde en a:Si-H/SiO_2</u> :

Les guides d'ondes en a:Si-H/SiO_2, se réalisent sur une plaquette en verre 4" (SiO_2) ayant un indice n ~ 1.46 @1550 nm sur lequel on fait croitre une mince couche de silicium amorphe dont l'indice est n ~3.33 à 1550 nm. Suivant l'épaisseur de la couche du a:Si-H, plusieurs simulations ont été réalisées. Les résultats obtenus nous ont contraint à tenter des approches de réalisation assez difficiles vu les faibles dimensions du guide d'onde susceptible de réaliser un bon couplage entre le guide et la sphère (avec des indices effectifs proches). La largeur du guide est fixée à 2 µm, son épaisseur est de 90 nm. Ces dimensions donnent de bons résultats pour l'extension du champ évanescent nécessaire pour assurer le couplage (de l'ordre de 1 µm) (voir fig.3).

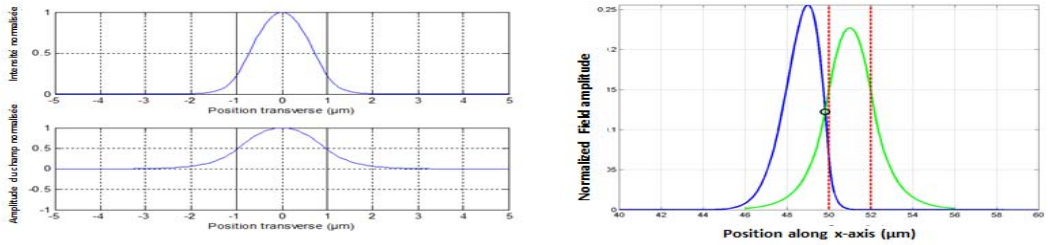


Fig. 3: Extension du champ évanescent (guide a:Si-H) et recouvrement avec les WGM de la sphère

Guide d'onde en $Si_3N_4/SiO_2/Si$

Les petites dimensions du guide d'onde a:Si-H/SiO_2 sont très difficiles à utiliser ultérieurement, et le risque de ne pas pouvoir coupler la lumière est réel. Il est possible que les pertes du signal soient très fortes, ce qui induirait un sous couplage, ou un couplage très faible guide-sphère. Nous avons donc voulu réaliser d'autres guides d'ondes répondants aux critères évoqués mais ayant des dimensions plus importantes (de l'ordre du micromètre), c'est le cas du guide d'onde en $Si_3N_4/SiO_2/Si$.

Pour ce guide d'onde deux étapes sont à réaliser. La première étant le dépôt de SiO_2 sur du Si suivit d'un dépôt du nitrure de silicium (Si_3N_4) sur SiO_2 (voir fig.2).

La couche de 5 µm de SiO_2 (4975 nm ± 10%) a été déposée en utilisant le CCP-PECVD qui est le seul bâtit (disponible en salle blanche du LAAS) permettant d'avoir une épaisseur aussi importante et respectant les propriétés optiques du matériau (n~1.48). La vitesse de dépôt est d'environ 55.2 nm/mn et la répétabilité du procédé est vérifiée.

Le Si_3N_4 se dépose en utilisant la technique de LPCVD qui assure une très bonne pureté du matériau, une bonne uniformité, et un indice de réfraction satisfaisant (n ~2.15 à λ=1550nm).

CONCLUSION

Différentes approches pour réaliser des guides d'ondes à faible indice effectif sur substrat de Si et SiO_2 ont été étudiées. L'approche utilisant la structure $Si_3N_4/SiO_2/Si$ se révèle particulièrement prometteuse pour les deux types de résonateurs envisagés. La gravure des résonateurs 2D avec cette structure est en cours et nous espérons pouvoir présenter un résultat de mesure pour la conférence.

RÉFÉRENCES

[1] http://wwwhome.math.utwente.nl/~hammerm
[2] Kenjiro Miyano and Hiroshi Ishikawa, Coupling of a guided mode with a micoresonator: effetct oft he size oft he resonator, CREST, Japan Science and Technologiy corporation, Tokyo 171-0031, Japan, 2001
[3] P. Feron, Whispering gallery mode lasers in erbium doped fluoride glass, Annale de la fondation Louis de Broglie, 29, 297 (2003).
[4] Yuichiro Tanushi (COE Researcher), Masaru Wake (Graduate School of Advanced Sciences of Matter, M2), Shin Yokoyama (Professor Research Center for Nanodevices and Systems, Graduate School of Advanced Sciences of Matter) "Design and Fabrication of Race-Track Optical Ring Resonator", 2004.
[5] Isa Kiyat and Atilla Aydinli, "High-Q silicon-on-insulator optical rib waveguide racetrack resonators" Optical Society of America, 2005.
[6] G. T. Reed, W. R. Headley, F. Y. Gardes, B. D. Timotijevic, S. P. Chan, G. Z. Mashanovich Characteristics of rib waveguide racetrack resonators in SOI, Advanced Technology Institute, School of Electronics and Physical Sciences, University of Surrey, Guildford, Surrey, GU2 7XH, UK. Proc. of SPIE Vol. 6183 61830G-15, 2006.
[7] Y. Dumeige, S. Trebaol, L. Ghia, T. Nguyên, H. Tavernier, P. Féron, "Determination of coupling regime f high-Q resonators and optical gain of highly selective amplifiers", J. Opt. Soc. Am. B 25, 2073-2080, 2008.
[8] Qianfan Xu, David Fattal, and Raymond G. Beausoleil, "1.5 µm-radius high-Q silicon microring resonators", Optical Society of America, 2008.
[9] E.Xifré-Pérez, J.D. Domenech, R. Fenollosa, P. Muñoz, J. Capmany,and F.Meseguer "All silicon waveguide spherical microcavity coupler device" Vol.
19, No. 4, OPTICS EXPRESS 3185, February 2011.
[10] Aleksandr Biberman,Michael J. Shaw, Erman Timurdogan, Jeremy B. Wright, and Michael R. Watts, "Ultralow-loss silicon ring resonators" PTICS LETTERS / Vol. 37, No. 20 / October 15, 2012.

AUTO-OSCILLATIONS À HAUTE FRÉQUENCE DANS UNE NANOCAVITÉ EN SILICIUM

Nicolas Cazier, Xavier Checoury, Laurent-Daniel Haret, Philippe Boucaud

Institut d' Électronique Fondamentale, CNRS Université Paris Sud 11,

Bâtiment 220, F-91405 Orsay Cedex, France

nicolas.cazier@ief.u-psud.fr

RÉSUMÉ

Nous avons mesuré des auto-oscillations à haute fréquence (2.8 GHz) et d'une grande pureté spectrale, créées par l'interaction entre la dispersion par porteurs libres et l'absorption à deux photons, dans des cavités photoniques en silicium. Ce résultat ouvre la voie au développement de générateurs de signaux micro-ondes ultra-compact en silicium.

MOTS-CLEFS : *cristaux photoniques, nanocavité silicium, optique non-linéaire*

1. INTRODUCTION

Générer des signaux optiques micro-ondes grâce à un système très compact est une technique-clé de la photonique micro-ondes. Il a été montré théoriquement que des auto-oscillations aux fréquences micro-ondes peuvent être obtenues dans des systèmes résonants tels que les cavités à cristaux photoniques, dans lesquelles les phénomènes d'optique non linéaire sont très importants [1]. Ces auto-oscillations sont créées par l'interaction entre l'absorption à deux photons et le changement d'indice optique dû aux porteurs libres créés par cette absorption, que l'on appelle la dispersion par porteurs libres. Nous avons confirmé expérimentalement que des auto-oscillations non atténuées à des fréquences de l'ordre du GHz (2.8 GHz) peuvent se produire dans des cavités à cristaux photoniques en silicium. Ces oscillations sont très différentes de celles créées par la compétition entre dispersion par porteurs libres et dispersion thermique, qui sont limitées aux fréquences MHz.

2. NANOCAVITÉ

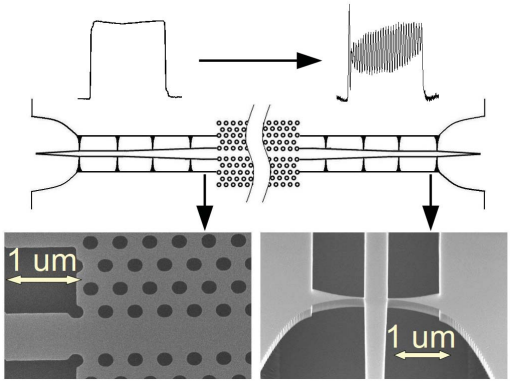


Fig. 1 : En haut : Schéma du cristal photonique avec les guides d'accès suspendus et les nano-poutrelles L'intensité de l'impulsion d'entrée et celle des oscillations en sortie ont aussi été représentées. En bas : images prises au microscope à balayage électronique de l'entrée du guide d'onde à cristaux photoniques (gauche) et de l'entrée d'un des guides d'accès (droite).

La nanocavité à cristaux photoniques membranaire utilisée pour les expériences est un guide d'onde à largeur modulée semblable à celui décrit dans la référence [2]. La lumière est injectée et récupérée

dans la cavité par des fibres optiques au travers de guides de type "ridge" suspendus par des nano-poutrelles [3] (voir fig. 1). Les pertes dans chacun de ces guides d'accès sont de 8 dB. Les puissances données par la suite sont celles à l'entrée et à la sortie du cristal photonique. La nanocavité a une résonance vers 1585 nm et un facteur de qualité de 130000. Sa longueur est d'à peu près 100 microns et la longueur totale du dispositif (cavité+guides d'accès) est de 500 microns. Nous avons utilisé un laser accordable continu et un modulateur Mach-Zehnder pour envoyer dans la cavité des impulsions optiques de longueur 10ns, répétées toutes les 100 kHz afin de minimiser les effets thermiques. La puissance crête de ces impulsions est de 2 mW. Le signal de sortie a ensuite été mesuré à l'aide d'une photodiode.

3. Résultats

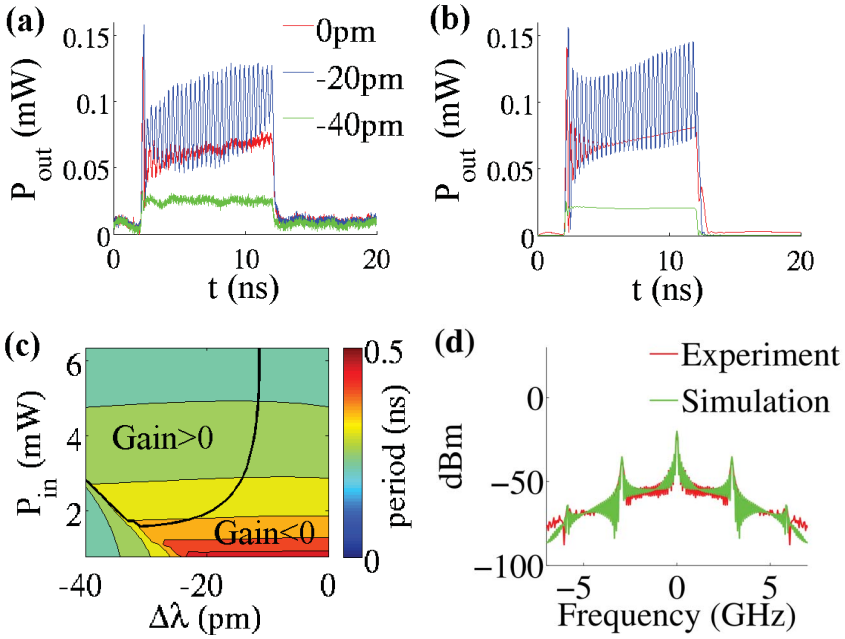


Fig. 2 : (a) La puissance mesurée en sortie de la cavité pour différents désaccords entre la longueur d'onde du laser et celle de la cavité. (b) Les courbes obtenues en simulant le comportement de la cavité sous MATLAB. L'augmentation de la puissance moyenne au cours du temps est due aux effets thermiques. (c) Période des oscillations en fonction du désaccord et de la puissance d'entrée (d'après les simulations). Les oscillations sont non atténuées dans la zone où le gain est positif. (d) Spectre des oscillations (mesuré et simulé) pour un désaccord de -20 pm.

L'origine du phénomène d'auto-oscillations est relativement simple : le laser crée des porteurs libres dans la cavité par absorption à deux photons, ce qui désaccorde la fréquence de résonance de la cavité par rapport à celle du laser, grâce à la dispersion par porteurs libres. Ce désaccord diminue l'énergie stockée dans la cavité, et donc le nombre de porteurs libres créés, et la cavité se ré-accorde alors sur la fréquence du laser, ce qui réaugmente le nombre de porteurs libres, et ainsi de suite. Cependant, obtenir des oscillations non atténuées est relativement complexe. Pour prédire l'existence de ces oscillations, nous avons linéarisé autour d'une valeur d'équilibre le système d'équations non linéaires décrivant la cavité. Les oscillations sont non atténuées lorsque ce système possède une paire de valeurs propres conjuguées dont la partie réelle (qui correspond à un gain équivalent) est positive (voir fig 2c). Elles sont obtenues pour un désaccord initial en longueur d'onde de -20 pm et présentent une fréquence de 2.8 GHz (voir fig 2a et 2b), conformément au modèle de la cavité que nous avons développé, qui comporte comme seuls paramètres ajustables le temps de vie des porteurs libres et le volume effectif qu'ils occupent. Ces oscillations ont sont quasi-

sinusoïdales (voir fig. 2d) et l'amplitude de la seconde harmonique est 26 dB en dessous de l'amplitude du fondamental, conformément aux calculs développés.

Conclusion

Nous avons montré expérimentalement que des auto-oscillations peuvent se produire à des fréquences de l'ordre du GHz dans des nanocavités à cristaux photoniques. Les auto-oscillations dans les cavités à cristaux photoniques silicium présentent l'avantage de pouvoir permettre de réaliser simplement des sources micro-ondes ultra-compactes avec une grande pureté spectrale.

Références

[1] S. Malaguti, G. Bellanca, A. de Rossi, S. Combrie, and S. Trillo, Phys. Rev. A 83, 051802 (2011).
[2] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, and T. Watanabe, Appl. Phys. Lett. 88 (2006).
[3] Z. Han, X. Checoury, D. Néel, S. David, M. El Kurdi, and P. Boucaud, Opt. Commun. 283, 4387 (2010).

EFFET DU RECUIT THERMIQUE SUR L'ABSORPTION OPTIQUE DU NANOCOMPOSITE KBr/ZnS

Halimi Ouahiba[1], Sebais Miloud[1], Boudine Boubekeur[1], Boudrioua Azzedine[2]

[1]*Laboratoire de Cristallographie, Université Constantine Ii, Route Ain El Bey Constantine, Algérie*

[2]*Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 9343 Villetaneuse, France*

h.ouahiba@yahoo.fr

RÉSUMÉ

Cette dernière décennie a vu émerger une recherche intensive sur l'élaboration et l'étude des propriétés optiques des nanomatériaux semi-conducteurs. La tendance actuelle vers le tout optique a permis des innovations dans de multiples secteurs liés à l'optoélectronique. C'est dans le but de participer à cet effort que s'inscrit le présent travail qui consiste à élaborer et à caractériser des matériaux composites à base des nanocristaux du semi-conducteur ZnS dispersés dans une matrice cristalline de KBr élaborée par la méthode de Czochralski**.**

MOTS-CLEFS: *Composite KBr /ZnS, Recuit thermique, Absorption optique.*

1. INTRODUCTION

Dans le but d'obtenir des matériaux, possédant des propriétés physico-chimiques plus performantes, les chercheurs n'ont cessé de développer des techniques et procédés d'élaboration de nouveaux matériaux. Le progrès réalisé dans ce domaine est dû aux moyens sophistiqués, mis en œuvre, Lesquels permettent un meilleur contrôle des conditions thermodynamiques dans lesquelles s'effectue le processus d'élaboration. L'effet du traitement thermique sur les matériaux est très varié et peut mener selon la durée et la température du recuit soit à l'amélioration soit à la dégradation de la propriété recherchée[1]. Le présent travail consiste en l'élaboration des nanocristaux du semi-conducteur ZnS par broyage mécanique et leur dispersion dans la matrice monocristalline de l'halogénure alcalin KBr qui est peu soluble en solution aqueuse même à haute température. Cette caractéristique a fait que le choix de la méthode d'élaboration a été orienté vers la technique de tirage basée sur le principe de la méthode de Czochralski qui utilise un bain en fusion.

2. PROCEDE EXPERIMENTAL

L'élaboration des monocristaux de KBr a été effectuée à l'aide d'un montage de Czochralski. Lors de la croissance des monocristaux de KBr, on ensemence le liquide en fusion par de faibles quantités d'une poudre très fine constituée par les cristallites du semi-conducteur de dopage ZnS et obtenue par un long broyage mécanique. Les grains, de la poudre ajoutée, dont la taille est nanométrique sont adsorbés à l'intérieur de la matrice cristalline de KBr. Par contre les gros grains précipitent vers le bas du creuset. On obtient ainsi un monocristal de KBr dopé avec des nanocristaux du semi-conducteur ZnS. Les échantillons obtenus sont sous forme cylindrique d'une longueur d'environ 80mm et un diamètre de l'ordre de 15mm. Ils ont été découpés perpendiculairement à l'axe [100] en pastilles de 2 à 3mm d'épaisseur pour la caractérisation par la diffraction des rayons X et par la mesure de l'absorption optique. Les pastilles monocristallines de KBr dopées par les cristallites de ZnS ont subi des cycles successifs de recuit thermique à 600°C pour une durée de 4 heures chacun.

3. RESULTATS ET DISCUSSION

Le spectre de diffraction des rayons X obtenu à partir d'une pastille monocristalline de KBr pure est représenté sur la figure 1a. On peut distinguer, sur ce spectre, trois pics dont les positions sont à 2θ = 27.05°, 2θ = 55.65° et 2θ = 88.96°. Ces pics correspondent respectivement aux plans (200), (400) et (600) de la maille cubique du KBr et sont des réflexions harmoniques. Ils renseignent sur le caractère monocristallin de la matrice KBr.
Le spectre de diffraction des rayons X (Fig.1b) d'une pastille monocristalline de KBr clivée suivant le plan (100) et dans laquelle ont été dispersées des cristallites de ZnS, présente en plus des pics situés à 2θ=27.04° et 2θ= 55.65° spécifiques aux plans (200) et (400) du KBr, un autre pic relativement faible à 2θ=28.49° qui correspond à la famille de plans (002) de la structure hexagonale du semi-conducteur ZnS.

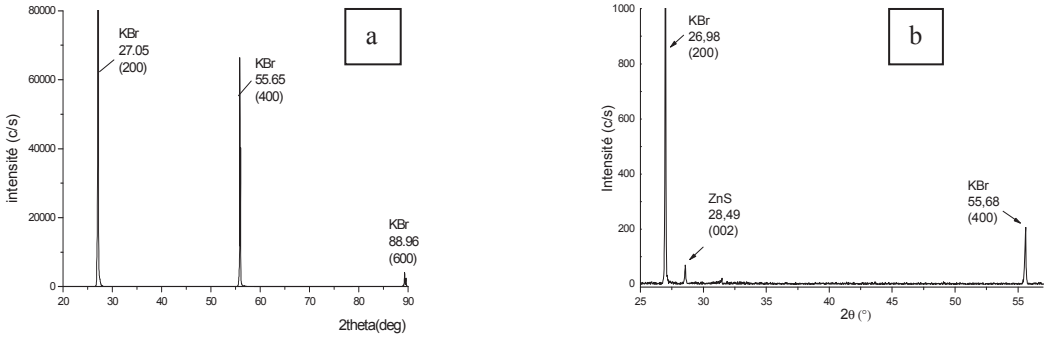


Fig.1: Spectre de diffraction des rayons X d'une pastille monocristalline de KBr
(Rayons X incidents sur la face (100)).
a)Pure b) Dopée par les cristallites de ZnS

Le spectre de la figure 2a montre qu'une pastille monocristalline de KBr pure ne présente pratiquement aucune absorption optique dans le domaine spectral 600 à 250 nm. Néanmoins, on constate une légère absorption constante et monotone due aux défauts de structure telles que les dislocations et les lacunes. Ces défauts peuvent être formés lors de la croissance des monocristaux de KBr. Au-dessous de 210 nm, on constate une absorption très importante qui fait apparaître un bord d'absorption abrupte. Le gap optique, calculé par la méthode de la seconde dérivée de l'absorption optique, est de l'ordre de 6.20 eV.
Le spectre de l'absorption optique d'une pastille monocristalline de KBr dans laquelle sont dispersées les cristallites de ZnS est présenté sur la figure 2b. On peut remarquer le décalage du seuil d'absorption vers les grandes longueurs d'onde par rapport à celui de KBr. Cette nouvelle position est due à l'absorption par les cristallites du semi-conducteur ZnS. La présence des deux bandes à 300.5nm et 271nm est probablement due à l'absorption excitonique à partir des deux sous-bandes de valence [2].
La détermination du gap optique par la méthode de la seconde dérivé a donnée une valeur de 4.12 eV qui est supérieure à celle du cristal massif de ZnS (E_g =3.91 eV). Cette augmentation de l'énergie du gap (ΔEg (ZnS) = 0.21 eV) est due à la très faible taille des cristallites qui a induit un phénomène de confinement quantique.

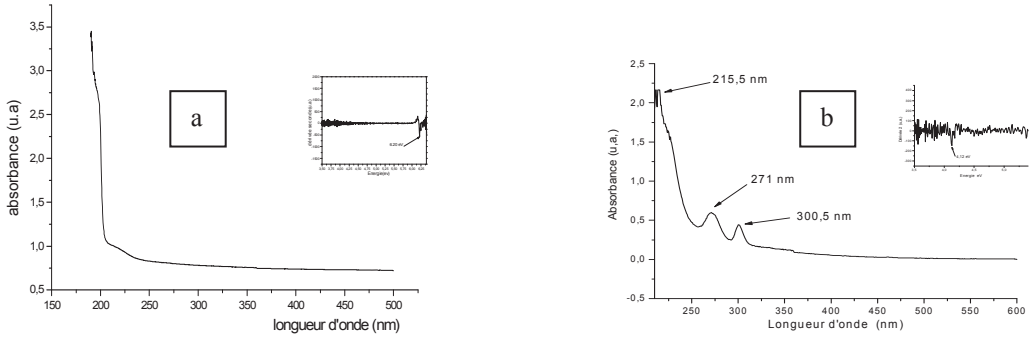


Fig.3: Spectre d'absorption optique d'une pastille monocristalline de KBr (sans récuit)
a) Pure b) Dopée par les cristallites de ZnS

Pour les propriétés optiques des matériaux, et en particulier pour l'absorption optique des nanoparticules des semi-conducteurs, l'effet du recuit thermique est très important. Il favorise le phénomène de recristallisation des cristallites et permet donc un développement de leur taille.
L'étude des spectres de l'absorption optique d'une pastille monocristalline de KBr dopées par les cristallites de ZnS et qui a subi des recuits thermiques permet de constater qu'il y a une variation dans l'intensité des bandes d'absorption et que le seuil d'absorption est décalé tantôt vers les grandes longueurs d'onde tantôt vers les petites longueurs d'onde par rapport au spectre du recuit précédent.
Cette constatation permet de déduire que la taille des cristallites du semi-conducteur ZnS de dopage augmente puis diminue puis augmente à nouveau [3]. C'est à dire la taille des cristallites augmente jusqu'à un seuil limite puis se produit un éclatement et fragmentation des cristallites sous l'effet du recuit et des contraintes du réseau cristallin de la matrice hôte KBr.
Ainsi on peut donc contrôler la taille des cristallites à l'intérieur de la matrice par un choix adéquat de la température et de la durée du recuit. Si on arrive à contrôler la taille des cristallites on sera alors en mesure de faire varier volontairement les propriétés optiques des matériaux élaborés.
En faisant une investigation plus approfondie par des recuits bien étudiés on peut déterminer l'écart maximal entre les positions extrêmes du bord d'absorption et calculer les rayons des cristallites qui leur correspondent et par conséquent on peut déterminer la dispersion de taille maximale permise des nanocristallites des semi-conducteurs de dopage dans les matrices cristallines hôtes.

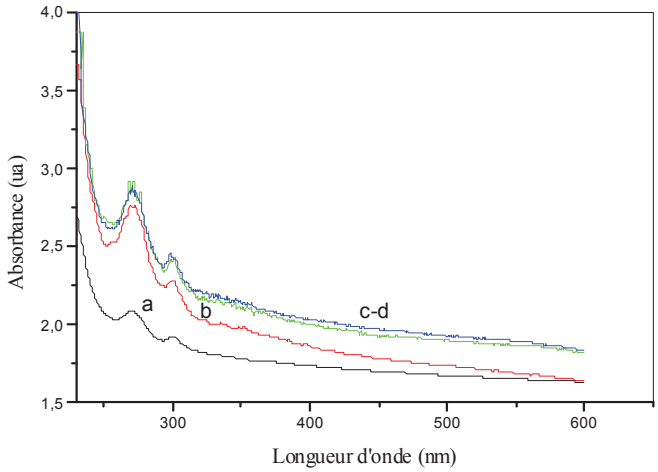


Fig.3 : Evolution de l'absorption optique des cristallites de ZnS (Recuit à 600°C)
a) échantillon sans recuit , b) recuit pendant 4 heures
c) recuit pendant 8 heures, d) recuit pendant 12 heures

CONCLUSION

L'élaboration et la caractérisation des nanomatériaux font ces derniers temps l'objet de très nombreux travaux scientifiques à cause des propriétés physico–chimiques inhabituelles de ces deniers. Les monocristaux de KBr purs et dopés par les cristallites du semi-conducteur ZnS ont été obtenus par voie de tirage selon le principe de la méthode de croissance de Czochralski. L'allure des spectres de diffraction des rayons X permet de déduire la non dégradation de la matrice hôte KBr et la conservation de son caractère monocristallin malgré l'incorporation des cristallites de ZnS de dopage. L'influence du recuit thermique sur la taille des cristallites de ZnS à l'intérieur de la matrice hôte KBr a été mise en évidence par les variations observées sur les spectres de l'absorption optique. La variation de la taille des cristallites (fragmentation et croissance des cristallites) induit un déplacement du bord d'absorption et par conséquent un recuit thermique adéquat permet de moduler l'absorption optique des échantillons élaborés.

RÉFÉRENCES

[1] - A. Bensouici, J. L. Plaza, O. Halimi, B. Boudine, M. Sebais, E. Dieguez, Journal of optoelectronics and advanced materials Vol. 10, No. 11, pp. 3051 – 3053, 2008
[2] - P.Baranski, V.Klotehkov, I.Potykeritch, « électronique des semi-conducteurs », Ed. Mir Moscow, 1978.
[3] - E.T. Voiles, L.S.Chumbley, Y.Han, M.Akinc, J.Am.Ceram.Soc, 77(12), pp 73-76, 1994.

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DU PIEGEAGE PAR UNE NANO ANTENNE A OUVERTURE PAPILLON SUR SONDE DE MICROSCOPE OPTIQUE EN CHAMP PROCHE

Nyha Hameed, Ali El Eter, Thierry Grosjean & Fadi I. Baida

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

nyhamajeed.hameed@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons un nouveau type de structure nanométrique permettant d'obtenir de forts confinements du champ électromagnétique et qui pourrait être exploitée pour le piégeage optique. Notre structure est basée sur un effet d'antenne obtenu avec une nano-ouverture papillon gravée à l'extrémité d'une sonde de microscope optique en champ proche. Un piégeage de nanoparticules en silice a été réalisé avec de faibles puissances injectées.

1. INTRODUCTION

Les pinces optiques permettent de manipuler des objets micro et nanométriques avec beaucoup de précisions. Elles trouvent de nombreuses applications en biologie. Généralement, les forces optiques sont obtenues en focalisant un faisceau laser avec un objectif à grande ouverture numérique. Les phénomènes dus à l'interaction lumière-matière et aussi liés à la nature ondulatoire de la lumière (limite de diffraction) sont à l'origine de certaines limites imposées à la génération de fort gradient e champ électromagnétique permettant d'exalter les forces. Ceci implique, qu'en fonction de sa dimension, une particule ne pourra pas être complètement piégée et continuera à fluctuer à l'intérieur du volume considéré. Pour dépasser ces limites, des dispositifs utilisant des nanostructures métalliques et diélectriques ont été proposés à la fois pour amplifier et confiner le champ électromagnétique.

Ces dernières années de nombreux articles montrent théoriquement l'avantage que peuvent avoir le confinement et l'amplification du champ électromagnétique en particulier à l'extrémité de pointes métalliques [1], de nano-antenne plasmoniques [2], de cavités à cristaux photoniques [3]. Ces dispositifs peuvent théoriquement piéger des nanoparticules jusqu'à une taille d'une dizaine de nanomètres. Les démonstrations expérimentales du piégeage à l'aide de nanostructure est très récent. Un travail intéressant [4] montre l'efficacité d'un réseau de nano antennes sur le piégeage de particules. Un récent et important travail réalisé dans l'équipe d'O.J. Martin [5] démontre le piégeage de nano particules d'or de 10nm de diamètre dans l'entrefer d'une nanoantenne dimère.

Notre approche ici est basée sur un effet d'antenne obtenu avec une nano-ouverture papillon gravée à l'extrémité d'une sonde de microscope optique en champ proche métallisée. Grâce à cette nouvelle approche, on génère un champ électromagnétique très intense résultant de l'interaction du mode guidé dans la fibre optique avec la nano-antenne elle-même. Le fort gradient de champ peut générer des forces optiques capables de piéger des nanoparticules de silice de l'ordre de 500nm avec une faible puissance optique. En plus de l'expérience, un travail théorique est effectué pour modéliser et quantifier els forces générées. Il est basé sur le calcul de forces optiques en utilisant un modèle rigoureux basés sur la théorie de Lorentz qui utilise le tenseur de contrainte de Maxwell [6]

suite à des simulations numériques dans le domaine temporel (FDTD-3D) permettant le calcul du champ électromagnétiques au voisinage de la nano-structure.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

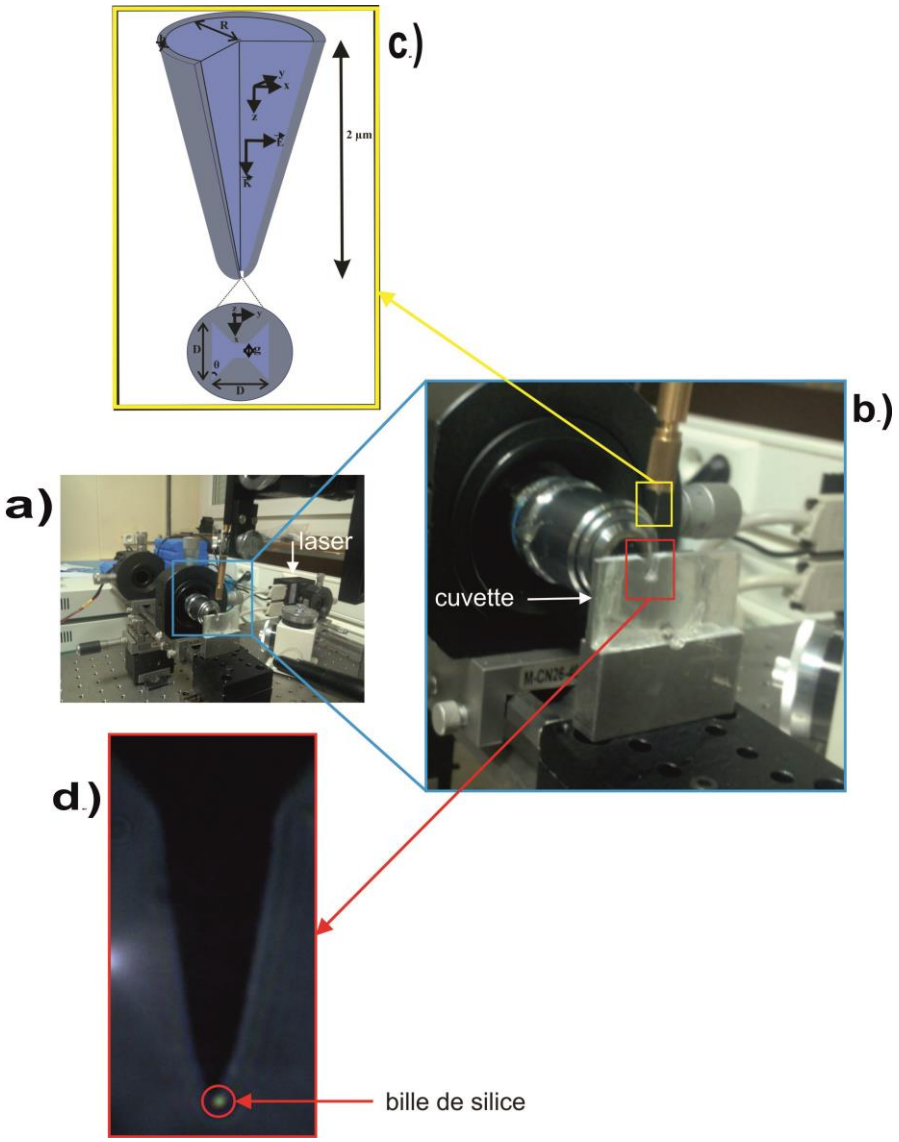


Fig. 1 : a) Photo du dispositif expérimental b) zoom sur l'image c) Schéma de la pointe à ouverture papillon d) Image d'une bille de silice de 500nm piégée au bout de la pointe.

La figure ci-dessus représente l'image du dispositif expérimental permettant de piéger des billes de 500nm de silice dans une cuvette remplie d'eau. En effet, le piégeage ne se fait jamais dans l'air puisque le poids des nanoparticules est très fort devant la force optique. Ainsi pour compenser cette

force de gravitation, on travaille dans l'eau (la poussée d'Archimède compense plus ou moins le poids de la particule et on isolera la force optique).
La nano-antenne à ouverture papillon a été conçue pour résonner à 1064 nm (l'eau est très peu absorbante dans cette gamme de longueur d'onde). Grâce à cette nouvelle approche nanométrique, la forte exaltation du champ au bout de la pointe génère des forces optiques capables de piéger pas seulement des billes de grandes dimensions mais aussi des billes de petites dimensions de l'ordre de 200nm.

RÉFÉRENCES

[1] L. Novotny, R. Bian and X. Xie, "Theory Of Nanometric Optical Tweezers,"Physical Review Letters, vol. 79, no 4, pp. 645-648, 1997.
[2] M. Ploschner, M. Mazilu, T.F. Krauss and K. Dholakia, "Optical Forces Near a Nanoantenna", Journal of Nanophotonics. vol. 4, no. 1, p. 041570 ,2010.
[3] A. Rahmani and P. C. Chaumet, "Optical Trapping Near a Photonic Crystal," Optics Express, vol. 14, no. 13, pp. 6353-8, 2006.
[4] B.J. Roxworthy, K.D. Ko, A. Kumar, K.H. Fung, E.K.C. Chow, G.L. Liu, N.X. Fang and K. C. Toussaint, "Application Of Plasmonic Bowtie Nanoantenna Arrays For Optical Trapping, Stacking and Sorting," Nano Letters, vol. 12, no. 1, pp. 796-801, 2012.
[5] W. Zhang, L. Huang, C. Santschi and O. J. F. Martin, "Trapping And Sensing 10nm Metal Nanoparticules Using Plasmonic Dipole Antennas," Nano Letters, vol. 10, no. 3, pp. 1006-1011, 2010.
[6] K. Visscher and G. J. Brakenhoff, "Theoretical Study Of Optically Induced Forces On Spherical Particles In a Single Beam Trap II: Mie Scatterers," Optik, vol. 90, pp. 57–60.

Etudes théorique et expérimentale de l'excitation du mode guidé TEM à travers des ouvertures annulaires droites (AAA) et inclinées (SAAA)

Abdoulaye Ndao, Jérôme Salvi & Fadi. I. Baida

Institut FEMTO-ST, UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France
(ndao.abdoulaye@femto-st.fr)

Résumé

Cette étude examine un aspect fondamental de la transmission optique exaltée de la lumière à travers des réseaux périodiques d'ouvertures sub-longueurs d'onde gravées dans des films métalliques opaques. Ce phénomène remarquable que nous vous présentons repose principalement sur l'excitation d'un mode guidé à l'intérieur des cavités. Nous montrons pour la première fois mesure expérimentale de la transmission exaltée basée sur l'excitation du mode guidé TEM à l'intérieur des cavités coaxiales d'une matrice à ouvertures annulaires. Pour exciter ce mode particulier deux possibilités s'offrent à nous : soit en éclairant la structure AAA (Annular Aperture Array) en incidence oblique, soit en inclinant les ouvertures pour obtenir des SAAA (Slanted Annular Aperture Array) [1] qui seront éclairés en incidence normale. Une étude théorique et expérimentale (fabrication et caractérisation optique) complète de ces deux configurations sera effectuée.

Mots-clefs : *transmission exaltée ; nanostructures métalliques ; mode guidé ; FDTD*

1. Introduction

Historiquement, cette structure a été proposée [2] dans le contexte de la transmission extraordinaire car elle supporte un mode guidé sans coupure, le mode TEM. Néanmoins, la forte transmission obtenue à l'époque était due à l'excitation du mode fondamental ayant une coupure, le mode TE_{11}. L'excitation du mode TEM a été proposée dès 2007 [3] et une étude purement théorique a montré qu'il est nécessaire dans ce cas d'éclairer l'AAA sous incidence oblique avec une onde polarisée en TM. Dans ce cas précis, un pic additionnel apparait dans le spectre de transmission et il est attribué au mode TEM. La position du pic est gouvernée par une condition d'accord de phase de la cavité Fabry-Perot formée par les faces de sortie et d'entrée des ouvertures. L'amplitude de transmission du pic augmente lorsque l'angle d'incidence augmente car le recouvrement entre l'onde plane incidente et le mode TEM devient meilleur [3]. L'intérêt de l'excitation du mode TEM de la cavité réside dans le fait que sa position spectrale ne dépend que de l'épaisseur de la couche métallique (longueur de la cavité) et peut donc être bien au-delà de la longueur d'onde de coupure du mode TE_{11}.

Pour fabriquer les SAAA, nous avons conçu et développé un nouveau procédé à la centrale technologique Mimento de Besançon afin de mieux définir les nano-ouvertures inclinées. Ce procédé de fabrication sera aussi présenté.

Une étude théorique comparative entre AAA et SAAA a été menée en parallèle à des caractérisations expérimentales démontrant cette excitation ainsi que les avantages et les inconvénients de chacune des structures.

2. Quelques résultats

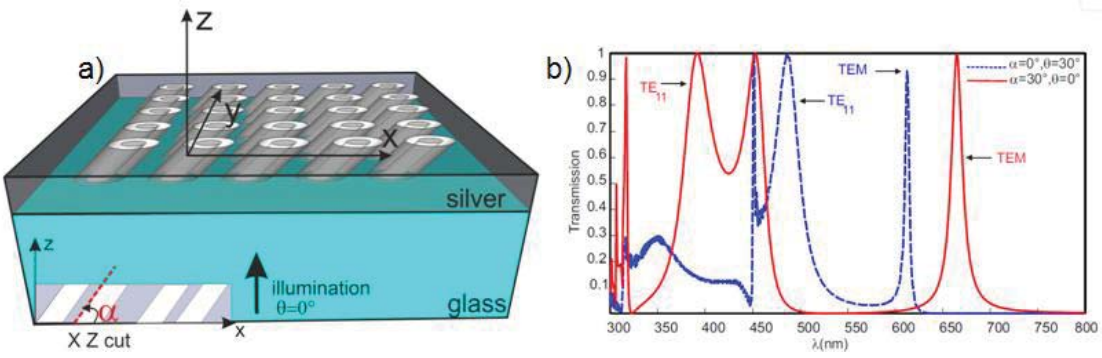


Fig : a) structure SAAA, b) comparaison AAA et SAAA

La figure ci-dessus, présentant les spectres de transmission des deux configurations, nous permet de mettre en évidence l'avantage d'utiliser les SAAA (résultat en rouge) par rapport aux AAA (résultat en bleu). En effet, pour une épaisseur h de la couche métallique plus petite, la SAAA (h=200nm) conduit à une transmission plus importante que la AAA (h=230nm). De plus, la position spectrale du pic est plus éloignée (vers le rouge) que dans le cas de l'AAA.

Conclusion

Nous allons présenter des résultats qui démontrent, non seulement, que l'on peut exciter le mode TEM indépendamment de la polarisation et de l'angle d'incidence, mais aussi sa mise en évidence expérimentale qui est en bon accord avec les résultats théoriques. Ces nano-ouvertures coaxiales offrent de nombreuses applications dans le domaine de la nano photonique : filtres, écrans plats, modulateurs, panneaux photovoltaïques, piégeage optique, fluorescence ...

Références

[1] S. Nosal, P. Soudais, and J.-J. Greffet Applied Phys. A 103, 645648 2011.

[2] F. I. Baida, D. Van Labeke, *Opt. Commun*. 209, 17 2002.

[3] F. I. Baida, *Applied Physics B* 89,145, 2007.

ETUDE DE LA DIFFUSION BRILLOUIN DANS LES MICROFILS OPTIQUES EN VERRE DE CHALCOGENURE

J-C. Beugnot[1], R. Ahmad[2], M. Rochette[2], V. Laude[1], H. Maillotte[1], T. Sylvestre[1]

[1] *Institut FEMTO-ST, Université de Franche comté, CNRS UMR 6174, Besançon, France*
[2] *Department of Electrical and Computer Engineering, McGill University, Montreal (QC), Canada*

jean-charles.beugnot@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une étude détaillée des seuils d'apparition des effets non linéaires dans les microfils optiques en verre de chalcogénure As_2Se_3 entourés d'une gaine polymère PMMA et démontrons qu'ils possèdent une forte non-linéarité Kerr tout en atténuant significativement la rétrodiffusion Brillouin stimulée.

MOTS-CLEFS : *microfibres, fibres optiques éffilées, chalcogénure, diffusion Brillouin.*

1. INTRODUCTION

Au cours de ces dernières années, de nombreux efforts ont été consacrés afin d'améliorer le facteur de mérite (FOM) non linéaire des fibres optiques, tout en atténuant fortement la diffusion Brillouin stimulée (DBS). Cette rétrodiffusion Brillouin est effectivement préjudiciable aux applications potentielles de ces fibres non linéaires au traitement tout-optique de l'information dans les systèmes de télécommunications (e.g., amplificateur paramétrique, convertisseur de longueur d'onde, etc). Les fibres optiques à base de verres chalcogénures sont très intéressantes à cet égard, puisqu'elles offrent une grande non-linéarité Kerr aux longueurs d'onde de télécommunications à 1,55 µm [1-6]. En comparaison avec les verres de silice, l'indice de réfraction non linéaire des verres chalcogénures est 930 fois tandis que le coefficient de gain Brillouin ne suit pas cette hausse, avec un facteur d'accroissement de 220 [4]. En tenant compte simultanément de l'effet Kerr et de la diffusion Brillouin, l'amélioration globale de la FOM pour une fibre optique d'As_2Se_3 est de 930/220 = 4,3 par rapport à la fibre de silice.

Dans cet article, nous présentons des mesures expérimentales de la diffusion Brillouin stimulée dans des microfibres optiques hybrides d'As_2Se_3 entourées d'une gaine de polymère en PMMA et nous rapportons un facteur de mérite Kerr-Brillouin 110 fois supérieur aux fibres de silice et 27 fois celui d'une fibre d'As_2Se_3. Nous montrons également que ce FOM record provient d'un élargissement du spectre Brillouin dû à l'amortissement des ondes acoustiques dans le revêtement de polymère.

2. EXPERIENCES

Les microfils d'As_2Se_3 utilisés ont été réalisés à l'Université McGill à Montréal. Ils sont recouverts de polymère PMMA, selon la procédure décrite dans la Réf. [1]. Ce revêtement améliore la résistance mécanique des microfils et empêche l'interaction du mode évanescent avec l'environnement extérieur et les poussières. Les microfils sont couplés à des fibres de silice standard (SMF-28) et collés en permanence avec une colle UV. Trois microfils de 13 cm de long sont utilisés, avec les diamètres respectifs de 1 µm, 0,9 µm et 0,7 µm. Ces 3 microfils ont une perte d'insertion totale de 4 à 6 dB suivant le diamètre de cœur, dont ~1 dB due aux réflexions de Fresnel aux deux extrémités, ~1 dB de perte due à la compatibilité partielle des modes entre SMF-28 et la fibre d'As_2Se_3, et ~1-2 dB de perte de propagation dans le micofil suivant le diamètre.

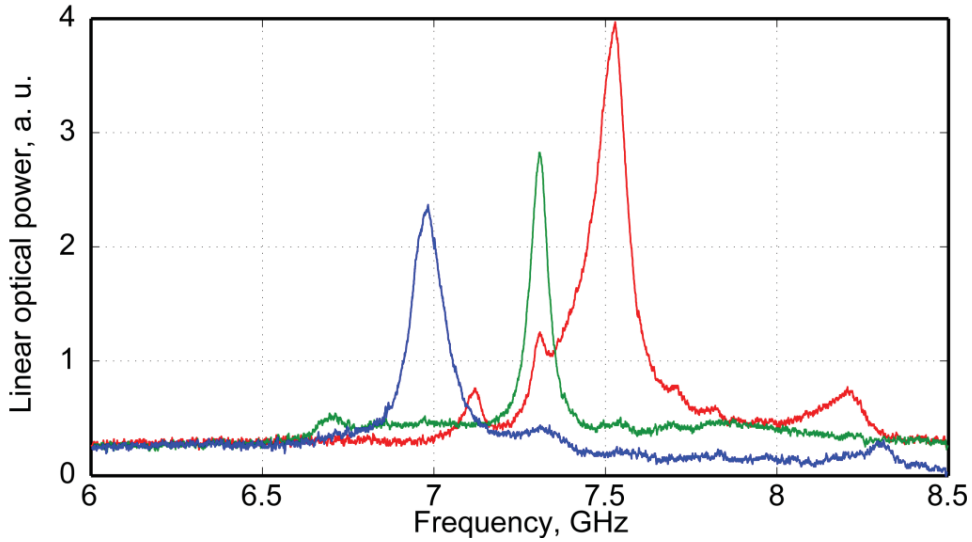


Figure 1: Spectres Brillouin expérimentaux à une longueur d'onde de 1,55 µm pour trois microfils hybrides As_2Se_3-PMMA de diamètres respectifs 1 µm (rouge), 0,9 µm (vert) et 0,7 µm (bleu). La puissance à l'entré de la fibre chalcogénure est de 1 mW. Sur l'axe des ordonnées, l'amplitude totale a été normalisée mais l'amplitude relative de chaque spectre est conservée.

Nous avons effectué des mesures de rétrodiffusion de Brillouin spontanée à la longueur d'onde de 1,55 µm en utilisant une technique de détection hétérodyne décrite dans la Réf. [7]. La figure 1 présente les spectres Brillouin pour les 3 microfils étudiés. Une comparaison directe montre que le pic principal de fréquence Brillouin diminue avec le diamètre en raison de la condition d'accord de phase et de la baisse de l'indice effectif en fonction du diamètre. On peut noter également un pic secondaire à 8,2 GHz qui provient essentiellement de la DBS dans les sections non-effilées d'As2Se3. L'observation de la largeur à mi-hauteur des raies Brillouin de 65 MHz à 125 MHz suivant le diamètre des microfils est notable du fait qu'elle est significativement élargie par rapport aux observations de largeur de raie de ~16 MHz des fibres optiques non-effilées d'As2Se3 [5]. Cet élargissement spectral est principalement induit par la gaine de PMMA entourant les microfils avec une largeur de gain Brillouin de 120 MHz [8]. En fait, le revêtement PMMA augmente significativement les pertes élastiques en raison de sa forte viscosité et joue ainsi le rôle d'*atténuateur acoustique*.

3. COMPARAISON AVEC DES FIBRES OPTIQUES DE SILICE ET DE CHALCOGENURE

Le tableau ci-dessous compare les paramètres linéaires et non linéaires de la fibre optique de silice standard SMF-28, de la fibre d'As2Se3, et des microfils hybrides d'As2Se3-PMMA. En utilisant les paramètres Brillouin mesurés, on obtient un facteur de mérite pour le DBS de 5,5, 3,3 et 9,2 pour les microfils de 1 µm, 0.9 µm et 0.7 µm respectivement. Nous avons ensuite utilisé le facteur de mérite Kerr-Brillouin B-FOM récemment introduit par Lee et al pour évaluer les fibres optiques [9]. Ce facteur de mérite non linéaire se définit comme suit : B-FOM = $\gamma.L_{eff}.P_{th}$, où γ est le coefficient non linéaire Kerr, L_{eff} est la longueur effective de la fibre et P_{th} est la puissance seuil du SBS. Le plus petit microfil de diamètre 0,7 µm présente les facteurs de mérite Kerr (K-FOM) et Kerr-Brillouin (B-FOM) les plus élevés comparés aux autres microfils et aux fibres SMF et As_2Se_3. Ce facteur est 110 fois supérieur aux fibres de silice et 27 fois plus élevé que celui d'une fibre As_2Se_3.

	Unit	SMF-28	As_2Se_3 fiber*	Wire1	Wire2	Wire3
Waveguide diameter	**µm**	**10**	**6**	**1**	**0,9**	**0,7**
Effective area (@1550nm)	**μm^2**	85	39	0,483	0,404	0,273
Loss (@1550nm)	**$dB.m^{-1}$**	**0,0002**	**0,84**	**10**	**10**	**10**
Length	**m**	**1000**	**4,92**	**0,13**	**0,13**	**0,13**
Effective length, L_{eff}	**m**	977,32	3,17	0,11	0,11	0,11
Nonlinearity, γ	**$W^{-1}.m^{-1}$**	0,001	2	201	241	356
Nonlinear coefficient, n_2	**$m^2.W^{-1}$**	2,5E-20	2,4E-17	2,4E-17	2,4E-17	2,4E-17
Effective index		1,44	2,81	2,59	2,54	2,37
Brillouin frequency shift	**GHz**	**11,10**	**7,95**	**7,53**	**7,37**	**6,87**
Brillouin linewidth	**MHz**	**27**	**13,2**	**125**	**65**	**110**
Brillouin gain	**$m.W^{-1}$**	2,71E-11	**6,00E-09**	3,72E-10	6,20E-10	2,24E-10
Brillouin threshold, P_{th}	**dBm**	20,0	**18,1**	25,6	22,6	25,3
K-FOM ($\gamma.L_{eff}$)	**W^{-1}**	1,17	7,92	22,63	27,05	40,04
B-FOM ($\gamma.L_{eff}.P_{th}$)		0,08	0,34	5,50	3,29	9,13

Tableau 1: Comparaison des paramètres linéaires et non linéaires des fibres optiques monomodes (SMF-28) et des fibres de chalcogénures avec nos microfils en chalcogénure avec revêtement PMMA. Les valeurs mesurées sont en gras (d'après la Réf [5]).

CONCLUSION

Nous avons étudié la diffusion Brillouin stimulée dans des microfils en verre de chalcogénure As_2Se_3 avec un revêtement polymère de PMMA et nous avons montré une forte augmentation du seuil Brillouin causé par le revêtement PMMA. Ce travail contribue ainsi à la conception d'une nouvelle génération de composants tout-optiques de traitement de l'information, sans nécessairement recourir à des méthodes actives de suppression de la rétrodiffusion Brillouin.

Ce travail est financé par l'Université de Franche-Comté et par le LABEX ACTION (ANR) et le Natural Science and Engineering Research council of Canada (NSERC).

RÉFÉRENCES

[1] C. Baker and M. Rochette, "High nonlinearity and single-mode transmission in tapered multi-mode As2Se3-PMMA fibers," IEEE Photonics Journal 4, 960-969 (2012).
[2] R. Pant *et al.*, "On-chip stimulated Brillouin scattering," *Optics Express* 19, 8285-8290 (2011).
[3] K. S. Abedin, "Observation of strong stimulated Brillouin scattering in single-mode As_2Se_3 chalcogenide fiber," Optics Express 13, 10266-10271 (2005).
[4] R. Ahmad and M. Rochette, "High Efficiency and ultra broadband optical parametric four-wave mixing in chalcogenide-PMMA hybrid microwires," Optics Express 20, 9572-9580 (2012).
[5] Y. Ohmachi and N. Uchida "Vitreous As_2Se_3 :Investigation of Acousto-optical Properties and Application to Infrared Modulator," J. Appl. Phys., 43 (1972).
[6] R. E. Slusher *et al.*, "Large Raman gain and nonlinear phase shifts in high-purity As_2Se_3 chalcogenide fibers," J. Opt. Soc. Am. B, 21, 1146–1155, (2004).
[7] J-C. Beugnot *et al.*, "Complete experimental characterization of SBS in photonic crystal fiber," Opt. Exp. 15, 15522 (2007).
[8] Y. Mizuno and K. Nakamura, "Experimental study of Brillouin scattering in perfluorinated polymer optical fiber at telecommunication wavelength," Applied Physics Letters 97, 021103 (2010).
[9] J. H. Lee et al., "Experimental comparison of a Kerr nonlinearity figure of merit including the stimulated Brillouin scattering threshold for state-of-the-art nonlinear optical fibers," Opt. Lett. 30, 1698-1700 (2005).

PHOTONIQUE NON LINEAIRE DANS LES LASERS À CASCADES QUANTIQUES

F. Grillot[1], C. Wang[1,2], J. Even[2], J. Bodyfelt[3], M. Carras[4] et V. Kovanis[3,5]

[1]Télécom ParisTech, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, CNRS LTCI, 46 rue Barrault, 75634 Paris Cedex 13, France
[2]Université Européenne de Bretagne, INSA, CNRS FOTON, 20 avenue des buttes de Coësmes, 35708 Rennes Cedex 7, France
[3]Electro Science Laboratory, The Ohio State University, 1320 Kinnear Road, Columbus, Ohio 43212, USA
[4]Alcatel-Thales III-V Lab, 1 avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau cedex, France
[5]Air Force Research Laboratory, 2241 Avionics Circle, Wright-Patterson AFB, Dayton, Ohio 45433, USA

frederic.grillot@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Le domaine du moyen infrarouge (MIR) associé à la fenêtre de transparence de l'atmosphère est aujourd'hui très prometteur pour un grand nombre d'applications. L'objectif de cette contribution est d'étudier théoriquement la dynamique non-linéaire dans les lasers unipolaires à cascades quantiques (LCQ) injectés optiquement. Cette étude ouvre de grandes perspectives pour la réalisation de dispositifs à très faible bruit, à grande pureté spectrale et aux propriétés fréquentielles exaltées. Les applications visées sont d'une part la spectroscopie de gaz et les communications en espace libre.

MOTS-CLEFS : *lasers à cascade quantiques, injection optique, équations d'évolution, photonique non-linéaire, communications optiques.*

1. INTRODUCTION

Le LCQ est une diode laser semi-conductrice pouvant émettre un rayonnement de l'infrarouge moyen à l'infrarouge lointain. Le principe d'émission par cascade quantique fut initialement proposé en 1971, mais la réalisation pratique d'une telle structure fut réellement mise œuvre pour la première fois en 1994 [1]. Contrairement aux diodes lasers traditionnelles, pour lesquelles la radiation électromagnétique provient de la recombinaison d'une paire électron-trou à travers l'énergie de bande interdite (transition inter-bandes), le LCQ se comporte comme une structure unipolaire pour laquelle l'émission est obtenue par transition inter-sous-bande d'une structure à confinement quantique (puits quantique) couplée à une multitude d'hétéro-structures lesquelles permettent un « recyclage » efficace des électrons. Le domaine du MIR associé à la fenêtre de transparence de l'atmosphère comprise entre 3 µm et 10 µm (absorption de la lumière par les molécules d'eau ou de $C0_2$ très faible), est aujourd'hui fortement sollicité pour un grand nombre d'applications. En effet, outre les communications optiques directes que ce domaine permet d'établir, le MIR présente également de nombreux champs d'applications en analyse de gaz (contrôle de la pollution atmosphérique, suivi de procédés industriels), en médecine (aide au diagnostic, chirurgie reconstructrice), ainsi que dans le domaine militaire (radars laser, contre-mesure). L'application d'un contrôle externe par voie optique (*injection optique ou injection-locking*) confère au laser sous injection des propriétés électro-optiques parfaitement maîtrisées [2]. Cette méthode qui a déjà été utilisée avec brio pour réduire significativement les bruits de phase et d'intensité ainsi que la largeur de raie dans les structures semi-conductrices inter-bandes constitue un axe d'innovation non-exploré à ce jour pour les LCQs [3]. L'objectif de la présente contribution est de montrer, que l'injection d'un faisceau externe (maître) dans la cavité optique

du laser (esclave) conduit, *via* la manipulation de l'amplitude, de la longueur d'onde et de la phase du faisceau injecté, à une utilisation *optimum* des propriétés statiques et dynamiques des LCQs. La modélisation de l'oscillateur couplé révèle que les structures unipolaires à cascades quantiques présentent une plage de stabilité exacerbée par opposition aux lasers inter-bandes et que l'exploitation des variétés dynamiques stables permet de booster les propriétés de modulation pour les communications en espace libre [3,4].

2. MODELE THEORIQUE ET RESULTATS

La structure électronique du LCQ injecté optiquement est représentée schématiquement sur la figure 1 pour une période. Le faisceau maître est issu d'une diode laser mono-fréquence à réaction distribuée (DFB).

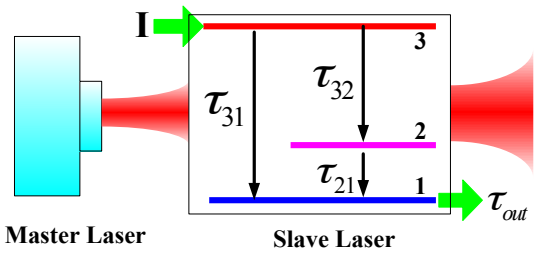


Fig. 1: Représentation schématique de la dynamique des porteurs (pour une période) dans un LCQ injecté optiquement. Le laser maitre mono-fréquence est assuré via une diode laser à réaction distribuée (DFB).

Dans la cavité esclave, un électron de haute énergie de la bande de conduction tombe dans le puits quantique sur la sous-bande supérieure (notée 3), puis relaxe avec le temps caractéristique τ_{32} vers la sous-bande inférieure (notée 2), en émettant un photon d'énergie équivalente à l'énergie entre ces deux sous-bandes. Les porteurs relaxent ensuite directement vers l'état de plus basse énergie (noté 1) avec le temps τ_{31} en émettant un phonon optique longitudinal puis s'échappent par effet tunnel vers la période adjacente avec le temps caractéristique τ_{out} [3]. L'oscillateur couplé obéit au jeu d'équations différentielles suivant [4] :

$$\frac{dN_3}{dt} = \eta\frac{I}{q} - \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_3}{\tau_{31}} - G_0\Delta N S \tag{1}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} + G_0\Delta N S \tag{2}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{31}} + \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_{out}} \tag{3}$$

$$\frac{dS}{dt} = \left(N_{pd}G_0\Delta N - 1/\tau_P\right)S + \beta N_{pd}\frac{N_3}{\tau_{sp}} + 2k_c\sqrt{S_{inj}S}\cos\Delta\phi \tag{4}$$

$$\frac{d\Delta\phi}{dt} = \frac{\alpha_H}{2}\left(N_{pd}G_0\Delta N - 1/\tau_P\right) - \Delta\omega_{inj} - k_c\sqrt{\frac{S_{inj}}{S}}\sin\Delta\phi \tag{5}$$

avec I le courant de pompe, $N_{3,2,1}$ les nombres de porteurs dans les différents niveaux considérés, $G = G_0\Delta N$ le gain normalisé (avec G_0 le coefficient de gain et $\Delta N = N_3 - N_2$), τ_{sp} le temps de vie spontané, β le facteur d'émission spontanée, τ_P le temps de vie des photons, N_{pd} le nombre total de périodes dans la structure, S_{inj} le nombre de photons injectés, α_H le facteur de couplage phase-amplitude (LEF). On note $\Delta\omega_{inj} = \omega_{master} - \omega_{slave}$ le désaccord de fréquence maître-

esclave et $\Delta\phi = \phi_{slave} - \phi_{master}$ la différence de phase associée. La quantité $k_c = c(1-R)/(2n_r L\sqrt{R})$ représente le taux de couplage avec n_r l'indice de réfraction et L la longueur de la cavité optique. Le taux d'injection est quant à lui défini comme $R_{inj}=S_{inj}/S_{FE}$ avec S_{FE} est le nombre de photons calculés en absence de faisceau externe (laser solitaire).

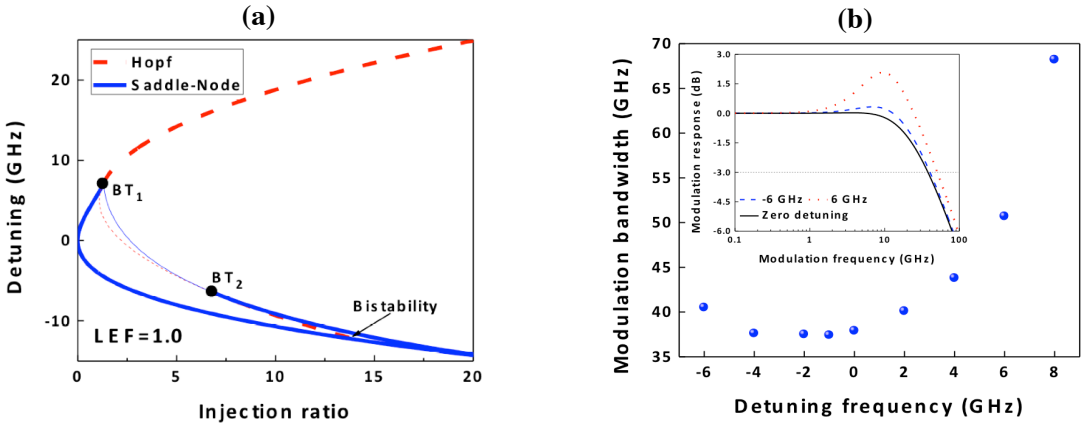


Fig. 2: (a) Diagramme local de bifurcation du LCQ injecté ; (b) Bande passante de modulation et réponse petit-signal (figure insérée) calculées en fonction du désaccord de fréquence $\Delta\omega_{inj}$.

La figure 2(a) montre le diagramme de bifurcation du LCQ injecté avec LEF=1 et $\Delta\omega_{inj} = 0$. Le régime de verrouillage stable est délimité par l'apparition de bifurcations supercritiques (représentées en traits épais) de type selle de cheval (bleue) et Hopf (rouge). Par opposition aux lasers à transitions inter-bandes, la simulation révèle que la condition de désaccord de fréquence nul, conduit *de facto* à des solutions stables y compris pour des faibles niveaux d'injection. La simulation montre également l'apparition d'un régime singulier bistable ainsi que la présence de variétés dynamiques plus complexes (notées BT1 et BT2) pour lesquelles des scénarii de bifurcations instables peuvent être observés. La figure 2(b) montre l'accroissement de la bande passante de modulation pour plusieurs valeurs du désaccord en fréquence. La figure insérée traduit l'évolution d'une telle augmentation sur la forme de la réponse petit-signal. Si la bande passante augmente substantiellement notamment pour des valeurs positives du désaccord (jusqu'à 70 GHz pour $\Delta\omega_{inj} = +8$ GHz), il est cependant à noter l'apparition d'un pic dans la réponse petit-signal. Cet effet traditionnellement observé dans les structures inter-bandes avec injection externe reste néanmoins plus surprenant dans des lasers à transitions inter-sous-bandes pour lesquels la force d'oscillateur conduit en général à des réponses fortement amorties.

CONCLUSION

L'analyse de la dynamique non-linéaire des LCQ injectés optiquement révèle la présence d'une zone de stabilité exaltée. L'exploitation de ce régime de stabilité couplé à un taux d'injection et à un désaccord en fréquence maître-esclave proprement ajusté peut conduire à une augmentation substantielle de la bande passante de modulation. Cette étude théorique procure un élément de base pour la réalisation de dispositifs innovants aux propriétés électro-optiques exaltées en particulier pour les communications en espace libre.

REFERENCES

[1] J. Faist et al., Science, Vol. 264, pp. 553, (1994).
[2] D. M. Kane and K. A. Shore, Unlocking Dynamical Diversity, Wiley, (2005).
[3] C. Wang et al., Journal of Applied Physics, Vol. 113, pp. 063104, (2013).
[4] C. Wang et al., Optics Letters, in press, (2013).

AMELIORATION DE LA SELECTIVITE ET DU NIVEAU DES LOBES SECONDAIRES D'UN FILTRE ACOUSTO-OPTIQUE ACCORDABLE

Hadeel Issa, Véronique Quintard, André Pérennou

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

issa@enib.fr

RÉSUMÉ

Dans cet article nous présentons une architecture d'un filtre acousto-optique en interaction quasi-colinéaire permettant d'améliorer ses performances en termes de crosstalk et de sélectivité. Cette architecture est basée sur un double passage de l'onde optique dans le cristal en tirant profit du caractère anisotrope de l'interaction.

MOTS-CLEFS : *filtrage ; interaction acousto-optique ; sélectivité ; crosstalk.*

1. INTRODUCTION

Le multiplexage en longueur d'onde est une voie très intéressante pour augmenter la capacité des réseaux de télécommunication fibrés. Dans ce contexte, le filtrage optique est une fonction clé pour la réalisation de la commutation et du routage de l'information. Pour répondre à cette croissance en débit dans les réseaux, il est nécessaire d'introduire de nouveaux dispositifs de filtrage avec une réflexion nouvelle sur les contraintes d'utilisation comme la consommation, mais aussi sur le temps d'accès, la fiabilité et le coût. Le filtrage, doit être accordable en longueur d'onde sur une large bande passante autour de 1550nm et rapidement reconfigurable de sorte à fournir au réseau un caractère agile.

Une solution prometteuse pour réaliser un filtre reconfigurable repose sur l'utilisation de l'interaction acousto-optique. Outre son accordabilité sur une très grande bande passante optique, un filtre acousto-optique (AOTF) possède bien d'autres avantages. On peut citer notamment, ses faibles pertes optiques, l'absence de mouvements mécaniques, sa transparence vis-à-vis du débit des données, sa rapidité de configuration, sa capacité à égaliser les amplitudes des signaux diffractés, ainsi que sa sélectivité. De plus, un AOTF permet de sélectionner plusieurs longueurs d'onde simultanément et indépendamment [1].

Le principal problème pour une communication multi-longueurs d'onde est le crosstalk engendré par les interférences entre différentes longueurs d'onde. Dans ce papier, au travers d'une étude expérimentale, nous nous intéressons à une solution pour réduire ce crosstalk via la diminution des lobes secondaires qui apparaissent dans la fonction de diffraction. Nous proposons une architecture basée sur l'utilisation d'un filtre de structure quasi-colinéaire en tirant avantage de la nature anisotrope de l'interaction [2]. Après avoir décrit dans la section 2 le filtre acousto-optique et ses performances, nous présentons dans la section 3, la structure proposée basée sur un rebouclage du signal diffracté dans la cellule AO.

2. FILTRE ACOUSTO-OPTIQUE : INTERACTION QUASI-COLINEAIRE

Le filtre acousto-optique volumique est constitué d'un cristal en paratellurite (TeO_2) permettant de travailler avec des longueurs d'ondes optique sur la plage 1100-2200nm. La figure 1 présente l'architecture de notre cellule avec une onde optique incidente polarisée verticalement. Le

transducteur piézo-électrique collé sur le cristal, génère une onde acoustique, qui se réfléchit sur la face d'entrée de la cellule et donne naissance à une onde de vecteur d'onde Ka. Le faisceau optique incident, perpendiculaire à la face d'entrée de la cellule, possède un vecteur d'onde ki. Ce dernier interagit avec l'onde acoustique et donne naissance à une onde optique diffractée de vecteur d'onde kd. Il s'agit d'une interaction quasi-colinéaire, c'est-à-dire que l'énergie acoustique et ki sont colinéaires. Le cristal étant biréfringent, et compte tenu des directions de propagation des différentes ondes, l'interaction générée est une interaction anisotrope ce qui se traduit par un changement de polarisation de l'onde optique après diffraction. Ce changement de polarisation est présenté sur le diagramme de vecteurs d'onde de la figure 1.

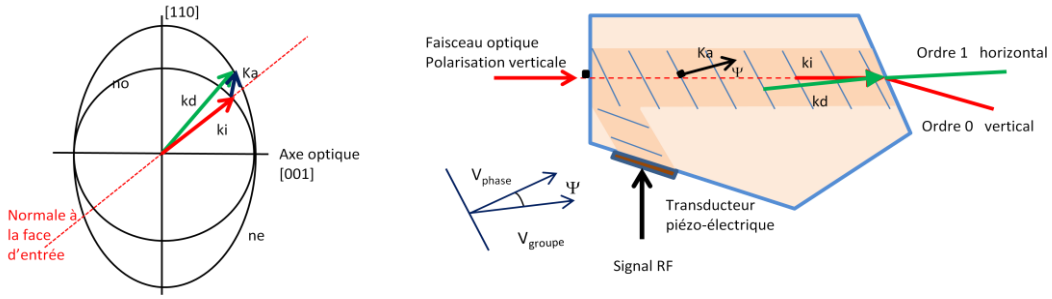


Fig. 1 : Diagramme des vecteurs d'onde pour une onde optique polarisée verticalement et architecture du filtre AOTF générant une interaction quasi-colinéaire.

L'interaction AO se produit sur une longueur de 2cm et le temps de configuration de ce filtre est d'environ 30µs. Notre étude est réalisée sur une bande optique allant de 1500nm à 1600nm. Les fréquences des signaux RF permettant de sélectionner une longueur d'onde particulière sur cette plage sont comprises entre 38,4MHz et 35,9MHz. La figure 2 présente les mesures de l'efficacité de diffraction en fonction de la longueur d'onde, pour une onde optique incidente polarisée verticalement. Toutes les caractérisations sont réalisées avec un faisceau optique de diamètre 1,2mm et une puissance RF de 125mW.

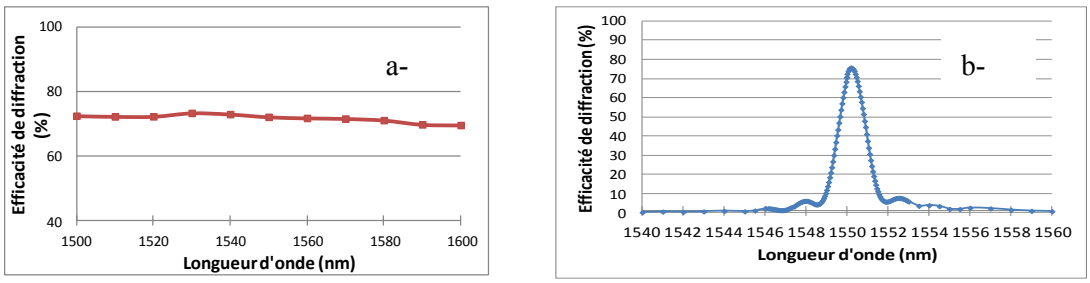


Fig. 2 : Efficacité de diffraction en fonction de la longueur d'onde ; a- la fréquence du signal RF est modifiée pour chaque longueur d'onde. b- la fréquence RF est fixe et égale à 37,1MHz.

Lorsque la fréquence du signal RF est ajustée en fonction de la longueur d'onde, l'efficacité de diffraction de l'AOTF est voisine de 75% sur toute la bande optique (figure 2a). La figure 2b présente l'efficacité de diffraction pour une fréquence RF fixée à 37,1MHz, ce qui permet de sélectionner la longueur d'onde 1550nm. Pour cette longueur d'onde, la sélectivité définie à -3dB, est estimée à 1,5nm. On note l'apparition de lobes secondaires dont l'écart en amplitude par rapport au lobe principal est de 9,5dB. Nos mesures montrent que sur la bande 1500nm-1600nm la sélectivité évolue de 1,4nm à 1,6 nm, tandis que l'écart des niveaux des lobes secondaires reste constant autour de 10 dB.

Nous avons observé que les performances de ce filtre sont toutes aussi bonnes lorsque le faisceau optique incident est polarisé horizontalement. Cependant dans ce cas, pour sélectionner la longueur d'onde 1550nm avec un signal RF de fréquence 37,1MHz, il est nécessaire d'imposer un angle d'incidence pour le faisceau optique par rapport à la face d'entrée d'environ 5°. Ainsi, une même fréquence du signal RF permet de sélectionner une longueur d'onde quelle que soit sa polarisation (verticale ou horizontale) et de séparer spatialement en sortie du filtre les faisceaux diffractés, sous réserve que l'angle d'incidence pour chacune des polarisations soit respecté. Fort de ces résultats, nous proposons de mettre à profit cette propriété pour améliorer les performances de filtrage de cet AOTF.

3. AMELIORATION DES PERFORMANCES PAR REBOUCLAGE DES SIGNAUX OPTIQUES

La structure que nous proposons est présentée sur la figure 3. Le signal optique issu d'une source blanche, polarisé verticalement, est mis en forme par un collimateur. Il arrive parallèlement à la normale de la face d'entrée de la cellule AO. Le signal diffracté sur l'ordre 1H (polarisation horizontale), est réinjecté dans la cellule AO par l'intermédiaire d'une fibre optique et d'un cube séparateur 50/50, mais cette fois avec un angle de 5° par rapport à la normale de la face d'entrée. Après ce deuxième passage, le faisceau optique est transmis sur l'ordre 1V qui correspond à la sortie de notre filtre.

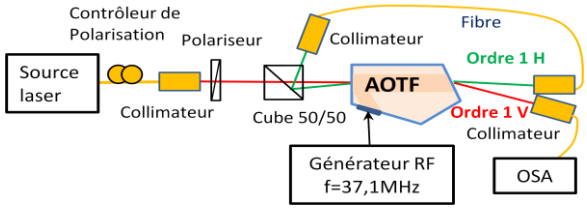


Fig. 3 : Schéma de principe du banc expérimental

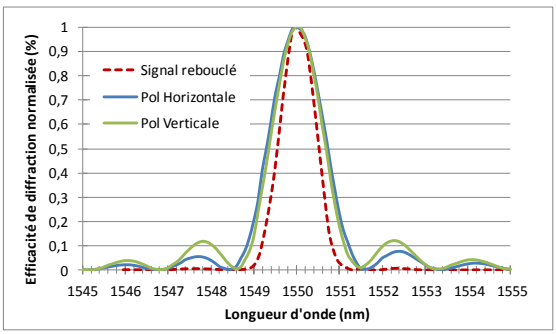


Fig. 4 : Efficacités de diffraction normalisées en fonction de la longueur d'onde pour les trois configurations expérimentales.

La figure 4 présente la comparaison des efficacités de diffraction normalisées, mesurées dans les trois configurations expérimentales suivantes : faisceau optique incident polarisé verticalement sans rebouclage (fig2b), faisceau optique incident polarisé horizontalement sans rebouclage, faisceau optique incident polarisé verticalement avec rebouclage. La mesure avec reblouclage est en parfait accord avec la forme de la courbe obtenue par multiplication des efficacités dans les deux cas précédents (non représenté sur la figure 4). Les résultats obtenus montrent clairement l'amélioration des performances en terme à la fois de la sélectivité (1nm) et du niveau des lobes secondaires (-22dB).

CONCLUSION

Nous avons présenté un principe pour améliorer les performances d'un AOTF en termes de sélectivité et le crosstalk. Ce principe est basé sur le rebouclage du signal diffracté en bénéficiant du caractère anisotrope de l'interaction acousto-optique et de la séparation spatiale des faisceaux. Le rebouclage augmente cependant les pertes d'insertion du filtre.

REFERENCES

[1] I.C. Chang, "Progress of Acousto-Optic Tunable Filter", IEEE utrasonics symosium, pp. 819–825, 1996.
[2] V. Voloshinov and all, "collinear tunable acousto-optic filters applying acoustically anisotropic material tellurium dioxide", Molecular and Quantum Acoustics Vol.24, pp.225-235, 2003.

GÉNÉRATION DE SECOND HARMONIQUE DANS LES GUIDES D'ONDE OBTENUS PAR IMPLANTATION D'HE+ DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES NON LINÉAIRES (PPLN 2D) DOPÉS MGO : EFFET DES DOMMAGES OPTIQUES

Q. Ripault[1, 4], M. Lazoul[2], M. W. Lee[1], T. Touam[3], E. Ntsoenzok[4], L. -H. Peng[5], A. Fischer[1] et A. Boudrioua[1]

[1]*Université Paris 13, Sorbonne Cité, Laboratoire de Physique de Lasers CNRS UMR 7538 99 avenue Jean Baptiste Clément 93430 Villetaneuse, France*

[2] *Laboratoire des Systèmes Electroniques et Optroniques, Ecole Militaire Polytechnique, Bordj El Bahri, Alger, Algerie*

[3] *Laboratoire des Semi-conducteurs, Université Badji Mokthar, BP 12 Annaba 23000, Algérie*

[4] *Conditions Extrême et Matériaux: Haute Température et Irradiation, CNRS UPR 3079, 45071 Orléans, France*

[5]*Graduate Institut of Photonics and Optoelectronics, National Taiwan University, Taipei, 106, Taiwan*

quentin_ripault@yahoofr

RÉSUMÉ

Dans ce travail, nous rapportons l'étude de la génération de second harmonique (GSH) dans les guides d'onde implantés He+ dans les cristaux photoniques non linéaires de type PPLN 2D dopé MgO. Ce dernier favorise la résistance aux dommages optiques du $LiNbO_3$. Le réseau carré utilisé permet de réaliser de nouvelles conditions de quasi-accord de phase qui ne sont pas disponibles avec un réseau 1D. La SHG à 1064 nm est ainsi associées à des vecteurs du réseau réciproques multiple dans le cristal PPLN 2D :MgO. L'efficacité de conversion du guide est deux fois plus élevée que celle du PPLN 2D massif. De plus, les résultats expérimentaux montrent que grâce au dopage MgO, la puissance de la GSH dans le guide reste constante dans le temps tandis qu'elle diminue dans le guide non dopé.

MOTS-CLEFS : *PPLN, LiNbO, dopage MgO, SHG*

1. INTRODUCTION

Le $LiNbO_3$ (comme le $LiTaO_3$) sont des cristaux non linéaires largement utilisés pour la génération de second harmonique (SHG) et l'oscillation paramétrique optique (OPO). Cependant, il présente l'inconvénient d'être sensible aux dommages optiques par effet photo-réfractif pour une forte densité de puissance optique, induisant des détériorations du faisceau laser. Afin d'éviter cet effet il est nécessaire d'accroître la conductivité intrinsèque (sans éclairement) du cristal en le dopant par exemple avec du MgO [1] et/ou d'augmenter la température de l'échantillon. Il est important de noter que l'effet photo-réfractif, qui est basé sur la photo-excitation d'impuretés présentes dans le cristal, est d'autant plus important aux courtes longueurs d'onde. Par conséquent, ce phénomène est plus gênant pour le doublage de fréquence que pour des applications d'OPO. Dans le cas du $LiNbO_3$ périodiquement polarisé (PPLN), l'effet est différent car le courant photovoltaïque, donc le champ résultant le long de l'axe **C** change de direction de façon périodique. De ce fait, l'effet photo-réfractif est plus faible dans un cristal PPLN 1D que dans un cristal de $LiNbO_3$ mono-domaine [2]. De plus, la conductivité intrinsèque de matériau est plus élevée par le dopage MgO. Par conséquent, la densité de champ électrique pour le renversement de polarisation peut être réduite de 21~kV/mm à 4,5 kV/mm.

Dans cette contribution, nous rapportons l'étude optique linéaire et non linéaire de guides fabriqués par implantation d'He+ dans des cristaux PPLN 2D dopés MgO. L'objectif visé étant l'étude des effets des dommages optiques sur la génération de second harmonique.

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les échantillons étudiés sont obtenus par *poling* électrique sur du LN dopé MgO à une concentration de 5 mol. % par application d'un champ électrique de 4,5 kV/mm. La structuration en 2 dimensions est un réseau carré de période 6,96 µm. Un guide d'onde planaire sur le PPLN 2D : MgO est fabriqué par l'implantation d'He^+ [4] en utilisant un accélérateur de type Van Der Graaf. L'énergie d'implantation est de 1,5 MeV permettant de créer une barrière optique à une profondeur de l'ordre de 3 µm. La dose d'implantation est de $1{,}5x10^{16}$ ions/cm^2. La figure 1(a) montre les mesures des pertes optiques globales à différentes longueurs d'onde sur un échantillon de longueur de 7 mm. Les pertes linéiques de l'échantillon à 532 nm, 632 nm et 1064 nm sont de 2,9 dB/cm, 2,9 dB/cm et 2,7 dB/cm, respectivement. Les pertes à la longueur d'onde fondamentale (1062 nm) sont moins élevées par rapport aux autres longueurs d'onde.

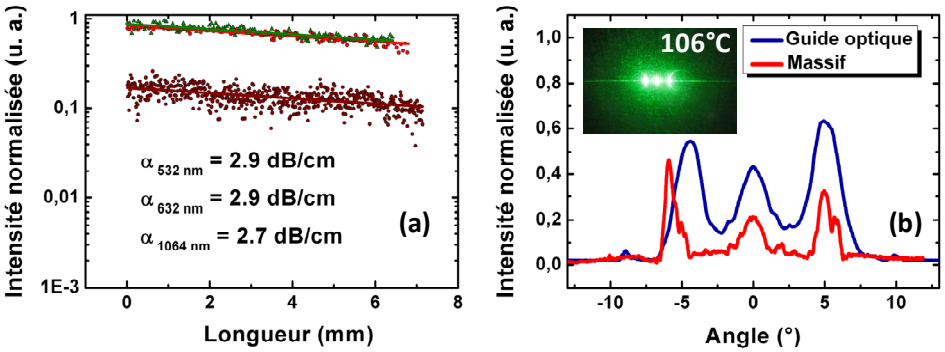


Fig. 1 : (a) Mesures des pertes optiques globales le long du guide de PPLN 2D :MgO à 532 nm (ligne verte), 632 nm (ligne rouge) et 1064 nm (ligne noire), (b) GSH en fonctions de l'angle d'incidence dans le substrat massif (courbe rouge) et dans le guide d'onde (courbe bleu) à 150°C. La photo montre l'image de la GSH obtenue en sortie en champs lointain.

Pour la GSH, des impulsions laser à 1064 nm sont injectées dans le guide d'onde via un objectif de microscope. Le signal harmonique à 532 nm est détecté et mesuré à la sortie du guide d'onde. Dans le PPLN 2D:MgO que nous utilisons, il existe plusieurs vecteurs du réseau réciproque. A titre d'exemple, à 106 °C, 3 vecteurs du réseau réciproque sont ainsi observés en fonction de l'angle (figure 1.b). La courbe rouge représente le profil d'intensité de la GSH mesurée en champs lointain à travers le substrat massif et la courbe bleu représente celle mesurée à travers le guide d'onde. A cette température, la GSH se réalise suivant les vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{G_{1\pm1}}$ à des angles mesurés à ±5° par rapport au faisceau pompe. Ensuite, nous avons étudié la puissance de la GSH en fonction de la puissance fondamentale à 31 °C (condition de QAP optimale sur le vecteur réciproque $\mathbf{G_{10}}$) dans les régimes continu et impulsionnel. La figure 2(a) montre la GSH mesurée dans le régime continu pour le PPLN 2D:MgO massif et pour le guide d'onde. La puissance de la GSH est mesurée uniquement pour le vecteur réciproque $\mathbf{G_{10}}$. Un comportement polynomial en fonction de la puissance fondamentale (sans déplétion de la pompe) est observé. L'efficacité de conversion est de 0,41 %/W pour le substrat et de 0,78 %/W pour le guide d'onde ; presque le double de celle obtenue dans le cas du substrat massif. Cela est dû aux effets du confinement de la lumière dans le guide. En revanche, dans le régime impulsionnel, les puissances crête de la GSH sont presque identiques comme le montre la figure 2(b). De plus, on observe un comportement de saturation très rapide.

Pour observer les effets photo-réfractifs, nous avons effectué une mesure de la GSH pendant 160 min [4]. Pour la comparaison, nous avons utilisé deux guides d'onde PPLN 2D non dopé et dopé MgO. Comme on peut le voir sur la figure 3, la GSH dans le guide non dopé diminue au fil du temps. Au bout de 160 min, sa puissance est réduite de 20 %. En revanche, La puissance de la GSH dans le guide dopé MgO reste quasiment inchangée. La résistance initiale à l'effet photo-réfractif du cristal dopé MgO est donc bien conservée dans le PPLN 2D et le guide d'onde.

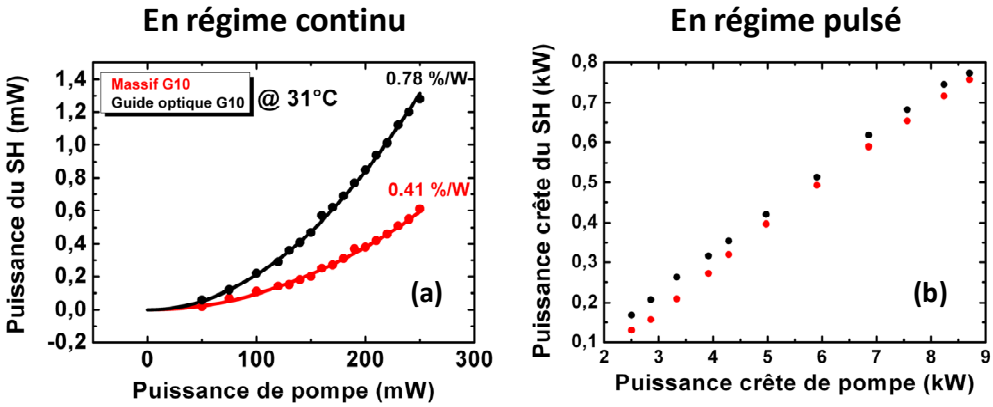


Fig. 2 : Puissance de la GSH en fonction de la puissance fondamentale (a) en régime continu et (b) en régime impulsionnel.

De plus, l'implantation d'He+ ne semble pas modifier les propriétés intrinsèques du cristal. Ce dernier résultat est d'une très grande importance car il démontre l'intérêt des guides fabriqués par implantation dans les PPLN 2D dopés.

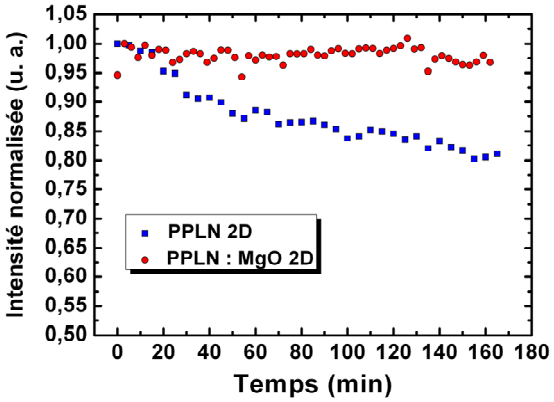


Fig. 3 : Evolution temporelle de la GSH dans le guide d'onde non dopé (points bleus) et le guide dopé MgO (points rouges) à une densité de puissance de 250 MW/cm^2 à 31°C.

CONCLUSION

Nous avons étudié la GSH dans les guides d'onde de PPLN 2D :MgO. Plusieurs vecteurs du réseau réciproque du réseau ont été observés. L'efficacité de conversion du guide est deux fois plus élevée que celle du PPLN 2D massif. Les résultats obtenus démontrent également que le processus d'élaboration, n'altère pas la structure périodique du réseau PPLN 2D :MgO, conserve les propriétés de résistance initiales du cristal à l'effet d'endommagement optique par effet photo-réfractif. Ces deux points sont capitaux dans la perspective de réalisation par QAP d'une source laser-guide efficace et puissante dans le visible. .

RÉFÉRENCES

[1] K. Kitamura, Y. Funukawa, S. Takekawa, T. Hatenaka, H. Ito, and V. Gopalan, Ferroelectrics, vol. 257(1), 243 (2001).

[2] V. Pruneri, P.G. Kazansky, J. Webjörn, P.St.J. Russell, and D.C. Hanna. Appl. Phys. Lett. vol. 67, 1957 (1995).

[3] F. Chen, J. Appl. Phys., vol. 106, 081101 (2009).

[4] B. Vincent, R. Kremer, A. Boudrioua, P. Moretti, Y. –C. Zhqng, C. –C. Hsu, L. –H. Peng, Appl. Phys. B vol. 89, 235 (2007).

CARACTERISATION A HAUTE RESOLUTION SPECTRALE DE L'EFFET BRILLOUIN DANS LES FIBRES NON-LINEAIRES A SAUT D'INDICE

Yahia Souidi[1], Thierry Robin[2], Benoît Cadier[2], Min Won Lee[1], Anne Amy-Klein[1]et Vincent Roncin[1]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13,* Sorbonne Paris Cité, CNRS, 99 Avenue Jean-Baptiste Clément, *93430 Villetaneuse, France*

[2] *IXFIBER, Rue Paul Sabatier, 22300 LANNION, France*

vincent.roncin@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une caractérisation de l'effet Brillouin dans des fibres non-linéaires initialement développée pour des applications d'amplification Raman. Les résultats obtenus mettent en évidence un seuil Brillouin plus bas que celui des fibres SMF. Le banc de caractérisation utilisé offre une haute résolution spectrale et une grande stabilité.

MOTS-CLEFS : *Diffusion Brillouin, Fibres optiques non-linéaires, amplificateurs optiques*

1. INTRODUCTION

La diffusion Brillouin dans les fibres optiques est largement étudiée depuis de nombreuses années notamment pour les télécommunications par fibre optique [1]. L'effet a aussi été étudié pour des applications d'analyse et de supervision des fibres optiques (BOTDA) [2], ainsi que pour des applications de capteurs optiques [3].

La caractérisation classique en fréquence de l'effet Brillouin permet de connaitre la fréquence du décalage Brillouin, la largeur de l'onde Stokes rétrodiffusée, la puissance de seuil de l'effet Brillouin à partir de laquelle les photons de pompe sont totalement rétrodiffusés. Dans le cadre de notre étude de l'effet Brillouin comme amplificateur optique en bande étroite [4-5], nous avons réalisé un banc de caractérisation permettant de stabiliser la fréquence de la pompe sur le signal à amplifier. Ce dispositif nous permet d'atteindre une résolution d'analyse spectrale et une stabilité du système d'amplification suffisante pour effectuer une analyse de haute résolution de l'effet Brillouin.

Toujours dans le cadre de l'étude de l'amplification Brillouin, nous avons testé des fibres spéciales développées par la société IXFiber pour l'amplification Raman. Les fibres non-linéaires (FNL) possèdent un cœur co-dopé germanium-fluor de plus petite dimension que celui des fibres standard SMF, favorisant ainsi le gain Raman. Compte tenu des ces caractéristiques favorables pour l'effet Raman, nous avons entrepris d'évaluer leurs caractéristiques Brillouin. Notre motivation était de mesurer un seuil Brillouin plus bas que dans les fibres SMF à longueur de fibre égale.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR LA CARACTERISATION BRILLOUIN

Le banc de caractérisation utilisé est présenté sur la figure 1. Il a été développé pour permettre une étude spectrale précise en régimes de gain Brillouin spontané et stimulé. Ces deux régimes diffèrent par la présence ou non d'une onde signal de puissance Ps_{IN} et de longueur d'ondes λ_S en entrée de fibre. On note que λ_S coïncidera avec la longueur d'onde de l'onde Stockes dans le régime stimulé. L'analyseur de spectre optique (OSA) permet une analyse classique en puissance de l'onde Stockes rétrodiffusée. L'analyseur de spectre électrique (ESA) permet l'analyse en

fréquence de l'onde Stokes via le battement dans la photodiode (PD) du signal à λ_S avec celui à λ_S +35 MHz. En régime stimulé, nous avons utilisé un dispositif d'asservissement en courant du laser sur le signal pour stabiliser les deux fréquences l'une sur l'autre. L'amplificateur optique et les atténuateurs permettent de faire varier les puissances de la pompe et du signal.

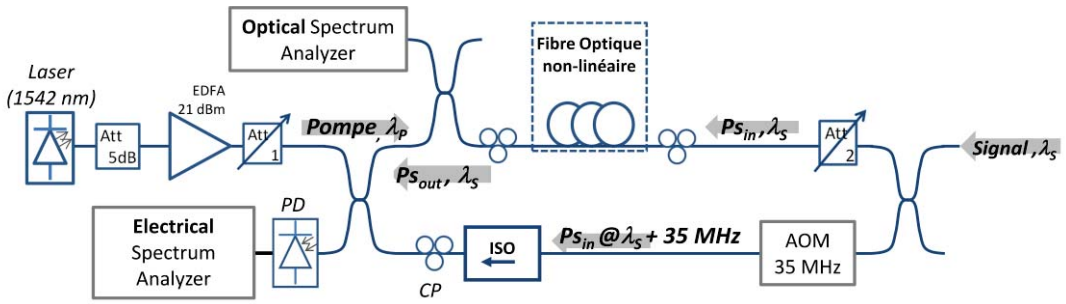


Figure 1: Banc de caractérisation à haute résolution spectrale.

3. CARACTERISATION BRILLOUIN EN REGIME SPONTANE

Les fibres non linéaires sont des fibres à saut d'indice de rayon de cœur de 5 µm avec un coefficient de pertes de 0,58 dB/km. La puissance de l'onde Stokes a été mesurée à l'OSA en fonction de la puissance de pompe et ce pour plusieurs longueurs disponibles. Ces mesures ont également été réalisées dans la fibre SMF, et ont permis d'extraire la puissance critique associée à l'effet Brillouin. La puissance critique correspond à la puissance de pompe nécessaire pour accéder au seuil Brillouin, au-delà duquel les photons de pompe sont rétrodiffusés [6]. Sur la figure 2, la courbe de gauche montre pour une fibre FNL de 4,8 km, un seuil Brillouin P_C=11,8 dBm. On peut remarquer que dans ce régime, la puissance de pompe en sortie de fibre est bien saturée. On notera aussi que le shift en fréquence de l'onde Stokes dans la FNL est de 10,203 GHz alors qu'il est de 10,923 GHz dans la SMF testée. Sur la courbe de droite, nous présentons les résultats d'une simulation de l'évolution de cette puissance critique (correspondant à 1% de la puissance de pompe rétrodiffusée), pour les deux fibres étudiées. Nous avons fait coïncider les points expérimentaux obtenus pour chaque fibre. Cette comparaison permet de fixer les valeurs de gain Brillouin à $1{,}15.10^{-11}$ m/W pour la FNL et $1{,}45.10^{-11}$ m/W pour la SMF. Nous observons clairement une puissance critique plus faible d'environ 2 dB pour la FNL et ce, jusqu'à des longueurs de fibre de 3 km, ce qui correspond bien au résultat attendu. Au-delà de cette longueur, les pertes importantes de la FNL tendent à saturer la puissance critique à 9 dBm.

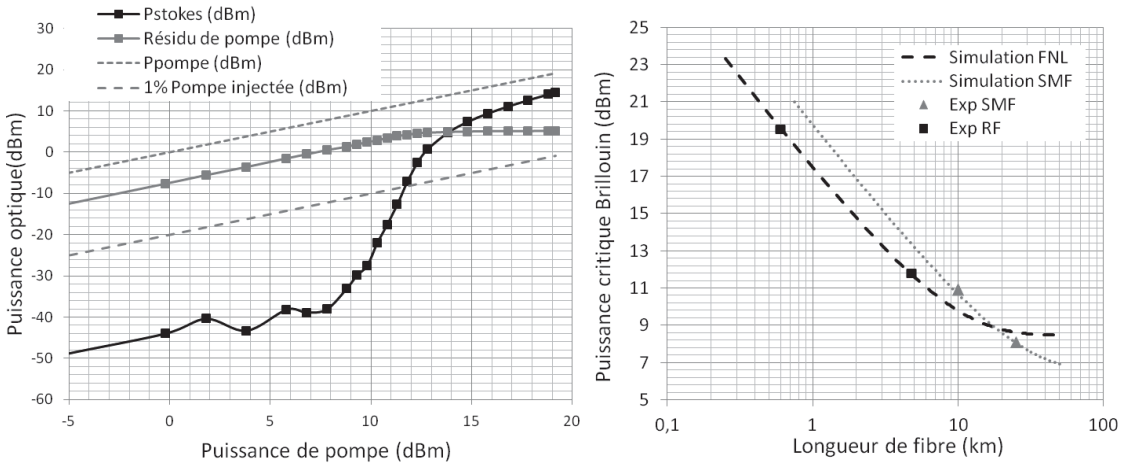


Figure 2: Mesure de la puissance de l'onde Stokes dans la FNL (gauche) et analyse de la puissance critique des fibres SMF et FNL (droite)

4. CARACTERISATION RESOLUE EN FREQUENCE

Nous avons par ailleurs mis en évidence un phénomène d'élargissement important de l'onde Stokes en régime spontané. La haute résolution en fréquence du banc de caractérisation a permis de réaliser des mesures précises de la largeur de l'onde Stokes en fonction de la puissance de pompe. La figure 3 de droite présente la mesure dans la FNL de 4,8 km, de la largeur de la Stokes à -3, -10 et -20 dB du pic. Elle montre un élargissement des ailes de l'onde Stokes lorentzienne alors que sa largeur à mi hauteur reste inchangée. Ce phénomène est présent dans les mêmes proportions dans les deux types de fibres testées (NLF de 4,8km et 25 km de SMF). Ce phénomène pourrait être du à la rétrodiffusion des ailes de Rayleigh à large spectre.

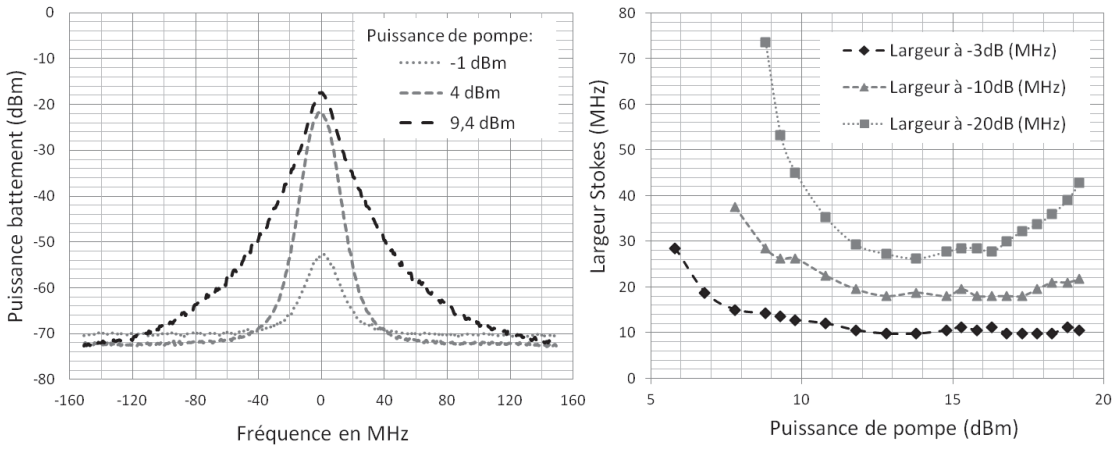


Figure 3: Elargissement caractéristique du spectre de l'onde Stokes (gauche) et synthèse de cet élargissement en fonction de la puissance de pompe (droite)

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Les caractérisations de la fibre non linéaire que nous avons réalisées mettent en évidence un seuil Brillouin plus bas de 2 dB que celui des fibres SMF. Il est alors possible d'obtenir des gains Brillouin équivalents avec des longueurs de fibre plus courtes. L'autre différence notable concerne le décalage Brillouin de l'onde Stokes, de près de 700 MHz en dessous de celui de la SMF. Notons finalement que la stabilité et les performances du banc de caractérisation permettent également des mesures de gain et de rapport signal sur bruit en régime d'amplification.

RÉFÉRENCES

[1] Agrawal, G. P. « Nonlinear fiber » optics Springer, 2000

[2] Horiguchi, T. & Tateda, M. « BOTDA-nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction: Theory », *Lightwave Technology, Journal of, IEEE,* 1989*, 7*, 1170-1176

[3] Nikles, M., Thévenaz, L. & Robert, P. A. « Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis », *Optics letters, Optical Society of America,* **1996***, 21*, 758-760

[4] O. Terra, G. Grosche, and H. Schnatz, "Brillouin amplification in phase coherent transfer of optical frequencies over 480 km fiber," *OpticExpress*, vol. 18, no. 15, pp. 16 102–16 111, 2010.

[5] Roncin, V., Lopez, O., Chanteau, B., Chardonnet, C., Amy-Klein, A., Haboucha, A. & Santarelli, G. « Amplification optique bidirectionelle pour le transfert de fréquences optiques utilisant le réseau renater », *JNOG 2011*

[6] Kobyakov, A.; Sauer, M. & Chowdhury, D. « Stimulated Brillouin scattering in optical fibers », *Advances in optics and photonics, Optical Society of America,* 2010*, 2*, 1-59

Génération de second harmonique dans des guides enterrés sur niobate de lithium.

Oleksandr Stepanenko, Emmanuel Quillier, Inna Krasnokutska, Pascal Baldi, Marc P. De Micheli*
LPMC, Université de Nice Sophia Antipolis – CNRS, Parc Valrose 06108 Nice Cedex 2
** marc.de-micheli@unice.fr*

Résumé

L'intérêt des guides enterrés en optique non linéaire intégrée est connu de longue date, mais la réalisation de guides performants dans des matériaux fortement non linéaire est restée compliquée. Nous présentons ici les premiers résultats encourageants obtenus grâce à une nouvelle technique d'échange protonique sur niobate de lithium.

Mots-clés : Optique non linéaire, Optique Intégrée, Niobate de lithium, Echange protonique

1. Introduction

Depuis les débuts de l'optique intégrée non linéaire utilisant des guides réalisés par échange protonique sur niobate de lithium[1,2] de nombreux progrès ont été réalisés. Grâce à la technique d'échange protonique doux, (Soft Proton Exchange : SPE) nous avons déjà pu réaliser de nombreux composants d'optique non linéaire intégrée[3,4,5,6,7]. D'autres équipes ont réalisés des composants similaires en utilisant une technique basée sur un échange suivit d'un recuit (Annealed Proton Exchange : APE)[8,9,10] et cette technique est utilisée commercialement pour réaliser des modulateurs[11] ou des doubleurs de fréquence[12]. En 2000, nous avions proposé d'enterrer ces guides pour optimiser l'intégrale de recouvrement des modes en interaction, mais les premières réalisations ont été peu enthousiasmantes[13] car les guides ainsi réalisés présentaient un fiable confinement et étaient insuffisamment enterrés pour présenter un comportement de guide symétrique et nous avions rencontré des difficultés pour superposer la fabrication des guides et le processus de polarisation périodique permettant de satisfaire les conditions de quasi accord de phase. Les guides enterrés à partir de guides APE ont donné de meilleurs résultats[14] et sont toujours une référence en matière d'efficacité de conversion (150%/W.cm^2).

Les études que nous conduites depuis lors pour optimiser les techniques d'échange protonique nous permettent aujourd'hui de proposer une autre technique et les premiers résultats obtenus en optique non linéaire sont encourageants. La technique ne comprend que deux étapes de fabrication : un échange protonique direct suivit d'un échange inverse pour effacer l'augmentation d'indice en surface. Les résultats préliminaires que nous avons obtenus montrent que cette technique peut être appliquée sur des substrats de PPLN et les efficacités obtenues (40%/W.cm^2) malgré toutes les imperfections des premiers guides fabriqués sont encourageantes.

2. Fabrication et caractérisation de guides plans enterrés

Pour mettre au point le processus nous avons commencé par fabriquer une série de guides plans utilisant la superposition d'un échange direct et d'un échange inverse. L'échange direct est obtenu en plongeant durant plusieurs jours le cristal dans un bain composé d'un mélange d'acide benzoïque et de benzoate de lithium (2,9%) porté à 300°C dans une ampoule scellée. A la suite de cet échange, on obtient en surface un guide plan dont le profil d'indice est composée d'une partie à saut d'indice qui se prolonge dans le substrat par un gradient très proches des profils obtenus par échange protonique doux. La forme typique est représentée fig. 1 et la profondeur du step dépend de la durée de l'échange. Pour l'échange inverse on plonge ensuite le cristal dans un bain composé de $KNO_3/NaNO_3/LiNO_3$ dans les proportions de 1/1/0,1 et porté à 350°C. Cette étude préliminaire indique qu'un échange inverse de 6h permet « d'effacer » le premier micron du guide présentant un profil step et de ne garder que la partie gradient d'indice dans laquelle nous avons de bonnes raison de penser que les propriétés non linéaires du substrat sont intactes.

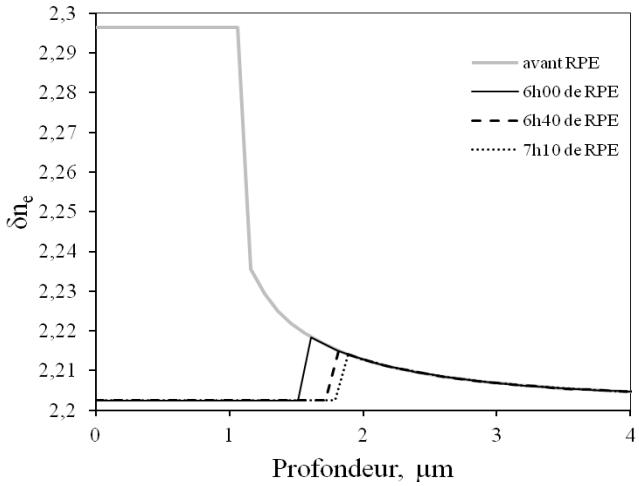


Fig. 1 : Profils d'indices obtenus après échange direct et échanges inverses de différentes durées.

3. Fabrication de microguides enterrés dans des substrats de PPLN

Pour obtenir des microguides, nous avons utilisé un masque de SiO2 présentant des ouvertures de 4, 5, 6, 7 et 8µm de large, déposé à la surface d'un substrat de PPLN présentant des périodes d'inversion variant de 15 à 16µm par pas de 0,1µm. Ces périodes correspondent à un accord de phase autour de 1550 nm.

Le premier échange (3 jours à 300°C dans un bain comportant 2,9% de benzoate de lithium) a donné un guide présentant un saut d'indice de 3 µm de profondeur.

L'échange inverse a été réalisé sans enlever le masque de SiO_2. Après 16h d'échange inverse nous avons constaté en mesurant les indices effectifs du guide plan existant sur la face arrière du composant, que la partie step du profil initial n'était pas complètement effacée. Nous avons alors rajouté 24h d'échange inverse. A l'issue de la totalité du processus les indices effectifs des modes mesurés sur la face arrière étaient suffisamment faibles pour que l'on en déduise que la partie saut d'indice avait été totalement effacée. Pour ne pas risquer de dégrader les micro-guides, nous n'avons pas mesuré les modes de ceux-ci et après avoir polis les extrémités des guides nous avons procédés aux tests non linéaires en utilisant un laser accordable entre 1500 et 1600 nm.

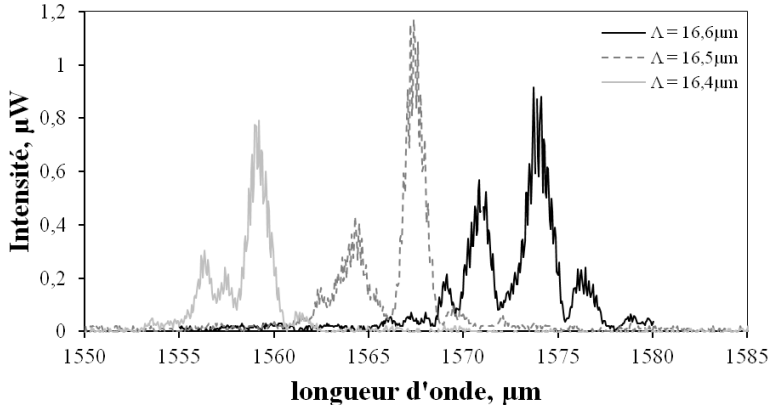


Fig. 2 : Spectre de conversion de fréquences dans les guides de 4µm de large

A ces longueurs d'onde, seuls les guides de 4µm de large présentent un comportement monomode. Nous avons donc essentiellement étudiés les guides de cette largeur. Avec les différentes périodes présentes sur l'échantillons, nous avons trouvé plusieurs possibilités d'accord de phase comme indiqué fig. 2. Cette courbe montre que les spectres obtenus sont loin d'être des $sinc^2$, ce qui indique que ces guides présentent des imperfections. L'étude approfondie du profil d'indice de ces guides que nous sommes en train de conduire permet d'expliquer qualitativement ce comportement.

Les mesures de pertes effectuées sur ces guides ont confirmé cette information puisque les pertes sont de l'ordre de 2 à 4 dB/cm, ce qui est assez élevé.

Malgré ces défauts, les efficacités de conversion mesurées sur ces guides de 1,5 cm de long sont de $40\%/W.cm^2$.

Nous travaillons aujourd'hui sur une nouvelle famille de guides enterrés en modifiant les conditions de l'échange initial et en améliorant notre connaissance de la cinétique de l'échange inverse de manière à pouvoir optimiser la forme du profil d'indice des guides enterrés.

Les résultats obtenus en matière d'amélioration du rendement non linéaire seront présentés à la conférence.

Références

[1] De Micheli M., Botineau J., Sibillot P., Neveu S., Ostrowsky D.B. and Papuchon M. ,Opt. Lett. 8, 116-118 (1983)

[2] M.J. Li, M.P. De Micheli and D.B. Ostrowsky ,J. Quant. Elect. 26,n° 8, pp. 1384-1393, Août 1990

[3] P. Baldi, S. Nouh, M.P. De Micheli, D.B. Ostrowsky, D. Delacourt, X. Banti and M. Papuchon , Elect. Lett. 29 (17), p. 1539, August 1993

[4] P. Baldi, P. Aschieri, S. Nouh, M. De Micheli and D.B. Ostrowsky; D. Delacourt, X. Banti, M. Papuchon, G. Tartarini and P. Bassi ,Nonlinear Optics, 11, pp123-134 (1995)

[5] P. Baldi, M.P. De Micheli, K. El Hadi, S. Nouh, A.C. Cino, P. Aschieri and D.B. Ostrowsky, Special Issue of Optical Engineering in Integrated Optics 37 (4), p.1193, April 1998

[6] L. Chanvillard, P. Aschieri, P. Baldi, D.B. Ostrowsky and M. De Micheli; L. Huang and D.J. Bamford, Applied Physics Letters Vol. 76(9), p.1089 (Fev. 2000)

[7] Sébastien Tanzilli, Anthony Martin, Florian Kaiser, Marc P. De Micheli, Olivier Alibart, and Daniel B. Ostrowsky, Laser & Photonics Reviews, Août 2011 DOI: 10.1002/lpor.201100010

[8] M. A. Arbore, and M. M. Fejer, Opt. Lett., Vol. 20, No. 1, January, 1995

[9] Lawrence E. Myers, Robert C. Eckardt, Martin, M. Fejer, Robert L. Byer, and Walter R. Bosenberg, SPIE Proceedings on Nonlinear Frequency Generation and Conversion, Vol. 2700, June, 1996

[10] M. H. Chou, K. R. Parameswaran, M. M. Fejer, and I. Brener, Opt. Lett., Vol. 24, No. 16, August, 1999

[11] see for example Modulators : NIR-MPX-LN-10 from Photline Technologies (http://www.photline.com/product/view/54)

[12] see HC Photonics Products

[13] K. Gallo, M. De Micheli and P. Baldi Applied Physics Letters (June 2002), Vol. 80, N° 24, pp. 4492-4494

[14] K. R. Parameswaran, R. K. Route, J. R. Kurz, R. V. Roussev, M. M. Fejer, M. Fujimura, Optics Letters, Vol. 27, No. 3, February, 2002

CRISTAUX DE FLUORURES EN COUCHES MINCES POUR LASER DANS LE PROCHE INFRAROUGE

Western Bolaños, Alain Braud, Jean-Louis Doualan, Richard Moncorgé, Patrice Camy

Centre de recherche sur les ions, les matériaux et la photonique (CIMAP) UMR 6252CEA-CNRS-ENSICAEN, Université de Caen, 6 Bd Maréchal Juin, 14050 Caen

western.bolanos@ensicaen.fr

RÉSUMÉ

Des couches minces monocristallines de $LiY_{1-x}Gd_xF_4$ dopés Yb^{3+} ont été déposées par épitaxie en phase liquide (LPE) sur des substrats de $LiYF_4$ non dopés pour en faire des guides d'onde laser de 15µm d'épaisseur. L'effet laser a été obtenu à 994 et 1020nm avec des efficacités de 72% et 48% par rapport à la puissance absorbée d'un laser Ti:saphir à 960 nm.

MOTS-CLEFS : *fluorures dopés terre rares ; épitaxie en phase liquide ; laser en guide d'onde,*

1. INTRODUCTION

L'oscillation laser autour d'1 µm de l'ion Yb^{3+} dans différents types de matériaux hôtes a été déjà abondamment étudiée ces dernières années [1]. Cela tient en grande partie à la possibilité de pomper optiquement ces matériaux avec des diodes laser à semi-conducteurs fonctionnant à 980 nm qui permettent de construire des dispositifs laser puissants et efficaces à un coût relativement bas. Cela est dû également à la structure énergétique simplifiée à deux multiplets des ions laser Yb^{3+} qui permet d'éviter les pertes optiques associées aux processus d'absorption dans l'état excité ou d'addition de photons par transferts d'énergie (upconversion) si dommageables dans le cas des matériaux dopés par l'autre ion laser bien connu Nd^{3+}. Par contre, s'agissant de systèmes laser quasi-3 niveaux, les seuils d'oscillation sont généralement plus élevés que pour les systèmes à 4 niveaux tels que les ions Nd^{3+}. Néanmoins, l'ion Yb^{3+} reste avantageux en raison du faible décalage énergétique possible, dénommé parfois « défaut quantique », entre le rayonnement émis et le rayonnement de pompage optique, ce qui conduit à des fonctionnements laser très efficaces et un échauffement des matériaux, surtout dans les lasers de très forte puissance, très limité [2].

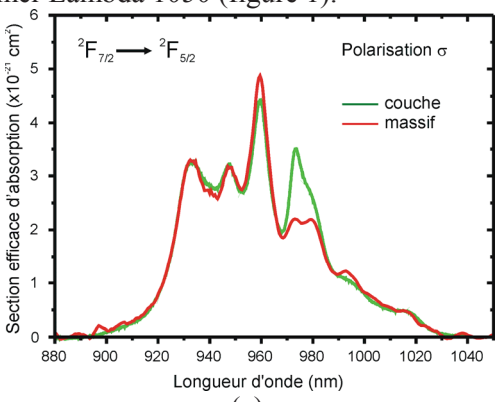
Aujourd'hui, de nombreuses équipes s'intéressent à ce type de matériaux laser sous la forme de « thin-disk » ou de guides d'onde et c'est sur ce second type de dispositifs que nous avons porté nos efforts. Ces guides d'onde, en effet, grâce à un confinement des rayonnements de pompage et d'émission laser plus importants, permettent de construire des dispositifs laser très compacts avec des seuils d'oscillation très bas et des rendements très élevés. Il existe de nombreuses techniques de synthèse et de structuration des matériaux pour fabriquer des guides d'onde et pour l'optique intégrée en général. L'échange ionique, l'épitaxie en phase vapeur, la pulvérisation cathodique, l'ablation laser, le collage optique ou l'inscription de réseaux d'indice sont autant de techniques permettant d'obtenir de telles structures [3], avec pour chacune d'entre elles ses avantages et ses inconvénients. Un des avantages principaux de l'épitaxie en phase liquide est de pouvoir faire croître des couches cristallines d'épaisseur variant entre 5 et 150 microns de haute qualité optique. Dans le domaine des matériaux synthétisés par LPE, des lasers en guide d'onde à base d'oxydes dopés terres rares ont été démontrés dans des guides de Yb^{3+}: YSO, Yb^{3+}: $KY(WO)_4$ et Yb^{3+}: YAG [4]. En ce qui concerne les cristaux de fluorures, un avantage majeur est leur basse énergie de phonons (400 cm^{-1} pour le $LiYF_4$) ce qui, associé à de bonnes propriétés thermomécaniques, permet d'obtenir des lasers efficaces dans le domaine infrarouge [5].

2. RESULTATS ET DISCUSSION

Les couches actives ont été déposées sur des substrats de $LiYF_4$ (YLF) purs, orientés (001), obtenus par la méthode Czochralski. Les compositions molaires des différents bains d'épitaxie sont déterminées à partir du diagramme de phase du système LiF-YF_3 [6]. Typiquement, cette composition est de 73% de LiF et 27% de YF_3 partiellement substitué par 5% Gd et 4mol% Yb. L'ajout de gadolinium a pour but d'augmenter le contraste d'indice de réfraction entre la couche et le substrat. Les couches minces ainsi obtenues ont été étudiés du point de vue de leurs propriétés optiques, spectroscopiques et laser. La caractérisation optique a été faite par le biais de mesures d'indices de réfraction et de pertes optiques. L'étude spectroscopique a été faite en enregistrant les spectres d'absorption et d'émission des couches dans les domaines de longueurs d'onde d'intérêt ainsi qu'en mesurant les temps de vie de fluorescence. Finalement, des expériences laser ont été réalisées en accolant des miroirs plans de chaque côté du guide (end-coupling technique).

Les indices de réfraction des couches et des substrats non dopés ont été mesurés à l'aide de la technique du prisme à différentes longueurs d'onde et pour les deux polarisations σ (E // a) et π (E // c). Nous en avons déduit le contraste d'indice Δn 2.1×10^{-3}. Les pertes de propagation dans les guides planaires ont été obtenues en mesurant la puissance transmise d'un laser He-Ne (632.8 nm) après couplage dans les couches en utilisant un objectif de microscope produisant un spot à son point de focalisation $2\omega_0$ = 20 µm. Dans ces conditions, en supposant une efficacité de couplage proche de 100% et en soustrayant les pertes par réflexion de Fresnel (4%) sur les faces terminales du guide, on a pu établir des valeurs de pertes optiques inférieures à 0.8 dB/cm.

La bonne qualité cristalline des couches minces est confirmée par l'allure des spectres d'émission et d'absorption, qui, à dopage en ions actifs égal, sont similaires à ceux obtenus à partir des cristaux massifs. Les spectres d'absorption en polarisation σ (**E**//**a**) ont été enregistrés avec un spectrophotomètre Perkin Elmer Lambda 1050 (figure 1).



(a)

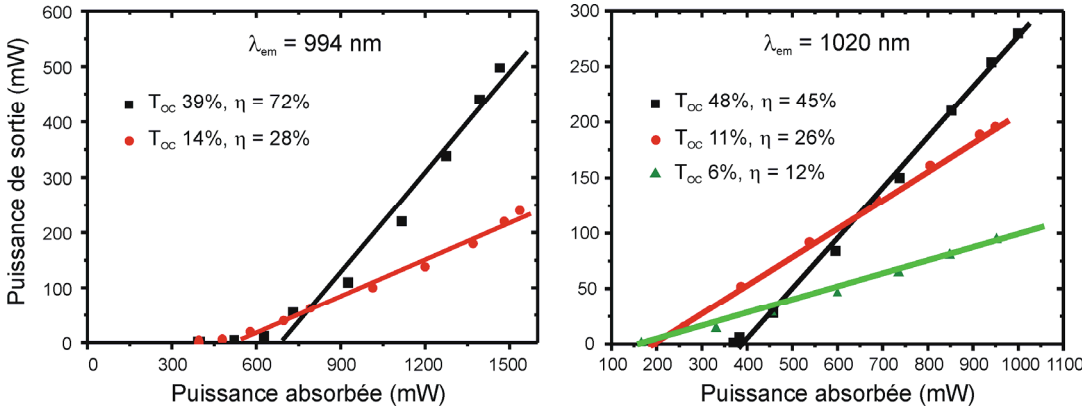
Fig. 1 : Spectres d'absorption enregistrés à température ambiante et en polarization σ d'une couche et d'un cristal massif de Yb:YLF

Il n'y a pas de différence notable entre les spectres des cristaux massifs et ceux des couches minces, excepté au voisinage de la « raie-zéro » à 980 nm, ce qui est dû à un problème de réabsorption, et l'ajout de gadolinium dans la matrice YLF n'a pas eu d'incidence sur la largeur des raies observées. Les mesures de temps de vie de fluorescence ont été réalisées quant à elles en excitant les échantillons à 960 nm avec un laser OPO et en enregistrant les déclins de fluorescence à 1020 nm. Ces mesures indiquent des temps de vie d'environ 1.8 ± 0.2 ms, en bon accord avec les valeurs données dans la littérature pour les cristaux massifs [7].

Nos premières expériences laser ont été réalisées en pompant des couches de $LiY_{0.91}Gd_{0.05}Yb_{0.04}F_4$ à 960 nm avec un laser Ti:Saphir dans la polarisation π. L'émission laser continue (CW) a été obtenue à 1020.20 nm et à 994.40 nm, selon le miroir de sortie et en fonction de sa transmission. Dans les deux cas, le miroir dichroïque d'entrée avait une transmission de 58 % à la longueur d'onde de pompe et des coefficients de réflexion de 99.7% à 1020.20 nm et de 90 % à

994.40 nm. L'émission à laser à 1020.20 nm a été enregistrée pour des miroirs de sortie de transmission égale à 6 %, 11 % et 48 %, tandis que l'émission à 994.4 nm a été enregistrée avec des miroirs de sortie de 14 % et 38 % de transmission.

Dans le cas du fonctionnement laser à 994 nm, des puissances de 240 mW et de 500 mW ont été obtenues pour les miroirs de transmissions égales à 14% et 38%, respectivement (Figure 2(a)). Les seuils en puissance de pompe absorbée étaient de 396 mW et 480 mW, ce qui signifie des rendements différentiels de 28% et 72%. Le rendement ainsi obtenu est comparable à celui (78%) obtenu récemment à partir d'un guide d'onde linéaire de Yb :YAG fabriqué par inscription laser femtoseconde [8]. Un rendement différentiel de 45 % est également obtenu pour l'émission laser à 1020 nm avec un miroir de sortie de 48% de transmission.



(a) (b)

Fig. 2 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompage optique absorbée pour un guide d'onde planaire Yb :YLF. (a) Emission à 994 nm (b) émission à 1020 nm

3. CONCLUSION

Des couches de fluorures dopés Yb^{3+} ont été élaborées pour la première fois à l'aide de la technique d'épitaxie en phase liquide. La qualité optique des couches a permis d'aboutir à la démonstration de lasers en guide d'onde compacts et efficaces. Avec un rendement différentiel supérieur à 70%, l'émission laser à 994 nm ainsi obtenue permet d'envisager des dispositifs compacts et intégrés dans le domaine du proche infrarouge. De plus, le rendement théorique maximal à 994 nm étant de 96%, des améliorations peuvent être encore apportées tant au niveau de la qualité des couches que de l'efficacité du couplage.

RÉFÉRENCES

[1] A. Sennaroglu (Editor) "Solid state lasers and applications", chapter 2, CRC Press, Taylor & Francis group, 2007, New York

[2] S. Ricaud, F. Druon, D.N. Papadopoulos, A. Pellegrina, F. Balembois, P. Georges, A. Courjaud, P. Camy, J.L. Doualan, R. Moncorgé, "High power diode-pumped cryogenically-cooled Yb:CaF_2 laser with extremely low quantum defect" Opt. Lett. **36**(9) 1602-1604 (2011)

[3] C. Grivas, "Optically pumped planar waveguide lasers, part I: fundamentals and fabrication techniques", Prog. Quantum Electron., **35**, 159 – 239 (2011)

[4] J. I. Mackenzie, "Dielectric solid-state planar waveguide lasers: a review", IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. **13**, 626-637 (2007)

[5] A. Pirri, D. Alderighi, G. Toci, M. Nikl, H. Sato, "Diode pumped Yb^{3+}:YLF and Yb^{3+}:CaF_2 laser performance", AIP Conf. Proc. **1209**, 91-94 (2010)

[6] R. E. Thoma, C. F. Weaver, H. A. Freidman, H. Insley, L. A. Harris, H. A. Yakel, "Phase equilibria in the system LiF-YF_3", Journal of Physical Chemistry **65**, 1096-1099 (1961)

[7] N. Coluccelli, G. Galzerano, L .Bonelli, A. Toncelli, A. Di Lieto, M. Tonelli, P. Laporta, "Room-temperature diode-pumped Yb^{3+} -doped $LiYF_4$ and KYF_4 lasers", Appl. Phys. B, **92**, 519-523 (2008)

[8] J. Siebenmorgen, T. Calmano, K. Petermann, G. Huber, "Highly efficient Yb:YAG channel waveguide laser written with a femtosecond-laser", Opt. Exp. **18**, 16035-16041 (2010)

CAPTEURS A FIBRES OPTIQUES ET NANOPARTICULES METALLIQUES

Simon Degioanni[1], François Bessueille[2], Anne-Marie Jurdyc[1], Bernard Champagnon[1], Jérémy Coulm[2], Laurence Bois[3], Dominique Vouagner[1].

[1] *Institut Lumière Matière, UMR5306 Université Lyon 1-CNRS, Université de Lyon 69622 Villeurbanne cedex, France.*

[2] *Institut des Sciences Analytiques, UMR5280 Université Lyon 1, Université de Lyon, 5 rue de la Doua, Villeurbanne 69100, France.*

[3] *Laboratoire des Multimatériaux et Interfaces, UMR CNRS 5615, Université Claude Bernanrd Lyon 1, 43 Bd 11 novembre 1918, 69622 Villeurbanne.*

dominique.vouagner@univ-lyon1.fr

RÉSUMÉ

La diffusion Raman est utilisée dans le cadre de capteurs à fibres optiques intrinsèques pour réaliser des mesures réparties de température. Il existe également des sondes Raman qui utilisent ce mécanisme de diffusion inélastique de la lumière pour analyser des composés chimiques in situ. Nos recherches visent à améliorer la sensibilité et la limite de détection de tels capteurs par l'intermédiaire de la diffusion Raman exaltée de surface (Surface-Enhanced Raman Scattering ou SERS) faisant intervenir la résonance plasmons de surface (SPR) de nanoparticules métalliques (Au, Ag…). Des échantillons modèles sont testés (couches minces sur substrats SERS) pour amplifier la diffusion Raman de matrices amorphes de TiO_2 et de SiO_2.

MOTS-CLEFS : *Diffusion Raman ; Capteurs à fibres optiques ; SERS ; Matériaux amorphes, TiO_2, SiO_2, Klarite.*

1. INTRODUCTION

Le mécanisme de diffusion Raman provient de l'interaction entre un rayonnement électromagnétique et les atomes qui composent un matériau. Lors de cette diffusion, des phonons optiques sont créés dans la matière (processus Stokes) ou détruits (processus anti-Stokes) par l'intermédiaire d'un transfert d'énergie entre l'onde lumineuse et le matériau, les photons diffusés ayant leur longueur d'onde modifiée (diffusion inélastique). Le rendement de ce mécanisme, lié à la section efficace de diffusion, est faible. Concernant les applications, il existe des capteurs à fibres optiques qui utilisent la rétrodiffusion Raman de la silice (matériau constitutif de la plupart des cœurs de fibres optiques) pour établir un profil de température avec la distance à la source excitatrice (mesures réparties). En effet, le rapport des intensités de diffusion Raman Stokes et Anti-Stokes est fonction de la température du milieu concerné. Pour améliorer les performances de tels capteurs, il est envisagé de générer de la diffusion Raman exaltée de surface (SERS) au sein des fibres en utilisant des nanoparticules métalliques dont la résonance plasmons de surface (Surface Plasmon Resonance SPR) permet d'amplifier localement le champ électrique. De premières expériences sur l'insertion de nanoparticules d'or dans des fibres à cristaux photoniques ont été réalisées au PhLAM de Lille [1]. Les travaux présentés ici portent sur l'étude de l'exaltation de la diffusion Raman de matrices amorphes, et des caractéristiques du phénomène d'exaltation (portée de l'effet SERS, influence de la nature du matériau sondé, caractérisation des substrats et de leur SPR…). Plusieurs substrats SERS constitués d'or nanostructuré sont étudiés pour observer le signal Raman exalté de deux matrices amorphes ; TiO_2 et SiO_2 élaborés en couches minces par sol-gel (« dip-coating »).

2. LES SUBSTRATS SERS

Dans un premier temps, un substrat SERS (Sub1) nommé Klarite (échantillon commercial) a été utilisé pour étudier la portée de l'effet SERS dans une couche mince de TiO_2 amorphe. Ce substrat est constitué de silicium structuré en réseau de pyramides inversées de dimensions micrométriques et sa surface est recouverte d'une couche d'or. Cet échantillon présente aussi une partie non structurée ne donnant pas lieu au SERS et qui sert de référence. Des dépôts de films minces de TiO_2 par dip-coating ont été superposés à la surface de la Klarite, permettant de contrôler qualitativement l'épaisseur déposée. Nous estimons la portée de l'effet SERS dans le cas de TiO_2 amorphe déposé sur Klarite à moins de 10nm [2]. Ce substrat, Klarite, permet d'obtenir des résultats reproductibles et les mécanismes mis en jeu lors de l'exaltation sont connus (renforcement du champ électrique local par des effets de diffraction et par l'intermédiaire des plasmons) mais leurs contributions respectives restent à quantifier.

Un second type de substrat SERS (Sub2) microstructuré est élaboré (collaboration ISA, Lyon) à partir du substrat de Klarite pour en reproduire le motif. Ce substrat est constitué d'alumine Al_2O_3 et est transparent dans le visible. Une couche d'or d'épaisseur choisie (10 ou 40nm) est déposée en surface par pulvérisation. Ceci permet d'étudier l'influence de l'épaisseur de la couche d'or et de la résonance SPR sur la réponse SERS de la matrice amorphe, et d'en déduire le rôle du réseau de pyramides inversées.

Un dernier type de substrat SERS (Sub3) étudié consiste en un dépôt d'or de 10 nm d'épaisseur obtenu par pulvérisation sur substrat plan (verre ou alumine cristalline). Le dépôt est suivi d'un recuit permettant de modifier l'arrangement des nanostructures d'or. Le recuit à 200°C de 10nm d'or déposé par pulvérisation a eu pour effet la formation d'une bande plasmon très distincte centrée à 620nm qui permet de travailler en Raman avec une longueur d'onde laser de 780nm (Fig.1). Cette longueur d'onde de travail permet d'exciter la résonance de plasmons sans exciter la luminescence de l'or.

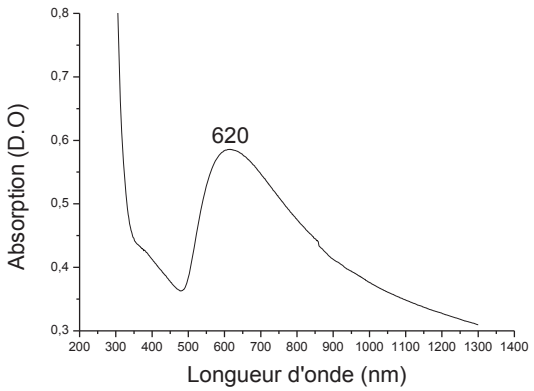


Fig.1 : Spectre d'absorption de 10nm d'or déposé sur verre et recuit 30 minutes à 200°C.

Des images AFM ou MEB sont réalisées pour évaluer les épaisseurs d'oxydes déposés par sol-gel sur nos différents substrats, et pour caractériser certains substrats. La taille, la forme, la rugosité et l'environnement des nanostructures d'or sont à corréler avec l'activité SERS. La spectroscopie d'absorption est utilisée pour obtenir des informations sur les fréquences de résonances plasmon des couches d'or.

3. EXALTATION DE LA DIFFUSION RAMAN

Le spectre Raman de 10nm de TiO_2 amorphe exalté par Sub3 contient une bande intense vers 700cm^{-1} (Fig.2a), résultat d'une augmentation de l'intensité Raman par un facteur d'exaltation important comparé au même substrat en l'absence de cette couche d'or.

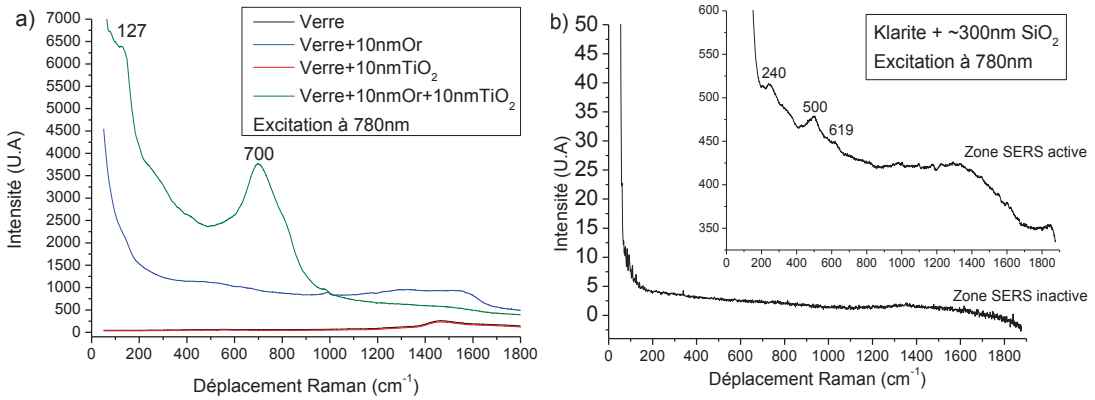


Fig.2 : a) Spectre de diffusion Raman exaltée de 10nm de TiO_2 déposé sur 10nm d'or comparé aux spectres des différentes couches en présence dans l'échantillon. b) Spectres de diffusion Raman de 300nm de SiO_2 déposé sur substrat de Klarite en zone SERS active et SERS inactive

Contrairement au TiO_2, la silice a une faible section efficace de diffusion Raman. Par conséquent, les substrats SERS utilisés permettent d'observer une bande aux alentours de 500cm^{-1} et parfois une bande aux alentours de 619cm^{-1} en provenance d'une couche de 300nm de silice (exemple pour le substrat de Klarite en Fig.2b), mais les intensités de ces bandes Raman sont faibles comparées à celles observées pour le TiO_2 quel que soit le substrat SERS. La silice sol-gel a aussi été déposée sur lame de verre (non SERS-actif) pour des épaisseurs supérieures au micron et les bandes à 500 et 610cm^{-1} ont été retrouvées par diffusion Raman classique. Dans le but de comparer les facteurs d'exaltation obtenus pour les dépôts de TiO_2 et SiO_2, de nouvelles expériences sont en cours avec l'étude de l'effet SERS pour des dépôts plus fins de silice (20nm environ) sur l'ensemble de nos substrats SERS. Cette étude permettra également d'estimer la portée de l'effet SERS dans le cas d'une couche de silice.

CONCLUSION

L'utilisation de couches minces de TiO_2 et SiO_2 sol-gel permet de caractériser l'aptitude de substrats SERS à exalter la diffusion Raman de matrices amorphes en vue d'applications capteurs. TiO_2, caractérisé par une section efficace de diffusion Raman élevée, a permis dans un premier temps d'évaluer la qualité d'exaltation des substrats SERS étudiés. Des facteurs d'exaltation important ont été observés pour ce matériau avec les différents substrats. Pour la silice, l'augmentation de l'intensité de la diffusion Raman est possible mais semble limitée quel que soit le substrat utilisé. Les résultats de ces expériences SERS fourniront une base de réflexion quant à la viabilité de l'utilisation de nanoparticules d'or dans les fibres optiques à cœur de silice, notamment pour une éventuelle amélioration des performances des capteurs basés sur l'effet Raman. On pourrait également envisager de modifier la composition du cœur de la fibre pour que le capteur opère à l'aide d'un matériau à plus forte section efficace de diffusion Raman.

REFERENCES

[1] L. Bigot, H. El Hamzaoui, A. Le Rouge, G. Bouwmans, F. Chassagneux, B. Capoen and M. Bouazaoui, Optics Express, 19, 20, 2011, 19061-19066.

[2] S. Degioanni, B. Champagnon, A. M. Jurdyc, F. Bessueille, J. Coulm, D. Vouagner, article en cours de soumission.

INTERFEROMETRE DE TYPE MACH-ZEHNDER EN SILICIUM POREUX : APPLICATION AUX BIOCAPTEURS

M. Hiraoui, M. Guendouz, N. Lorrain et L. Haji

Université européenne de Bretagne (UeB), CNRS-Foton UMR 6082, Enssat, 6 rue de Kérampont, CS 80518, F-22305 Lannion, France

mohammed.guendouz@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Dans cette étude est présentée la réalisation et la caractérisation d'un guide d'ondes optique enterré et anti-résonant à base de silicium poreux. Ce guide d'ondes est intégré dans une structure interférométrique de type Mach-Zehnder qui sera utilisée pour une application de biodétection. Les simulations et les caractérisations optiques montrent clairement le guidage monomode ainsi que le caractère anti-résonant des guides d'ondes enterrés.

MOTS-CLEFS : *Silicium poreux ; Guide anti-résonant ; Structure Mach Zehnder.*

1. INTRODUCTION

L'interféromètre de type Mach-Zehnder (MZ) est un interféromètre à division d'amplitude permettant une application de détection d'espèces chimiques et biochimiques [1-2]. Différentes structures guidantes résonantes ou anti-résonantes constituant le MZ ont été développées en utilisant divers matériaux [3-4]. Dans notre cas, nous nous sommes intéressés à la fabrication d'une structure guidante anti-résonante (ARROW) à base de silicium poreux. Cette structure est constituée de trois couches d'épaisseurs et de porosités différentes (et donc d'indices différents) respectant les conditions d'anti-résonance. La particularité d'un tel guide ARROW réside dans le fait que la couche poreuse en surface assure le guidage de la lumière tout en permettant l'infiltration de molécules et donc leur détection [5]. Les deux couches placées juste en dessous de la couche de guidage doivent présenter les caractéristiques d'un résonateur Fabry-Pérot afin d'assurer le confinement optique. Le guide ARROW favorise alors un meilleur recouvrement entre la lumière propagée et les molécules fixées à la surface interne de la couche poreuse active. Les résultats des caractérisations structurales des guides enterrés à base de silicium poreux constituant le MZ et obtenus par la technique de photolithographie sont reportés dans la communication. Puis nous présentons une étude théorique de la réflectivité au niveau de l'interface couche de guidage/1ère couche de confinement pour prévoir l'obtention du caractère anti-résonant qui dépend des valeurs d'indice des couches poreuses ainsi que de leur épaisseur. Enfin, les résultats de caractérisations optiques en champ proche de l'interféromètre MZ sont présentés et comparés à ceux issus d'une étude de simulation par BPM.

2. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE MACH ZEHNDER EN SILICIUM POREUX

La structure MZ, schématisée sur la figure 1a, a été élaborée à partir de substrats de silicium de type P fortement dopé, en utilisant un procédé de photolithographie avec un masque dont les dimensions des ouvertures sont bien définies. Le processus d'anodisation électrochimique est ensuite effectué à travers les ouvertures réalisées pour l'élaboration des trois couches de porosités et d'épaisseurs différentes satisfaisant les conditions d'antirésonance.. Les caractérisations structurales par microscopie électronique à balayage (MEB) ont montré en vue de dessus (figure 1b) une gravure de très bonne qualité, homogène et continue qui illustre la bonne qualité de fabrication de la structure à base de silicium poreux. Dans les figures 1c et 1d, les images de section transversale (coupe A) montrent un guide d'ondes dont la forme est similaire à un demi-cylindre, due à l'anisotropie du processus de formation liée à l'orientation cristallographique du substrat de silicium [6]. Nous distinguons les trois couches poreuses d'indices et d'épaisseurs différents qui sont reportés sur la figure 1d. Les valeurs d'indice de chacune des couches ont été déterminées par

réflectométrie grâce à une étude préliminaire effectuée sur des simples couches réalisées dans les conditions identiques à celles utilisées pour le guide anti-résonant. Les dimensions géométriques des couches et les indices de réfraction des différentes couches de la structure guidante visés ont été choisis pour obtenir un compromis entre une sensibilité assez importante et une fabrication aisée.

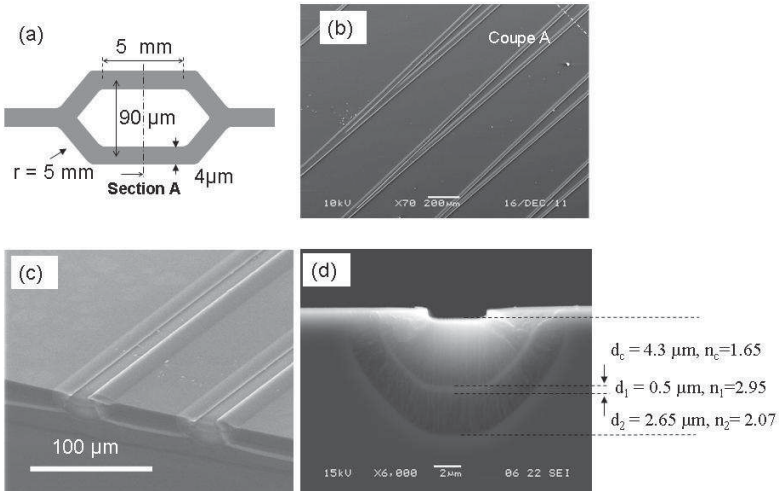


Figure 1 : Caractéristiques de l'interféromètre de Mach-Zehnder (a). Micrographies obtenues au MEB : vue de dessus de jonctions Y constituant la structure MZ (b,c) et coupe transverse d'un guide d'onde canal de la structure MZ (d).

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX (SIMULATION ET EXPERIENCE)

Afin de qualifier la réflectance à l'interface couche de cœur et première couche de confinement, nous l'avons calculée en fonction de l'épaisseur de la première couche de confinement d_1 (figure 2) pour les deux modes de polarisation en utilisant les valeurs expérimentales des épaisseurs et des indices des couches : $d_c = 4{,}3$ µm, $n_c = 1{,}65$, $n_1 = 2{,}95$, $n_2 = 2{,}07$ et à $\lambda = 1{,}55$ µm.

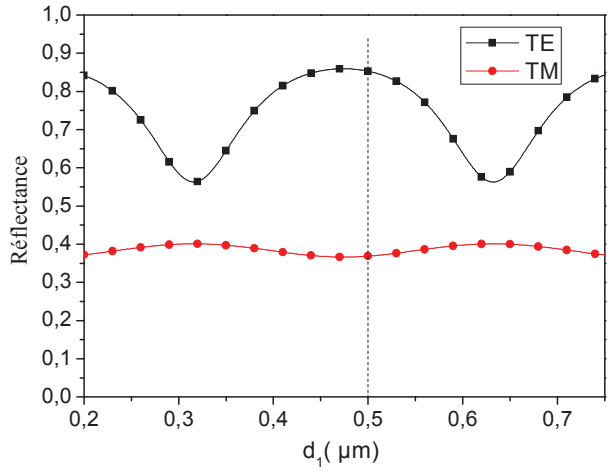


Figure 2 : Réflectance calculée en fonction de d_1 pour les modes TE et TM

Nous notons pour le mode TE, que le maximum de réflectance est obtenu pour une épaisseur d_1 d'environ 0,5 µm correspondant à l'épaisseur expérimentale. Alors que dans le cas du mode TM, nous remarquons que la réflectance est faible et que la différence entre le maximum et le minimum de réflectance est plus petite comparée à celle calculée en mode TE. Cette distinction entre les deux modes de polarisation reflète bien le caractère anti-résonant de la structure [7]. Afin d'évaluer qualitativement le guidage dans les guides anti-résonants constituant la structure MZ, nous avons effectué des mesures en champ proche pour contrôler le changement de la lumière propagée à la sortie du MZ pour les deux modes de polarisation.

Parallèlement, nous avons effectué une étude de simulation du profil du champ propagé à la sortie de chaque guide en utilisant la méthode des faisceaux propagés (BPM) et en tenant compte des valeurs expérimentales des indices de réfraction et des épaisseurs des différentes couches (figures 3a et 3b). Dans le cas du mode TE, les profils expérimentaux et simulés montrent que la lumière est guidée quasiment uniquement dans la couche de cœur malgré son faible indice de réfraction et de façon monomodale. Tandis que pour le mode TM, la lumière se propage principalement dans la première couche de confinement ayant l'indice de réfraction le plus élevé alors qu'une faible partie est guidée dans la couche de cœur. Ces résultats confirment le caractère anti-résonant du guide

enterré et concordent avec l'étude théorique de la réflectance présentée dans la figure 2 qui indique qu'en mode TM le coefficient de réflexion est faible comparé à celui calculé en mode TE. Cette différence est aussi liée au fait que le contraste d'indice de réfraction entre la couche de cœur et la première couche de confinement est relativement élevé. Nous avons également montré expérimentalement que nous obtenons quasiment les mêmes profils de champ dans les deux bras après clivage du MZ en son milieu [8]. Ceci est en faveur de l'obtention d'un bon contraste des franges d'interférence entre le bras de référence et le bras de détection, ce qui est un avantage pour des applications de bio-détection [9].

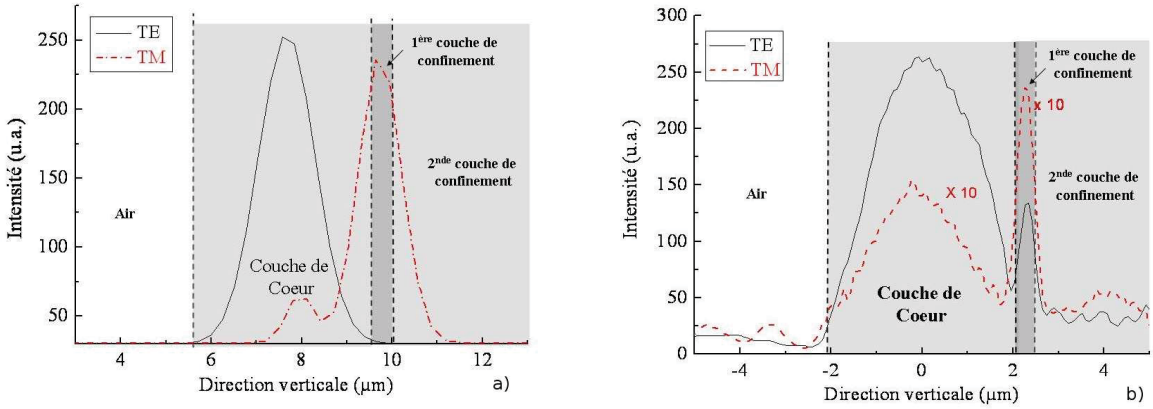


Figure 3 : Profils d'intensité en champ proche, en sortie du MZ de largeur égale à 4 µm et suivant l'axe vertical en mode TE et TM, obtenus expérimentalement (a) et par simulation (b).

CONCLUSION

Des guides d'onde optiques monomodes de type ARROW à base de silicium poreux ont été conçus pour le développement d'un capteur basé sur un interféromètre MZ. L'étude théorique de la réflectance et la simulation du champ ont permis de prévoir comment celui-ci se propage au sein de la structure MZ tenant compte des indices de réfraction et des épaisseurs pour les conditions d'antirésonance. Les résultats expérimentaux de la valeur du champ optique détecté à la sortie ainsi qu'au milieu de la structure sont en bon accord avec la simulation menée par BPM. Le travail porte maintenant sur l'application de détection de biomolécules nécessitant des étapes supplémentaires de fonctionnalisation du Si poreux, la réalisation d'une ouverture d'interaction dans un des bras du MZ ainsi que l'adaptation d'un système micro-fluidique permettant l'infiltration des biomolécules. Un tel dispositif permettra la détection d'une variation d'indice dans la zone d'interaction avec une limite de l'ordre de 10^{-4}-10^{-5}.

Soutiens : *Ce travail a bénéficié du projet PONANT du CPER avec la région Bretagne, le conseil général des Côtes d'Armor, de Lannion Trégor Agglomération et du Feder.*

RÉFÉRENCES

[1] R. G. Heideman, P.V. Lambeck. Sens. and Actuators B.61 (1999) 100.
[2] F. Prieto, B. Sepulveda, A. Calle, A. Llobera, C. Dominguez, and L.M. Lechuga. Sens. Actuators B.92 (2003) 151.
[3] E.F. Schipper, A.M. Brugman, C. Dominguez, L.M. Lechuga, R.P.H. Kooyman, J. Greve. Sens. and Actuators B.40 (1997) 147.
[4] D. Jimenez, E. Bartolome, M. Moreno, J. Munoz, C. Dominguez. Opt. Commun..132 (1996) 437.
[5] M. Hiraoui, L. Haji, M. Guendouz, N. Lorrain, A. Moadhen and M. Oueslati. Biosens. and Bioelectron., 36, 212-216, 2012.
[6] M. Guendouz, P. Joubert, M. Sarret. Mat. Sci. and Eng. B.70 (2000) 43.
[7] M.A. Duguay, Y. Kokubun and T. L. Koch. Appl Phys Lett. 49 (1986) 13.
[8] M. Hiraoui, M. Guendouz, N. Lorrain, L. Haji, and M. Oueslati. Appl. Phys. Lett., 101, 191114, 2012.
[9] J. Hong, J .S Choi, G. Han, J.K. Kang, C. M. Kim, T. S. Kim, D. S. Yoon. Anal. Chim Act. 573 (2006) 97.

FILTRAGE INTERFÉROMÉTRIQUE DU BRUIT RELATIF D'INTENSITÉ DANS UN GYROSCOPE À FIBRE OPTIQUE

Joachin Honthaas, Jean-Jacques Bonnefois, Eric Ducloux et Hervé Lefèvre

iXBlue, 52 avenue de l'Europe, Marly le Roi, France

joachin.honthaas@ixblue.com

RÉSUMÉ

Cet article présente une nouvelle méthode de réduction du bruit relatif d'intensité en excès (*excess RIN* en anglais) d'une source à spectre large et de son application au gyroscope à fibre optique. Elle repose sur un filtrage par un dispositif interférométrique, accordé à l'interféromètre de mesure du gyroscope. On montre notamment que l'utilisation d'un interféromètre fibré en anneau permet d'envisager des réductions du bruit RIN d'au moins 18dB.

MOTS-CLEFS : *Bruit d'intensité ; Bruit RIN ; Gyroscope à Fibre Optique*

1. INTRODUCTION

Les meilleurs gyroscopes à fibre optique utilisent classiquement des sources lumineuses à spectre large, notamment des sources super-fluorescentes, dites aussi ASE pour *Amplified (by stimulated emission) Spontaneous Emission*, à fibre dopée erbium. La faible cohérence temporelle de ces sources est cruciale pour la stabilité de la mesure gyroscopique. Néanmoins, de telles sources présentent l'inconvénient d'avoir un bruit d'intensité en excès, donc *excess RIN* ou simplement RIN, relativement important qui provient des battements de puissance entre l'ensemble des composantes du spectre large [1]. Le signal mesuré, détecté en sortie de l'interféromètre de mesure du gyroscope, est ainsi perturbé par ce bruit d'intensité de la source optique.

L'impact du bruit RIN peut être diminué en optimisant le signal de modulation injecté dans l'interféromètre de mesure [2]. D'autres approches ont été également suivies, soit par soustraction du bruit RIN après détection analogique [3] & [4], soit par réalisation d'un filtrage optique actif 'passe-haut' de la source [5].

On se propose ici de réduire très fortement le bruit RIN en ajoutant un interféromètre de filtrage au niveau de la source. Ce dispositif tout optique et passif va permettre de modifier le spectre de l'intensité optique en « l'adaptant », comme on le verra, à l'interféromètre de mesure du gyroscope.

2. BRUIT GYROSCOPIQUE ET SPECTRE OPTIQUE

La mesure du signal gyroscopique peut être décrite ainsi. Le signal issu de l'interféromètre de mesure du gyroscope est modulé en intensité à une fréquence de modulation f_m, dite fréquence propre, qui est définie par les dimensions du gyroscope [2]. Typiquement, pour un interféromètre de Sagnac de 1km de long, on a $f_m \cong 100kHz$. Le signal optique détecté est alors démodulé à f_m afin d'effectuer la mesure gyroscopique. On voit que seules les composantes spectrales du bruit du signal détecté autour de la fréquence de modulation / démodulation f_m vont perturber la mesure du gyroscope.

Le bruit du signal détecté est dominé par le bruit RIN de la source. Son spectre est le résultat de la fonction d'autocorrélation du spectre de la source optique large [1]. Il commence à la fréquence nulle, et présente une largeur de l'ordre de la largeur du spectre optique. Ainsi, pour une source optique centrée à 1550nm et de pleine largeur à mi-hauteur («*Full Width at Half Maximum* » ou *FWHM* en anglais) de 15nm en longueur d'onde, sa largeur en fréquence sera de 2 THz. Cette valeur est très élevée pour les composants électroniques, et le bruit RIN apparaît dans la chaine de détection basses fréquences (en comparaison) comme un bruit blanc dont la densité spectrale de

puissance de bruit, la DSP_{RIN}, est simplement l'inverse de la largeur du spectre en fréquence de la source, soit 5.10^{-13}/Hz pour 2 THz, donc –123 dB/Hz, ou aussi $7.10^{-7}/\sqrt{Hz}$ en écart-type.

Comme le spectre du bruit RIN est issu d'une loi d'autocorrélation du spectre optique, on sait que si ce dernier est périodique en fréquence, alors le spectre du bruit RIN le sera également et avec la même période.

Ainsi, si le spectre optique présente des cannelures périodiques, on retrouvera cette périodicité dans le spectre de bruit RIN, qui passera ainsi par des maxima et des minima ; on n'aura donc plus un spectre de bruit blanc.

Il est facile de montrer que pour une périodicité du spectre optique Δf_0, le spectre du bruit RIN associé sera maximal aux fréquences $0, \Delta f_0, 2\Delta f_0$ ..., et qu'il sera minimal aux fréquences $\frac{1}{2}\Delta f_0, \frac{3}{2}\Delta f_0$ ...

On voit alors qu'une condition suffisante pour minimiser le bruit RIN est que les cannelures du spectre optique soient d'une période Δf_0 accordée à la fréquence de démodulation f_m du gyroscope selon la relation $\Delta f_0 = 2\, f_m$. L'ordre de grandeur de la périodicité nécessaire des cannelures du spectre est donc de quelques centaines de kHz, ce qui est très faible.

3. FILTRAGE INTERFÉROMÉTRIQUE DU SPECTRE : SPECTRES CANNELÉS

L'utilisation d'un interféromètre de filtrage permet de réaliser simplement les cannelures souhaitées. En effet, le spectre en sortie de l'interféromètre de filtrage est le produit du spectre de la source par le module carré de la fonction de transfert du filtre. Celui-ci est caractérisé par sa période (intervalle spectral libre, noté ISL), sa finesse et son contraste.

L'ISL est adapté à la fréquence f_m suivant la règle $ISL = 2\, f_m$ en déséquilibrant suffisamment l'interféromètre de filtrage.

La finesse et le contraste du filtre sont des paramètres déterminants pour estimer l'efficacité du filtrage car c'est bien la forme du spectre filtré qui va donner la densité spectrale de bruit RIN à la fréquence $\frac{ISL}{2}$ (notée DSP_{RIN}). Il faut également prendre en compte dans le choix du filtre les pertes de transmission moyenne induites par le filtrage car elles diminuent l'intensité du signal de mesure et donc dégradent le rapport signal/bruit total.

Le Tableau 1 présente les calculs des performances de 2 types d'interféromètre – un Mach-Zehnder et un résonateur en anneau (avec différents ratio de transmission/couplage) – en simple et double passage.

Tableau 1 : Performances d'interféromètres Mach-Zehnder et résonateur en anneau

	Simple Passage			***Double passage***		
Transmission/ Couplage (%)	Finesse	Transmission moyenne	Réduction de DSP_{RIN}	Finesse	Transmission moyenne	Réduction de DSP_{RIN}
Mach-Zehnder	2	-3dB	-3dB	2,8	-4dB	-8dB
50/50	4	-5dB	-2dB	5,7	-7dB	-8dB
80/20	14	-9,5dB	-6,5dB	19,8	-12,5dB	-22,5dB
90/10	30	-13dB	-10dB	42,4	-15,5dB	-32,5dB
95/5	61	-16dB	-13dB	86,3	-18,5dB	-42dB
99/1	312	-22dB	-21dB	441,2	-24,5dB	-65,5dB

L'intérêt du résonateur en anneau en double passage est manifeste car il allie une réduction très importante du DSP_{RIN} à des pertes de transmission raisonnables : le double passage augmente le contraste sans trop augmenter la finesse, donc les pertes. On note que l'utilisation d'un interféromètre Fabry-Pérot se limite au simple passage – il est alors équivalent au résonateur en anneau – car la réflexion simple 'éblouit' le signal filtré en double passage.

D'un point de vue pratique, deux contraintes sont à prendre en compte.

- Dans un interféromètre fibré, chaque état de polarisation de la lumière 'voit' un interféromètre d'indice légèrement différent (biréfringence résiduelle) : le double

passage nécessite donc l'utilisation de composants à maintien de polarisation pour que chaque état de polarisation traverse le même filtre à l'aller et au retour.

- Les pertes internes du résonateur en anneau dégradent rapidement la transmission et le filtrage : elles doivent être minimisées.

En revanche, il n'est pas nécessaire d'appairer très précisément l'interféromètre de filtrage et la bobine du gyroscope, car les minima de densité de bruit RIN sont assez larges en fréquence.

4. INTERFÉROMÈTRE FIBRÉ RÉSONANT : PREMIERS ESSAIS

Un dispositif simple passage a été réalisé avec un interféromètre résonant constitué de 2 coupleurs 95/5 et d'une bobine SMF28 de 1000m, pour des pertes internes totales de 0,4dB et un ISL d'environ 200kHz. Ce filtre est placé en sortie d'une source large à fibre erbium et l'intensité du signal de sortie est mesurée à l'analyseur de spectre électrique (l'ISL – 1,5 femtomètres ! – est trop faible pour un analyseur de spectre optique classique) : voir Figure 1

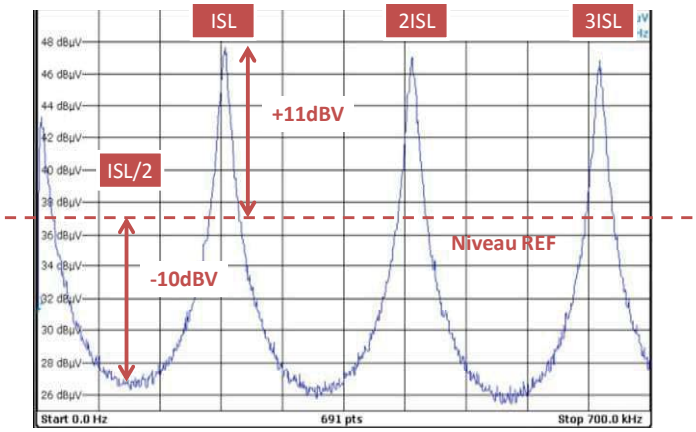


Figure 1 : spectre d'intensité en sortie de l'interféromètre de filtrage

Comme attendu on voit que le spectre d'intensité n'est plus plat en fréquence, mais est minimal aux fréquences $\frac{(2k+1)}{2} ISL$ et maximal aux fréquences $2kISL$. Les variations observées en densité spectrale de puissance de bruit (resp. -10dB / +11dB) sont conformes à celles calculées (resp. -10dB/+10dB).

Les premiers essais en double passage montrent une réduction d'au moins -18dB du RIN, la mesure étant limitée par le plancher de bruit photonique.

CONCLUSION

Un nouveau principe interférométrique de diminution du bruit RIN d'une source large pour gyroscope à fibre optique a été présenté. Les calculs théoriques montrent le potentiel de cette approche avec un résonateur en anneau en double passage, et les premiers essais les confirment. Une réduction du bruit RIN de 18dB dans la mesure gyroscopique est clairement envisageable opérationnellement. La prochaine étape est la réalisation d'un interféromètre résonant double passage intégré à un gyroscope.

Cette approche ne se limite pas aux gyroscopes à fibre optique mais s'adapte à tout dispositif de mesure optique ayant un signal de mesure modulé et démodulé à une fréquence donnée.

RÉFÉRENCES

[1] J. W. Goodman. *Statistical Optics*. Wiley Classics Library, 2000
[2] H. Lefèvre. *The Fiber-Optic Gyroscope*. Artech House, 1993
[3] R. Moeller et al., "1.06-µm all-fiber gyroscope with noise subtraction" Optics Letters vol.16 n°23, 1991.
[4] Blake et al., "Fiber Optic Gyroscope Output noise reducer" US patent n°5469257, Nov. 21, 1995.
[5] F. Hakimi and J.D. Moores, "RIN-reduced ligth source for ultra-low noise interferometric fibre optic gyroscopes", Electronics Letters vol. 49 n°3, 31 janv. 2013.

DESIGN, SIMULATION ET OPTIMISATION D'UN CAPTEUR THERMOOPTIQUE À INTERFÉROMÈTRE MULTIMODE

G. Maulion, P. Signoret, R. K. Kribich

IES, Université Montpellier 2, Place E. Bataillon, CC84, 34095 Montpellier Cedex 5

raphael.kribich@ies.univ-montp2.fr

RÉSUMÉ

1. INTRODUCTION

Dans le contexte de la recherche de plateformes innovantes pour l'implémentation de capteurs optiques en technologie planaire, nous nous intéressons à l'étude de capteurs basés sur les interféromètres multimodes. En effet, ces derniers présentent de nombreux intérêts comme une sensibilité de principe élevée de par l'utilisation de nombreux modes par rapport aux coupleurs directionnels et interféromètres Mach-Zehnder à même longueur d'interaction, une surface d'échange avec le mesurande (zone multimode) relativement conséquente et une forme simple à fabriquer. Une telle plateforme a déjà été proposée dans un papier précédent[1]. Dans le cadre d'une détection de type thermique, nous présentons une méthode permettant d'optimiser la sensibilité d'un tel composant à un changement d'indice dû à l'effet thermo-optique. Les propriétés principales d'un tel interféromètre sont rappelées, l'étude thermo-optique et les simplifications nécessaires à l'établissement d'une méthode d'optimisation sont ensuite présentées, enfin les premiers résultats théoriques de sensibilité optimisée pour une technologie et un design précis sont calculés.

2. PROPRIÉTÉS DE L'INTERFÉRENCE MULTIMODE & PRINCIPE DE DÉTECTION

L'élément de base d'un interféromètre multimode est un guide multimode à l'intérieur duquel la propagation est dépendante des indices effectifs de chaque mode. Chaque mode est caractérisé par sa constante de propagation, chacun des modes se propage à une vitesse de phase propre ce qui entraine des déphasages entre ces derniers. Lors de la propagation ces déphasages évoluent ainsi que la répartition de puissance optique résultant de l'interférence intermodale. L'interféromètre est connecté à un ou plusieurs guides d'entrée/sortie habituellement monomodes et utilisés respectivement, pour exciter les modes de la partie multimode et pour récupérer la puissance en fin de zone multimode afin de la diriger vers des instruments de mesure opto-électroniques via des fibres optiques. Pour analyser la puissance transmise en fonction de la température, nous allons étudier la transmission en fonction des changements d'indice effectif en utilisant des techniques de propagation modales. La structure étudiée est un interféromètre composé d'une section multimode rectangulaire ($longueur = L_{MMI}$, $largeur = W_{MMI}$) reliée à deux guides monomodes centrés latéralement pour l'injection et la collection du signal (figure 1).

Dans ce cas d'injection centrée et symétrique, seuls les modes pairs sont excités, le régime d'interférence est alors spécifique. Pour des longueurs telles que les modes présentent un déphasage de π par rapport à leur état de phase d'entrée, le profil du champ d'entrée est reconstruit (la contribution des modes radiatifs et des modes à fuite mise à part). Ce phénomène est appelé self-imaging et se produit pour des longueurs L_p vérifiant [2] :

$$L_p = p\frac{3\pi}{4(\beta_0 - \beta_1)}, \tag{1}$$

où p est le rang du self-imaging et β_i la constante de propagation du mode d'ordre i.

Un interferomètre peut être conçu de manière à ce que sa longueur (longueur de la section multimode) coïncide avec une longueur de self-imaging. Le champ de sortie correspond alors exactement au mode

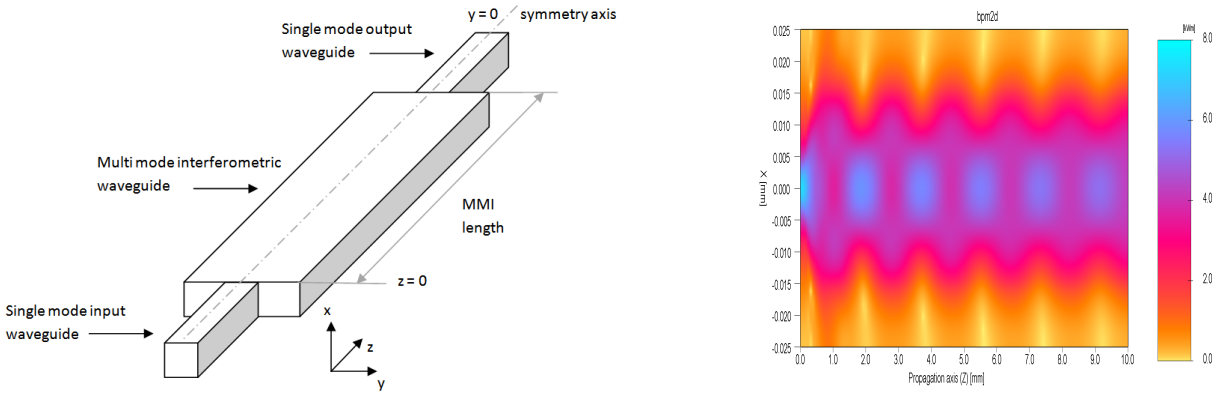


FIGURE 1 : MMI 1x1 centré (gauche) et figure d'interférence 2D obtenue par simulation (droite) (y=0 plane)

fondamental du guide de sortie et la puissance de sortie est alors maximum. Pour une section multimode légèrement plus courte (ou plus longue) que la longueur de self imaging, le profil du champ est latéralement élargi et la puissance transmise est alors plus faible. La différence entre les longueurs de l'interféromètre et celle du self imaging étant dépendante des indices effectifs, la puissance de sortie est alors sensible à l'indice de réfraction des matériaux et donc à la température via l'effet thermo-optique. La prochaine partie présente les résultats de la propagation de la chaleur dans la structure et de son impact sur les indices effectifs.

3. ANALYSE THERMO-OPTIQUE

Pour modéliser l'effet d'une source de chaleur due à un changement de l'environnement extérieur, une réaction biochimique ou tout autre phénomène physique, nous avons étudié le comportement thermique d'un interféromètre multimode grâce à une simulation 2D de propagation thermique. Cette simulation est réalisée en utilisant la méthode des différences finies appliquée à l'équation de Poisson. La capacité et la conductivité thermique des matériaux pressentis pour la fabrication ultérieure de prototypes[3] sont respectivement de 2.1J/K/m^3 et de 0.18W/m/K. Le coefficient thermo-optique, identique pour les matéiaux de bas et haut indice, est de 8.10^{-3}r.i.u./K.
En premier lieu, nous nous sommes intéressés à l'impact d'un champ thermique longitudinal (plan xz) sur le couplage entre le guide monomode d'injection et la section multimode. Puis des études transverses ont été réalisées pour extraire la nouvelle carte d'indice transverse et évaluer la sensibilité de l'indice de réfraction à la température. Ces simulations ont montré que le mode du guide d'injection évolue de façon suffisamment progressive le long de l'axe de propagation pour permettre une évolution adiabatique. De plus, si on étudie l'évolution du profil de champ du mode d'injection à l'entrée de la zone multimode en fonction de la température pour une variation de 1 $^\circ$K par rapport à l'ambiante, il est possible de quantifier la désadaptation modale en calculant le recouvrement entre les deux profils pour des variations de température de 0 $^\circ$K et 1 $^\circ$K : l'intégrale d'intercorrélation donne une similitude de 99,981%. Ces deux résultats nous ont permis de poser l'hypothèse simplificatrice suivante : la variation de puissance transmise en sortie de l'interféromètre pour une variation de température de l'ordre du degré est due majoritairement au déplacement de l'image et le transfert de puissance en entrée de l'interféromètre ainsi que la variation des coefficients d'excitation peuvent être négligés. La position longitudinale du self-imaging dépend de l'indice effectif ; un changement de température entraine un changement d'indice effectif et donc une variation du L_p. L'impact de la température sur la puissance transmise sera donc modélisé par un changement de la longueur de la section multimode menant à un changement du recouvrement de sortie. Pour pouvoir relier la temperature à un changement de longueur nous devons connaitre la sensibilité de l'indice effectif à la température. Dans ce but des simulations thermiques transverses sont réalisées dans la région multimode pour des températures différentes. Chaque simulation thermique transverse fournit une répartition d'indice transverse qui est injectée dans le dessin du composant. Ce dernier est

alors simulé afin d'obtenir la relation L en fonction de ΔT. L'évolution des indices est linéaire en fonction de la température pour une dynamique de 1 ° K. La pente du fit linéaire est 0.9×10^{-4} r.i.u./K ce qui correspond à la moitié des coefficients thermo-optiques des matériaux. Les calculs en approximation linéaire donnent l'expression suivante de la sensibilité thermique de notre composant :

$$\frac{dP}{dT} = p.\alpha_{\pi}.\frac{dP}{dL_p}, \tag{2}$$

où P est la puissance relative transmise, T la température, $\alpha_{\pi} = -6.57.10^{-2}$ μm/K et $\frac{dP}{dL_p}$ provient de l'optimisation du composant développée dans la section suivante.

4. Propagation optique

Comme établi dans la section précédente, un changement de température peut être assimilé à un changement de la période du motif d'interférence. De ce fait les simulations de propagation sont indépendantes de l'analyse thermique et en faisant varier la longueur du guide interférométrique, nous pouvons analyser la fonction de transmission en puissance en fonction d'un changement de température. Cette approximation est valable dans la mesure où nous travaillons dans une gamme de température pour laquelle, d'une part les relations sont linéaires et d'autre part la figure d'interférence conserve la même allure et est simplement plus où moins compressée lors d'un changement de température. En revanche, pour des changements de température plus élevés, l'allure du motif d'interférence est différente et une étude thermo-optique complète est alors nécessaire.
Le motif d'interférence est simulé pour une gamme de variation de température comprise entre 0 ° K et 1 ° K. Selon le nombre de modes mis en jeu et leurs indices effectifs respectifs, la condition de phase nécessaire est plus ou moins bien remplie pour les différents ordres de self-imaging et la pente de la courbe transmission en puissance autour du maximum est donc plus ou moins forte. Afin de maximiser la sensibilité (ou le produit sensibilité par dynamique de linéarité), il est donc nécessaire d'optimiser la largeur et la longueur du composant. Une fois cette optimisation réalisée grâce à l'accélération du calcul permise par les hypothèses simplificatrices précédentes, la réponse thermique du capteur est calculée en reliant la variation de la longueur de la section multimode avec la température. L'optimisation menée pour les paramètres thermooptiques de notre matériau fournit un $\frac{dP}{dL_{MMI}} = 4.1 \times 10^{-4}$r.u./micron et donc une sensibilité thermique théorique de $\frac{dP}{dT} = 3 \times 2.6 \times 10^{-5}$r.u./K.

5. Conclusion

Nous avons établi une méthode de design qui nous a permis de simplifier les calculs d'une simulation thermo-optique complète. Les premiers résultats permettent de juger des performances d'un design simple pour des caractéristiques thermo-optiques données. Ces résultats ne permettent pas encore de positionner l'intérêt de ces interféromètres en terme de sensibilité thermo-optique car cette dernière dépend des coefficients thermo-optiques et de l'optimisation du $\frac{dP}{dL_p}$ consécutive. Les prochaines études verront donc l'analyse de l'évolution de la sensibilité en fonction des coefficients thermo-optiques et la comparaison avec des architectures de type coupleur directionnel ou Mach-Zehnder pour des technologies données (prise en compte des pertes de propagation, del'écart d'indice). Des prototypes sont en cours de fabrication afin de valider technologiquement le principe d'une sensibilité thermo-optique optimisée.

Les auteurs tiennent à remercier l'ANR pour le financement du projet PEPS dans le cadre du programme P2N qui a permis l'étude présentée dans ce papier.

[1] R.K.Kribich and al. *Sensors and actuators B*, 107 :188–192, 2005.

[2] L.B.Soldano and E.C.M. Pennings. *Journal of lightwave technology*, 13 :615–627, 1995.

[3] R.K.Kribich and al. *Proceedings of the SPIE : Photonics Europe, Strasbourg*, 5451, 2004.

Fabrication de guide optiques auto-inscrits par photopolymérisation à deux photons

Mohamed Ben Belgacem, Alberto Barsella, Kokou Dodzi (Honorat) Dorkenoo, Loïc Mager

Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg (IPCMS), UMR7504, CNRS-Université de Strasbourg, 23 rue du Loess, BP 43, 67034 Strasbourg CEDEX 2, FRANCE

L'auto-inscription de guide d'onde optique a été démontrée dans une grande variété de matériaux et tout particulièrement dans les photopolymères. Ces derniers présentent un intérêt particulier en permettant une fabrication simple des guides d'onde monomodes et la fonctionnalisation du matériau par des molécules optiquement actives. L'initiation de la polymérisation est faite principalement dans la région UV-visible du spectre. Cependant, il y a un intérêt certain à construire ces guides dans le proche infrarouge pour envisager leur utilisation aux longueurs d'onde des télécoms. Pour compenser la chute considérable de la sensibilité des photo-initiateurs dans ce domaine spectral, nous sommes passés d'une photoinitiation à un photon à une photoinitiation à deux photons. Nous présentons la démonstration expérimentale de l'auto-inscription d'un guide d'ondes dans photopolymère à base d'acrylates par photopolymérisation à deux photons ainsi que la simulation du processus l'inscription.

ANALYSE DES PERTES OPTIQUES DANS LES GUIDES POLYMERES

Dominique Bosc, Hind Mahé, Jonathan Lemaitre, Isabelle Hardy, Luiz Poffo

Université européenne de Bretagne (UeB) CNRS-Foton UMR 6082, ENSSAT, CS 80518, 22305 Lannion cedex, France

dbosc@enssat.fr

RESUME

Les guides polymères peuvent présenter des pertes optiques très différentes suivant les matériaux mis en jeux et les technologies utilisées. Il est donc important de pouvoir distinguer entre ce qui est inhérent strictement au matériau, les pertes intrinsèques, et, ce qui relève de la technologie de fabrication des guides, les pertes extrinsèques, afin d'optimiser au mieux la propagation dans ces circuits optiques. A l'aide de différentes techniques de mesure développées au laboratoire, nous essayons dans cet article de cerner les pertes limites de ces matériaux en nous appuyant aussi, sur des mesures expérimentales de guides dont nous maitrisons la technologie de mise en œuvre.

MOTS-CLEFS : *polymère ; guide canal monomode ; atténuation ; caractérisation*

1. INTRODUCTION

Les spécificités intéressantes de certains matériaux polymères motivent leur mise en œuvre comme guides optiques. Leurs atouts résident par exemple, dans le fait que l'on peut adapter leur indice de réfraction assez facilement ou bien exploiter des effets non linéaires optiques importants, pour élaborer des fonctions de traitement de signal optique [1] ou des modulateurs électro-optiques polymères à haute fréquence (100 GHz) [2]. Dans la grande variété de polymères employés pour fabriquer des circuits optiques intégrés (COI) [3] [4], les plus fréquemment utilisés sont à base de matériaux poly-méthacryliques ou vinyliques en raison de leurs bonnes propriétés optiques et leur facilité de structuration en guide. Cependant, les valeurs d'atténuation publiées de ces COI sont relativement élevées de l'ordre de 1 à 5 dB / cm [5] [6] dans la bande C (1530-1565 nm) des télécommunications. Très peu d'informations sont données en outre, quant à l'importance relative des différentes causes de pertes optiques. L'efficacité de couplage du guide à une fibre est parfois évaluée et les pertes globales linéaires du guide sont alors extraites des pertes d'insertion fibre à fibre, mais ceci ne fournit pas d'information sur les différentes causes qui impliqueraient, soit le matériau, soit la technologie de réalisation. Dans cet article nous proposons à partir de mesures de pertes de guides plans ou de guides canaux et celles de matériaux massifs de donner une idée plus précise des atténuations limites de polymères méthacryliques et vinyliques.

2. MATERIAUX ET CARACTERISATIONS

Les pertes optiques d'un guide peuvent être dissociées en pertes de couplage et en pertes linéiques. Les premières sont essentiellement dues à la désadaptation de mode entre le guide et la fibre d'injection-extraction et aux pertes par réflexion de Fresnel sur les faces d'entrées. Les secondes comprennent celles inhérentes à la technologie et les pertes limites qui sont intrinsèques au matériau. Au laboratoire nous mesurons les pertes des guides par une méthode qui permet de nous affranchir des pertes de couplage. Cette méthode a été décrite pour des guides à BIP dans la référence [6]. Elle consiste à mesurer la puissance de sortie d'un guide avec une sphère intégratrice, en injectant consécutivement dans les deux extrémités du guide avec une mesure intermédiaire entre

deux fibres. Ceci permet de s'affranchir des pertes de couplages $Pc_{1,2}$ (notamment de l'état de surface des entrées et de l'inadaptation de taille des modes) et d'avoir accès à la puissance perdue uniquement dans le guide P_g. A partir du schéma ci-contre (Fig. 1), P_g est donnée par (1) :

$$P_g = P_1 - P_2 + P_3 - P_4 \quad (1)$$

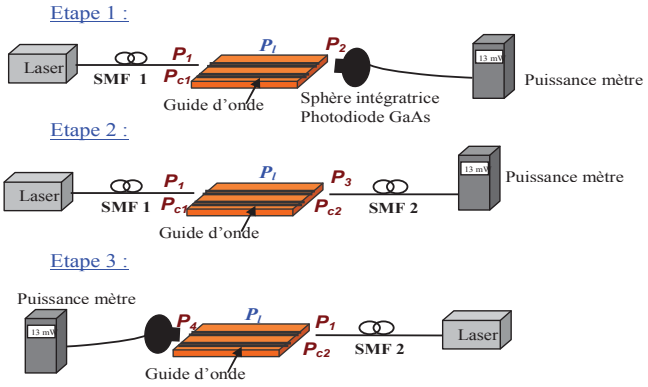


Fig. 1 : Schéma de principe de mesure de l'atténuation d'un guide pour en extraire les pertes linéiques

Avec l'hypothèse que les pertes de Fresnel d'entrée et sortie sont quasi identiques. Les pertes du guide, α_T, sont alors données par (2) :

$$\alpha_T(dB/cm) \cong \frac{10}{L(cm)} \log \frac{P2 + P_g}{P2} \quad (2)$$

Le matériau de cœur (PVCi) est celui que nous utilisons dans nos modélisations expérimentales simulant des cœurs en matériaux non linéaires. Il nous est utile aussi parce que nous maitrisons la photosensibilité de ce polymère pour ajuster, après fabrication, l'indice de réfraction du cœur (pour faire des adaptateurs de mode, par exemple). Nous avons ainsi réalisé des guides (Fig. 2 et Fig. 3) en cœur de PVCi (n = 1,58) et gaine optique inférieure en NOA65 (n = 1,51) en structure ruban inversé (h = 2µm, $e_{(NOA65)}$ = 5µm, w = 4µm). Les diamètres de mode mesurés à $1/e^2$ sont de 3,7 µm et 4,9 µm verticalement et horizontalement respectivement. A partir de l'atténuation totale de 3,6 dB sur 1 cm, les pertes de propagation dans le guide sont mesurées à 0,9 dB/cm à 1550 nm.

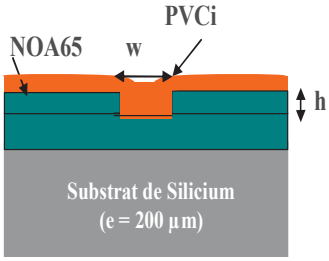


Fig. 2 : Coupe schématique du guide en cœur PVCi

3. DISCUSSION

Pour avoir une idée plus précise des pertes limites ou minimales atteignables avec ces guides, nous avons élaboré un modèle à partir d'un matériau type tel que le PMMA, pour faire une analyse quantitative des différents facteurs de pertes optiques. Les pertes optiques minimales du polymère sont celles dues essentiellement à l'absorption intrinsèque du matériau. Le modèle mis en œuvre [8] est bâti à partir, d'une part, de mesures sur matériau massif et en solution, et, d'autre part, de modélisation de l'absorption ainsi que des calculs de diffusion de lumière par les particules indésirables dans le cœur. Les premières, sur matériau massif et sur les solutions, permettent de s'affranchir des effets des défauts de gravure du guide et de prendre en compte les effets de la filtration des solutions

Fig. 3 : Vue de dessus au microscope optique de guides droits en PVCi.

De manière générale en faisant l'hypothèse que les pertes par absorption intrinsèque, α_A et par diffusion, α_S, sont additives, l'atténuation totale est donnée par (3) :

$$\alpha_T = \alpha_A + \alpha_S \quad (3)$$

On peut décliner cela à deux longueurs d'ondes (indexées ici en exposant), (4), (5) :

$$\alpha_T^{(1550)} = \alpha_A^{(1550)} + \alpha_S^{(1550)} \quad (4)$$

$$\alpha_T^{(1320)} = \alpha_A^{(1320)} + \alpha_S^{(1320)} \quad (5)$$

Il faut prendre en compte ensuite, le fait que les dépendances en longueur d'onde de la diffusion et de l'absorption intrinsèque sont différentes. L'absorption intrinsèque est une fonction

du taux volumique de liaison C-H et correspond aux pieds de bandes d'harmoniques de vibrations de liaisons (2^{nde} harmonique à 1700 nm et $3^{ième}$ à 1170 nm). Dans la littérature on trouve que le rapport entre l'intensité de ces harmoniques est (6) :

$$\alpha_A^{(1700)} / \alpha_A^{(1170)} = 10 \quad (6)$$

Quant à l'atténuation par diffusion de lumière α_S, sa variation avec la longueur d'onde est inverse car les centres diffusants ont plus d'impact aux faibles longueurs d'onde. Cependant celle-ci est moins sensible, et ceci, d'autant plus que la taille des particules diffusantes est importante par rapport à la longueur d'onde. Ainsi, par exemple, pour des tailles de centre diffusant de l'ordre de 200 nm (niveau de filtration des solutions), le rapport des pertes par diffusion entre deux longueurs d'ondes, 1550 et 1320 nm, est de l'ordre de (7) :

$$\alpha_S^{(1320)} / \alpha_S^{(1550)} = 1,8 \quad (7)$$

Connaissant théoriquement le coefficient d'absorption des harmoniques de liaisons C-H, et tenant compte de l'évolution de la diffusion de lumière ainsi que des mesures d'atténuation à deux longueurs d'onde, les résultats convergent pour le PMMA vers une valeur proche de [7] :

$$(\alpha_A^{(1550)})_{PMMA} = 0,7 \text{ dB/cm} \quad (8)$$

Il est par ailleurs montré [8] que l'absorption intrinsèque due aux liaisons C-H entre deux matériaux polymères de structures voisines est dans le rapport des taux de C-H, r_{C-H}, par unité de volume :

$$r_{C-H} = N_{(C-H)} \times \rho / M_m \quad (9)$$

avec $N_{(C-H)}$ le nombre de liaisons dans le motif monomère, M_m la masse du motif monomère et ρ, la masse volumique. Le r_{C-H} pour le PMMA est de 0,089 cm^{-3} et pour le PVCi de 0,059 cm^{-3}. On peut en conclure que l'atténuation limite du PVCi serait aux alentours de :

$$(\alpha_A^{(1550)})_{PVCi} = 0,5 \text{ dB/cm à 1550 nm} \quad (10)$$

Les pertes par diffusion dans la masse étant estimées selon le modèle cité [8] à 0,1 dB/cm pour le PMMA à 1550 nm et les conditions de préparation étant les mêmes on peut estimer qu'elles sont du même ordre de grandeur pour le PVCi.

CONCLUSION

On peut conclure qu'au vu de ces estimations, les pertes dues aux imperfections du guide seraient de l'ordre de 0,3 dB/cm. Ceci montre que les pertes totales relativement faibles obtenues sur ces guides canaux en ruban inversé sont assez proches des pertes limites du matériau. Cependant elles pourraient être encore réduites en travaillant sur les imperfections du guide (adhérence, cœur-gaine, rugosité des flancs de gravure etc..).

Soutiens : *Ce travail a bénéficié du projet PONANT du CPER financé notamment par la région Bretagne, le conseil général des Côtes d'Armor, Lannion Trégor Agglomération et le Feder.*

REFERENCES

[1] A. Maalouf, D. Bosc, M. Gadonna, I. Hardy, Optics Communications, 285, p. 4088, 2012.
[2] V. Katopodis, Ch. Kouloumentas, A. Konczykowska et al., ECOC Postdeadline Papers, Th3 B.4., 2012.
[3] D. Chiron, T. Trigaud, J.P. Moliton, Synth. Metals 124, p. 33, 2001.
[4] T. Watanabe, Y. Inoue, A. Kaneto, N. Ooba, T. Kurihara, Electron. Lett. 33 (18), p. 1547, 1997.
[5] D. Bosc, P. Grosso, I. Hardy *et al.*, Optics Communications 235, 281–284, 2004.
[6] Joyce K. S. Poon, Yanyi Huang, *et al.*, IEEE Photonics Technology Letters, 16 (11), p.2496- 2498, 2004.
[7] Thanh-Nam Nguyen, Kevin Lengle, *et al.*, JNOG, Lyon (France), pp. 222-224, 2012.
[8] D. Bosc, A. Maalouf, K. Messaad, H. Mahé, L. Bodiou, Optical Materials 35, 1207–1212, 2013.
[9] B. Boutevin, D. Bosc et A. Rousseau, "Desk Reference of Functional Polymers", Reza Arshady, pp 489-503, 1996.

UTILISATION DE L'ABSORPTION SATURABLE POUR LA REALISATION D'UN RESERVOIR COMPUTER TOUT OPTIQUE

François Duport[1], Antoine Dejonckheere[1], Anteo Smerieri[1], Li Fang[2], Jean-Louis Oudar[2], Marc Haelterman[1], Serge Massar[3]

[1] *Service OPERA-Photonique, Université Libre de Bruxelles (ULB), CP194/5, Av. A. Buyl 87, 1050 Bruxelles, Belgique*

[2] *Laboratoire de Photonique et Nanostructures CNRS UPR 20, 91460 Marcoussis, France*

[3] *Laboratoire d'Information Quantique, Université Libre de Bruxelles (ULB), CP225, Av. F. D. Roosevelt 50, 1050 Bruxelles, Belgique*

Francois.DUPORT@ulb.ac.be

RÉSUMÉ

Nous présentons ici une réalisation tout-optique d'une forme particulière de réseaux de neurones artificiels appelés "reservoir computer". Notre implémentation, basée sur un oscillateur à boucle à retard optique, est le premier reservoir computer utilisant une non-linéarité passive (un absorbant saturable). Cette non-linéarité a la particularité d'être plus importante pour les faibles signaux que pour les signaux intenses. Elle constitue un premier pas vers la réalisation de reservoir computer optiques passifs. Notre reservoir computer tout-optique est testé sur l'égalisation d'un canal à délais multiples faiblement non-linéaire.

MOTS-CLEFS : *reservoir computing ; optique non-linéaire ; calcul optique*

1. INTRODUCTION

Introduit au début du XXI^{ème} siècle [1], le concept de reservoir computing est un type de réseaux de neurones artificiels qui s'est avéré être un outil puissant pour traiter des signaux dépendants du temps [2]-[3]. De par sa grande versatilité il peut être utilisé pour des tâches aussi diverses que la reconnaissance de signal ou le traitement de l'information. L'utilisation d'un tel système pour égaliser un canal de transmission a été démontrée de manière théorique [1] et pratique [4]-[5]. Nous proposons ici une implémentation physique d'un tel reservoir computer, utilisant un absorbant saturable comme non-linéarité. Cette non-linéarité passive est insérée dans une boucle en fibre optique. Après avoir présenté brièvement le principe de fonctionnement des reservoirs computers, nous décrirons notre montage optique et présenterons nos résultats obtenus pour l'égalisation de canal avant de conclure.

2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN RESERVOIR COMPUTER

Un réseau de neurones artificiels peut se décomposer en trois couches : une couche d'entrée, le réseau de neurones en lui-même, et une couche de sortie. Le réseau de neurones est composé d'éléments non-linéaires (les neurones) interconnectés entre eux. Pour simplifier les notations nous considérons ici un temps discret n. Les poids de ces interconnexions sont modélisés par la matrice d'interconnexion A_{ij}. La couche d'entrée est modélisée par le vecteur de poids M_i avec lesquels le signal d'entrée $u(n)$ est appliqué à chaque neurone $x_i(n)$. La sortie $y(n)$ est obtenue par une combinaison linéaire des valeurs de chaque neurone x_i, modélisée par le vecteur de sortie W_i.

Les non-linéarités des neurones sont considérées comme identiques et modélisées par la fonction non-linéaire F_{NL}. Ainsi l'évolution du réservoir (x_i) en fonction de l'entrée $u(n)$ et le signal de sortie $y(n)$ sont donnés par les équations suivantes :

$$x_i(n) = F_{NL}\left(\sum_j \alpha A_{ij} x_j(n-1) + \beta M_i u(n)\right) \qquad y(n) = \sum_i W_i x_i(n) \tag{1}$$

Les expériences utilisant des réseaux de neurones artificiels se composent en général d'une phase d'entraînement suivie d'une phase de test. Pendant l'entraînement les matrices M_i, A_{ij}, et W_i sont ajustées afin de reconstruire au mieux la sortie attendue. Pendant la phase de test, ces matrices ne varient plus et on évalue la qualité de la sortie produite par le réseau. Pour les reservoir computers, seul le vecteur de sortie W_i est optimisé pendant la phase d'entraînement. Le vecteur d'entrée M_i et la matrice d'interconnexion entre les neurones A_{ij} sont choisis avant l'expérience, seuls les gains α et β sont ajustées pendant l'expérience. La complexité des calculs nécessaires à l'optimisation du réseau de neurone est ainsi réduite de façon drastique.

Plusieurs implémentations expérimentales de reservoir computer réalisées récemment présentent des performances comparables aux meilleures implémentations digitales. Celles-ci furent d'abord électronique [7], puis optoélectroniques [4],[8], et tout optiques [5],[6]. Elles se basent toutes sur un système de boucle à retard.

3. IMPLEMENTATION TOUT OPTIQUE

Dans cette expérience chaque neurone n'est connecté qu'à son plus proche voisin de rang supérieur. Ceci se réalise aisément en utilisant une boucle à retard en fibre optique. La figure 1 présente notre montage expérimental et son schéma fonctionnel. La valeur des neurones $x_i(n)$ est donnée par la puissance optique pendant un temps θ. Chaque incrément du temps discret n correspond à un temps $T' = N\theta$. Le délai T de la boucle de retard est égale à $T = (N+1)\theta$ ou N est le nombre de neurones dans le système. La structuration des neurones est donc similaire à celle d'un registre à décalage. Cette structure, ou les temps T' et T sont désynchronisés est discutée en détail dans [4]. La non-linéarité est réalisée en utilisant un miroir absorbant saturable [9]. Il s'agit d'une couche d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (non irradiée) d'épaisseur 350 nm placée entre deux couches d'InP, constituant une cavité Fabry-Perot adaptée à 1558nm. Ce composant a pour miroir arrière une couche d'or, et pour miroir avant l'interface InP/air. Il est intéressant de noter que l'absorbant saturable est le plus non linéaire à faible puissance, et devient linéaire à haute puissance, contrairement aux non linéarités utilisées dans les réalisations précédentes. L'utilisation d'une source optique incohérente (diode électroluminescente à super-radiance - SLED) dont le signal passe dans un modulateur Mach-Zehnder (M-Z) évite les interférences optiques entre le signal d'entrée et le signal déjà présent dans la boucle. Une partie des pertes de la cavité optique ainsi réalisée est compensée par un amplificateur EDFA en faible pompage. Les deux atténuateurs optiques sont pilotés lors de l'expérience et permettent de faire varier l'importance du couplage entre les neurones et l'amplitude du signal d'entrée. Ils sont modélisés par les coefficients α et β dans le schéma fonctionnel de la figure 1. Les valeurs des neurones sont obtenues en enregistrant la puissance optique en un point de la boucle de délai (photodiode de lecture et carte d'acquisition).

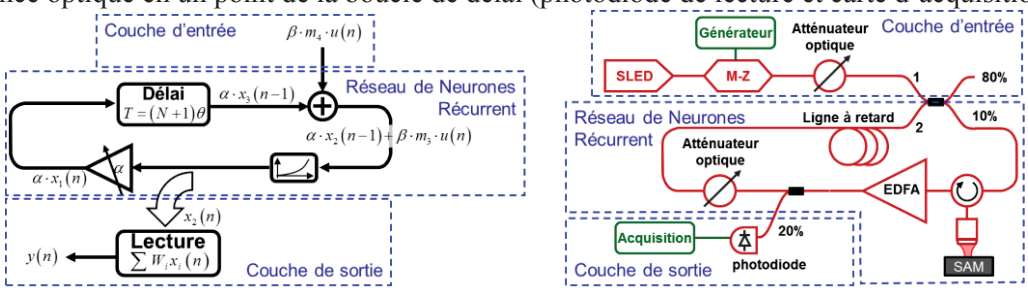


Fig. 1 : Schéma fonctionnel (à gauche) et expérimental (à droite)

4. EGALISATION DE CANAL

Pour comparer les performances de ce réservoir expérimental aux réalisations précédentes [4],[8] et aux reservoir computers simulés [1]-[2], nous l'avons testé sur une tâche d'égalisation de canal qui consiste à reconstruire une séquence de symboles après leur passage dans un canal à délais

multiples faiblement non-linéaire [1]. Ce test est réalisé pour un rapport signal à bruit (SNR) variant de 12 à 32 dB à la sortie du canal. Les résultats donnent le taux d'erreur symbole (SER) sur la séquence de test de 6000 symboles (la séquence d'entrainement quant à elle comporte 3000 symboles). Le réservoir utilisé contient 50 neurones. Les résultats, présentés à la figure 2, sont ceux de notre reservoir computer comparés à nos précédentes implémentations optoélectroniques et tout-optiques. Nos résultats sont comparables à l'état de l'art.

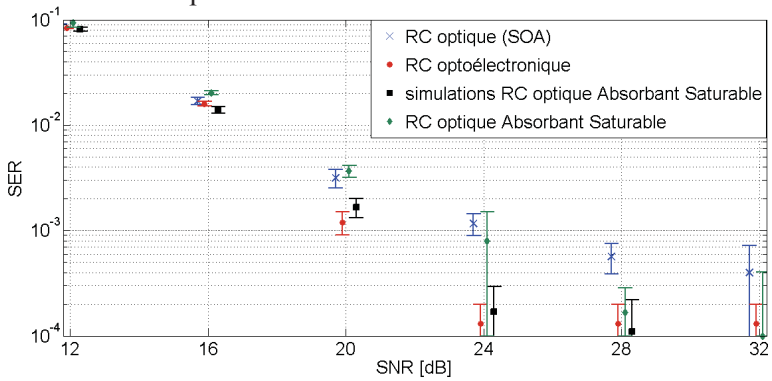


Fig. 2 : Egalisation de canal. Les résultats des reservoirs computers optoélectronique et optique basé sur un SOA sont tirées de [5]. Pour le réservoir à absorbant saturable nous montrons ici les résultats de simulations numériques en temps discret de l'équation (1) ainsi que les résultats expérimentaux.

CONCLUSION

Nous avons présenté ici la première réalisation d'un reservoir computer tout-optique utilisant une non-linéarité passive, ce qui pourrait être particulièrement intéressant pour des réalisations économes en énergie. Les résultats obtenus sont comparables à l'état de l'art. L'utilisation d'absorbants saturables développés spécifiquement permettrait d'envisager la construction de reservoir computers tout-optique, passifs et fonctionnant à très haute vitesse.

REMERCIEMENTS

Nous remercions J. Dambre et B. Schrauwen du Resevoir Lab de l'université de Gand. Nous bénéficions du soutien financier du Fond de la Recherche Scientifique (FRS-FNRS, Belgique) ainsi que du projet Photonics@be (IAP P7-35) des Pôles d'Attraction Interuniversité (Belgian Science Policy).

RÉFÉRENCES

[1] H. Jaeger and H. Haas, "Harnessing nonlinearity : predicting chaotic systems and saving energy in wireless communication." *Science (New York, N.Y.)*, vol. 304, no. 5667, pp. 78–80, Apr 2004.
[2] A. Rodan and P. Tino, "Minimum complexity echo state networks", *IEEE T. Neural Netw*, vol. 2, no. 1, pp. 131–144, 2011.
[3] M. Lukoševičius and H. Jaeger, "Reservoir computing approaches to recurrent neural network training", *Computer Science Review*, vol. 3, no. 3, pp. 127–149, Aug 2009.
[4] Y. Paquot, F. Duport, A. Smerieri, J. Dambre, B. Schrauwen, M. Haelterman, and S. Massar, "Optoelectronic Reservoir Computing", *Scientific Reports*, vol. 2, Feb 2012.
[5] F. Duport, B. Schneider, A. Smerieri, M. Haelterman, and S. Massar, "All-optical reservoir computing", *Optics Express*, vol. 20, no. 20, pp. 22783–22795, Sept 2012.
[6] D. Brunner, M.C. Soriano, C.R. Mirasso, and I. Fischer, "Parallel photonic information processing at gigabyte per second data rates using transient states", *Nature Communications*, vol. 4, no. 1364, Jan 2013.
[7] L. Appeltant, M.C. Soriano, G. Van der Sande, J. Danckaert, S. Massar, J. Dambre, B. Schrauwen, C.R. Mirasso, and I. Fischer, "Information processing using a single dynamical node as complex system", *Nature Communications*, vol. 2, no. 468, sept 2011.
[8] L. Larger, M.C. Soriano, D. Brunner, L. Appeltant, J.M. Gutierrez, L. Pesquera, C.R. Mirasso, and I. Fischer, "Photonic information processing beyond Turing: an optoelectronic implementation of reservoir computing", *Optics Express*, vol. 20, no. 3, pp. 3241–3249, Jan 2012
[9] D. Massoubre, J-L. Oudar, J. Dion, J-C. Harmand, A. Shen, J. Landreau, and J. Decobert, " Scaling of the switching energy in microcavity saturable absorber devices", Appl. Phys. Lett. Vol. 88, 153513 (2006)

MESURE DE LA BIREFRINGENCE DE GUIDES OPTIQUES NON HOMOGENES

J.-P. Garayt[1], D. Jamon[1], F. Parsy[2], F. Royer[1], E. Ghibaudo[2], J.-E. Broquin[2]

[1]*Université de Lyon, F-42023 Saint Etienne, Université de Saint Etienne, F-42000, LT2C EA 3523*

[2] *IMEP-LAHC, UMR INPG-UJF-CNRS 5130, BP 257/38 016 Grenoble Cedex, France*

RÉSUMÉ

Nous présentons un dispositif de mesure de la biréfringence modale basée sur une méthode de perturbation magnéto-optique associée à un polarimètre à modulation de phase. Il est appliqué ici à la mesure de la biréfringence modale dans des guides obtenus par échange d'ions et partiellement enterrés dont la biréfringence varie au cours de la propagation

MOTS-CLEFS : *Biréfringence modale, magnéto-optique, polarimétrie*

1. INTRODUCTION

Dans le marché toujours croissant des communications par fibres optiques, un grand nombre de composants intégrés (modulateurs, multiplexeurs…) sont dépendants de l'état de polarisation de la lumière, en raison de deux facteurs: la biréfringence et le dichroïsme. Lorsqu'on les connecte à des fibres optiques dans lesquelles la polarisation peut fluctuer, des perturbations s'en suivent. Il est donc de tout intérêt de chercher à maîtriser ces paramètres, et donc avant tout de les mesurer. Une technique classique consiste à mesurer le déphasage total entre les modes TE et TM le long du composant complet. On coupe alors un bout du composant, de longueur connue, et on mesure la variation de déphasage entre les modes TE et TM. Cela permet de remonter à la différence de leurs indices effectifs. Cette méthode, non seulement fastidieuse et destructive, ne permet pas de venir étudier la biréfringence localement, par exemple dans le cas où le composant présente plusieurs fonctions. Dans cet article, nous présentons une méthode non destructive permettant de mesurer localement la biréfringence tout au long de l'échantillon. Elle fonctionne grâce à une perturbation magnéto-optique qui est déplacée le long de l'échantillon, tandis qu'un polarimètre de haute résolution analyse la lumière en sortie. Lorsque la perturbation est translatée, on observe des battements qui donnent directement accès à la biréfringence.

2. RAPPELS SUR LA POLARIMETRIE ET LA BIREFRINGENCE

Dans un guide monomode, deux états propres de polarisation, notés TE et TM, existent. Leurs constantes de propagation β peuvent être mise sous la forme :

$$\beta_{TE/TM} = \frac{2\pi}{\lambda}.(N_{TE/TM} + i.K_{TE/TM}) \quad (1)$$

où $N_{TE/TM}$ représente l'indice effectif et $K_{TE/TM}$ l'indice d'extinction du mode.

Un guide de longueur L peut être considéré comme une lame de phase, éventuellement dichroïque, amenant un déphasage $\Delta\Phi$ et un dichroïsme $\tan(\Psi)$ définis par :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}.(N_{TE} - N_{TM}).L = \frac{2\pi}{\lambda}.\Delta N.L \quad (2)$$

$$\tan(\psi) = \exp\left(\frac{2\pi}{\lambda}.(K_{TE} - K_{TM}).L\right) \quad (3)$$

Si, en entrée de ce guide, une lumière polarisée rectilignement suivant une direction faisant un angle θ avec l'axe du mode TE, est injectée, on observe (figure 1), en sortie, une lumière

polarisée elliptiquement avec une inclinaison γ et une ellipticité ε, données dans le référentiel des axes TE et TM.

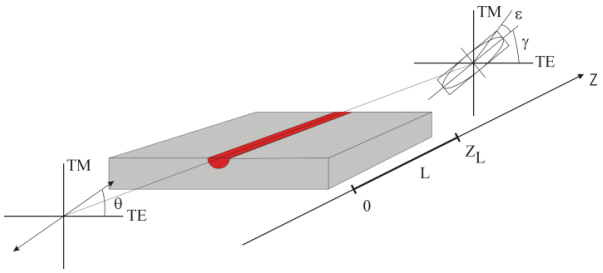


Fig.1 : Modification de l'état de polarisation lors de la propagation dans un guide d'onde optique

La mesure de l'état de polarisation en sortie permet de déterminer $\Delta\Phi$ (modulo 2π) et $\tan(\Psi)$. Le déballage du déphasage s'effectue classiquement en découpant l'échantillon. C'est donc une mesure destructive.

Pour pallier à ce problème, supposons qu'on envoie en entrée du guide de la lumière polarisée suivant le mode TE. Cette lumière restera alors dans l'état TE tout au long du guide, et ressortira polarisée suivant ce même état. Il en est de même en TM. Par contre, si on applique, en un point situé à une distance Z_p de la face d'entrée, une perturbation localisée qui convertit une petite partie de l'énergie du mode de départ dans l'autre mode, on obtient alors, à partir de ce point, un mélange des deux modes qui se propagent jusqu'à la sortie en accumulant un déphasage :

$$\Delta\Phi(Z_P) = \int_{Z_P}^{L} \frac{2\pi}{\lambda}.\Delta N(Z).dZ \tag{4}$$

En déplaçant la position de la perturbation, on modifie donc $\Delta\Phi$ et sa dérivée permet de remonter à la biréfringence. Si l'échantillon est homogène dans certaine zones, $\Delta\Phi$ est une fonction périodique, dont la période, appelée longueur de battements L_B, est reliée à la biréfringence de la zone en question:

$$L_B = \frac{\lambda}{\Delta N} \tag{5}$$

Ces battements se traduisent sur les courbes de γ et ε mesurés en sortie. Dans le cas de faibles perturbations, on obtient les formules approchées [1]:

$$\gamma(Z_P) \approx \frac{E_P}{E_0}.\cos(\Delta\varphi(Z_P)) \tag{6}$$

$$\varepsilon(Z_P) \approx \frac{E_P}{E_0}.\sin(\Delta\varphi(Z_P)) \tag{7}$$

où $\frac{E_P}{E_0}$ représente la fraction du mode initial qui a été convertie par la perturbation.

L'observation de γ ou ε en fonction de la position de la perturbation Z_p, permet donc de mesurer L_B et donc de remonter à la biréfringence. La perturbation peut être obtenue de différentes manières, par effet thermoélectrique, électro-optique ou magnéto-optique. Dans ce dernier cas, un champ magnétique *H* aligné avec la direction de propagation génère une conversion de mode TE/TM. Elle est explicitée par la théorie des modes couplés [2], et reliée à la constante de Verdet V du milieu, au champ H et à la longueur d'interaction magnéto-optique.

3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le dispositif de mesure est un polarimètre à modulation photo-élastique [3], fonctionnant à une longueur d'onde de 1550 nm. Un ensemble de micro-positionneurs et d'objectifs de microscope permet d'injecter et de collecter la lumière dans le guide sous test. La mesure s'effectue en

déplaçant un petit aimant Néodyme Fer Bore (10 x 10 x 2 mm), à quelques dizaines de microns au-dessus du guide, au moyen d'une platine de translation motorisée, et en mesurant simultanément les angles γ ou ε. Nous avons testé ce dispositif sur des guides, obtenus par échange d'ions, qui ont subi un enterrage sélectif [4]. Ces guides présentent donc des zones de propagation plus ou moins proches de la surface, ce qui impacte la biréfringence modale. Un exemple de mesure est illustré par la figure 2. Sur ce graphe apparaissent quatre zones. La première correspond au recouvrement du guide par l'aimant. Dans la seconde, la symétrie du guide enterré entraine une biréfringence modale faible et donc une longueur de battement très grande qui ne peut être évaluée ici. Ensuite, le guide remonte vers la surface, ce qui brise la symétrie du guide et provoque ainsi une forte biréfringence modale. Des battements apparaissent et peuvent être ajustés par une fonction sinusoïdale. Enfin, le guide replonge sous la surface, et on retrouve la seconde situation. La période extraite de la fonction sinusoïdale permet de déterminer dans la zone 3, la biréfringence modale $\Delta N=3.7\cdot10^{-4}$. La très bonne sensibilité du banc polarimétrique, permet d'obtenir une précision estimée au pourcent.

L'intérêt de cette méthode ressort ici très nettement, car une mesure globale de la biréfringence, classiquement utilisée, ne pourrait pas permettre la discrimination de la zone 3.

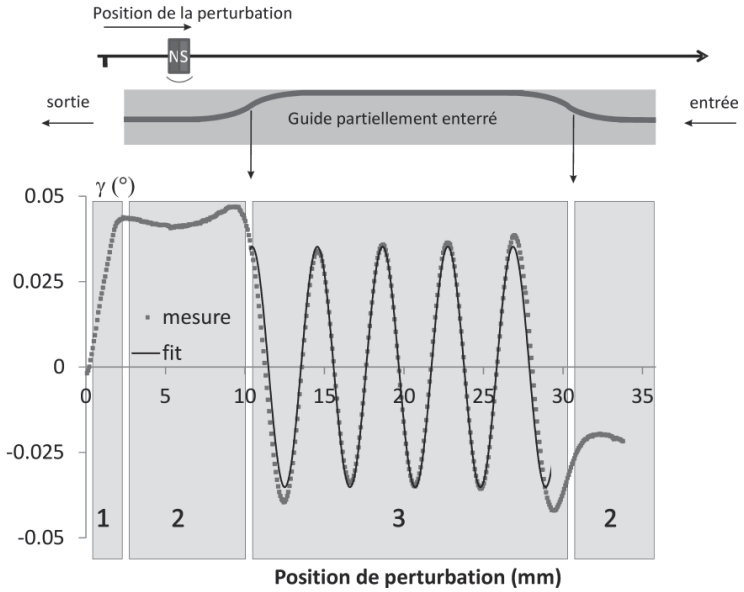


Fig. 2 : Variation de l'inclinaison de la polarisation émergente en fonction de la position de l'aimant perturbateur

4. CONCLUSION

Nous présentons une méthode non destructive de la mesure de la biréfringence modale. Elle est basée sur une méthode de perturbation associée à un polarimètre très sensible à modulation de phase. Adaptée aux guides homogènes ou non, elle peut être utilisée sur des guides issus de différentes technologies (verre, polymères, silicium…)

REFERENCES

[1] "Polarization of Light", Serge Huard, Wiley (1997)

[2] M. Lohmeyer, N. Bahlmann, O. Zhuromsky, H. Dötsch, and P. Hertel," Phase-matched rectangular magnetooptic waveguides for applications in nonreciprocal integrated optics devices: Numerical assessment ", Opt. Comm. 158 (1998)

[3] H. Amata, F. Royer, F. Choueikani, D. Jamon, F. Parsy, J-E Broquin, S. Neveu, J. J. Rousseau, "Hybrid magneto-optical mode converter made with a magnetic nanoparticles-doped SiO2/ZrO2 layer coated on an ion-exchanged glass waveguide", Appl. Phys. Lett., 89 (2011)

[4] O. Bertoldi, J.-E. Broquin, G. Vitrant, V. Collomb, M. Trouillon, and V. Minier, "Use of selectively buried ion exchange waveguides for the realisation of bragg grating filters," Proceeding of Spie, 5451,2004

LA MÉTHODE DU SPECTRE DES MODES RAYONNÉS : TRANSITION D'UN CODE DE CALCUL À UN LOGICIEL GÉNÉRAL ET SIMPLE D'UTILISATION

Philippe Gérard, Joël Fontaine

Laboratoire iCube, UMR 7357, 300 bd Sébastien Brant, BP 10412 67412 Illkirch cedex, France

philippe.gerard@insa-strasbourg.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un logiciel de type méthode du faisceau propagé modale muni d'une interface utilisateur. Il utilise la méthode du spectre des modes rayonnés (Radiation Spectrum Method : RSM). Cette version a vocation à devenir un logiciel libre pour permettre une démonstration simplifiée des possibilités offertes par l'approche modale.

MOTS-CLEFS : *modélisation; propagation; méthode modale*.

1. INTRODUCTION

La méthode du spectre des modes rayonnés (RSM) a été développée pour permettre une simulation rigoureuse de la propagation de la lumière dans des composants d'optique intégrée de forme arbitraire. La justesse des résultats sur des problèmes tests, les aspects grand angle, fort guidage ainsi que l'interprétation physique aisée des résultats liée à la nature modale de la méthode ont été discutés dans la publication de référence qui présentait l'algorithme RSM [1]. Les limitations connues de la méthode sont : une simulation 2D, des indices de réfraction réels. Depuis, la méthode a fait l'objet de diverses extensions : prise en compte des réflexions [2], des pertes ou du gain [3], accélération par transformées de Fourier rapides (FFT) [4], ajout des modes évanescents [5]. Pour toutes ces études, l'outil informatique était un logiciel fonctionnant en mode console. Pour le travail présenté ici, nous visons les deux objectifs suivants. Le premier porte sur la simplification de l'utilisation, pour passer le plus rapidement possible de la définition de la géométrie du guide et des conditions d'éclairement, à la présentation graphique des résultats. Le second concerne le rayonnement du logiciel à l'extérieur du laboratoire.

2. CHOIX D'INTERFACE ET ARCHITECTURE LOGICIELLE

L'analyse que nous avons menée, nous a montré, que l'interaction avec le noyau de calcul pouvait se faire soit par scripts soit par interface utilisateur. Dans les deux cas on veut obtenir une grande souplesse dans l'enchaînement des calculs et garder une grande généralité quant à la forme des composants à étudier et les conditions d'éclairement. La solution script est celle retenue par les logiciels Camfr [6] et Meep [7], logiciels libres pour l'optique intégrée. Elle implique au préalable d'ajouter au noyau de calcul un véritable langage de programmation, en l'occurrence respectivement Python et Scheme pour les deux logiciels cités. Pour le choix, nous avons mis en balance la simplicité d'utilisation des outils de développement et avons préféré utiliser des logiciels commerciaux d'optique intégrée. Cela nous a conduit en final à préférer la solution interface utilisateur.

Pour le développement de ce logiciel, nous avons pris soin de séparer totalement les trois parties essentielles du logiciel, à savoir : le noyau de calcul, les sorties graphiques et l'interface utilisateur. Ces parties communiquent entre elles par fichiers ou envoi de signaux Unix. Il est ainsi possible de réaliser facilement la maintenance ou d'ajouter de nouvelles fonctionnalités. Ce cloisonnement se traduit aussi par l'utilisation de langages de programmation différents pour chacune de ces trois parties. Le noyau de calcul est écrit en langage C, l'interface utilisateur est écrite en langage objective C et les sorties graphiques utilisent le logiciel Visit [8] interfacé en langage Python.

3. ENTRÉE DES DONNÉES

La définition de la géométrie du guide étudié et son échantillonnage est un problème important à traiter. Le guide de forme arbitraire, infini suivant la direction transversale, doit être échantillonné sous forme d'une suite de guides droits de longueur finie suivant la direction de propagation. Chaque guide est lui même échantillonné transversalement sous forme d'un guide multicouche. Cette géométrie peut être introduite de trois façons différentes dans le logiciel : fichier texte, fichier script et fichier dessin vectoriel. La première façon est celle utilisée par la version initiale ainsi nommée code de calcul, à savoir un fichier décrivant directement le guide échantillonné. C'est donc un sous-problème de géométrie que l'utilisateur doit résoudre à l'aide de ses propres outils logiciels. Cette solution est lourde et met toute la charge de travail du côté de l'utilisateur. La seconde solution consiste à générer un fichier texte de type script. Dans ce cas le guide est composé de l'addition de formes géométriques élémentaires (rectangles, triangles, disques). Des scripts analogues sont utilisés par les logiciels Camfr et Meep. Il est précisé dans le fichier script la nature de chaque forme élémentaire, ses dimensions et l'indice de réfraction de remplissage de la forme. La troisième solution consiste à dessiner la géométrie du guide dans un logiciel de DAO et à l'enregistrer au format DXF. Ainsi, pour l'ensemble de ces trois solutions, il n'est pas nécessaire de développer un logiciel de dessin à l'intérieur de ce logiciel d'optique intégrée.

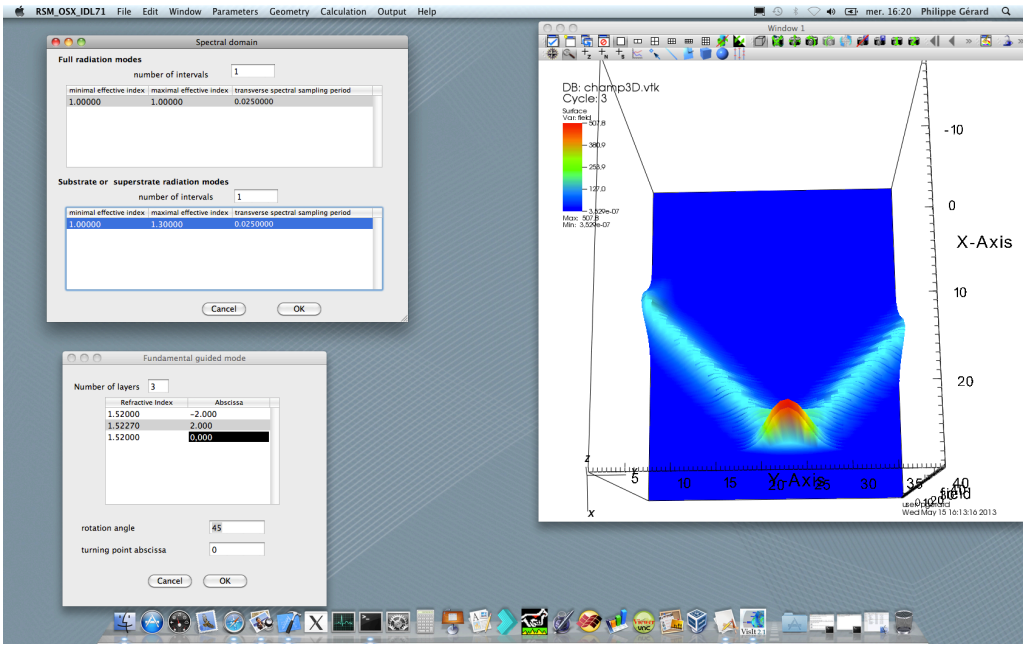


Fig. 1 : capture d'écran du logiciel RSM, calcul du champ pour l'exemple d'un miroir

Le champ d'excitation doit lui aussi pouvoir être défini de façon arbitraire. Ainsi, il peut être introduit de trois façons différentes. Le cas le plus couramment utilisé est l'excitation par le mode fondamental d'un guide diélectrique multicouche semi-infini placé à l'entrée du composant. L'utilisateur précise alors le nombre de couches, les abscisses des interfaces entre couches ainsi que les indices de réfraction. Le guide peut aussi être excité par un champ gaussien. Et pour le cas le plus général, le champ électromagnétique est défini par un fichier contenant l'échantillonnage des champs électriques et magnétiques complexes en des points caractéristiques. Les autres données du problème sont l'intervalle en indice effectif des modes rayonnés, les dimensions transversales et longitudinales de la fenêtre de calcul, la longueur d'onde.

4. SORTIE DES DONNÉES

Notre objectif était d'intégrer directement à ce logiciel la sortie des résultats sous forme de graphiques. Pour cela, nous avons choisi d'utiliser le logiciel libre Visit. Ce dernier est commandé à l'aide du langage Python. Trois graphes sont actuellement disponibles. Le premier, la distribution de l'indice de réfraction dans l'espace, permet de vérifier la bonne lecture des fichiers de géométrie et peut être consulté avant de lancer le calcul RSM. Le second, le champ électromagnétique propagé, est le graphe essentiel pour tester le bon fonctionnement du composant. Le troisième, le spectre des modes guidés et rayonnés que nous pouvons aussi appeler la transformée du guide, est spécifique à la méthode. Il permet de voir comment la puissance est répartie entre les différents modes ainsi que le transfert de puissance entre modes en cours de propagation. Grâce à ce graphe, il est possible d'interpréter physiquement le principe de fonctionnement du composant. Nous présentons sur la figure 1 une capture d'écran du logiciel avec pour graphe de sortie un champ électromagnétique. Comme pour la version initiale (code de calcul), les résultats restent stockés dans des fichiers de données et peuvent être analysés si nécessaire à l'extérieur par d'autres logiciels graphiques.

CONCLUSION

Nous avons présenté et argumenté les choix qui ont conduit au développement d'un logiciel muni d'une interface utilisateur apte à démontrer les caractéristiques principales de la méthode du spectre des modes rayonnés. Comme attendu, cette version offre un gain en productivité en réduisant considérablement le temps nécessaire pour passer de la définition des données aux résultats du calcul. L'architecture du logiciel en modules indépendants (calcul, interface utilisateur, sorties graphiques) a été choisie pour simplifier l'ajout de nouvelles fonctionnalités. On peut de la sorte, comme extension pour le noyau de calcul RSM de ce logiciel, envisager l'intégration de l'algorithme RSM-FFT [4] ou la modification du solveur de modes guidés pour le rendre compatible avec les géométries de type cristaux photoniques. En conséquence de cette modularité, le choix du système d'exploitation MacOS X ne doit pas être compris comme une limitation. C'est sur ce système que nous avons trouvé la meilleure disponibilité d'outils de développement pour gérer la partie interface utilisateur. Ainsi le développement d'une version pour d'autres systèmes n'imposerait que la réécriture du module d'interface utilisateur.

RÉFÉRENCES

[1] P. Gérard, P. Benech, D. Khalil et al, «Towards a full vectorial and modal technique for the analysis of integrated optics structures : the Radiation Spectrum Method (RSM)», Optics Communications, Vol. 140, n°1-3, pp 128-145, 1997

[2] K. P. Fakhri, P. Benech, «A new technique for the analysis of planar optical discontinuities : an iterative modal method», Optics Communications, Vol. 177, pp 233-243, 2000

[3] P. Gérard , «Radiation modes of lossy or active slab waveguides», Optics Communications, Vol 151, n °1-3, pp 110-116, 1998

[4] P. Gérard, «Vers une méthode du faisceau propagé modale et rapide : RSM-FFT», recueil des communications des Journées Nationales d'Optique Guidée, Valence, novembre 2003

[5] D. Khalil, C. Seassal, S. Tedjini, «Optical Modling of waveguide photonic nanostructures using the radiation spectrum method (RSM) with evanescent modes», IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, Vol. 5, n°1, pp 127-132, 1999.

[6] http://camfr.sourceforge.net/

[7] http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Meep

[8] https://wci.llnl.gov/codes/visit/

STRATEGIES DE REALISATION DE GUIDES POLYMERES POUR LA MODULATION ELECTRO-OPTIQUE A HAUT DEBIT.

Hind Mahé, Dominique Bosc, Jonathan Lemaitre, Isabelle Hardy

Université européenne de Bretagne (UeB) CNRS-Foton UMR 6082, ENSSAT, CS 80518, 22305 Lannion cedex, France

dbosc@enssat.fr

RESUME

De nouveaux polymères électro-optiques, sont mis en œuvre pour réaliser des guides selon deux types d'ingénierie de matériaux. L'une consiste à utiliser un polymère non-linéaire greffé et réticulable et l'autre utilise un matériau hôte, ayant une température de transition vitreuse élevée. Nous présentons ici, les difficultés rencontrées lors de la réalisation des guides et les stratégies développées pour aboutir, avec ces nouveaux matériaux, à des guides optiques monomodes.

MOTS-CLEFS : *polymère électro-optique ; guide canal ; photolithographie ; atténuation*

1. INTRODUCTION

Les progrès de ces dernières années en synthèse de matériaux organiques pour l'électro-optique (EO) permettent aujourd'hui d'envisager des modulateurs stables, à des fréquences supérieures à 100 GHz avec une faible tension de commande. Par exemple, un $V\pi.L = 0{,}52$ V.cm à 20 GHz [1] ou une modulation de 100 Gbit/s avec un $V\pi$ inférieure à 3,5 V [2]. Pour stabiliser le coefficient électro-optique en évitant la relaxation de l'orientation des chromophores non linéaires, deux méthodes, sur film, ont déjà été explorées avec succès. L'une consiste à réticuler convenablement le chromophore orienté par des liaisons covalentes [3], l'autre à introduire le chromophore dans une matrice polymère à haute température de transition vitreuse (Tg). L'aboutissement des modulateurs polymères passe maintenant par l'optimisation de la technologie de réalisation des guides, de façon, notamment, à minimiser les pertes optiques (notées ici α). C'est l'objet du travail présenté ici qui porte sur la réalisation de guides avec de nouveaux polymères E.O. [4][5] tout à fait prometteurs entre termes de performances et de stabilité.

2. MATERIAUX ET TECHNOLOGIE

Les caractéristiques générales demandées à un modulateur EO de type Mach-Zehnder (MZ) dans les réseaux à très haut débit, sont de présenter un facteur de mérite $V\pi.L/\alpha$ le plus faible possible ($\sim \leq 1$ V.cm²) ceci à haute fréquence (~100 GHz) et stable dans le temps. Pour atteindre cet objectif, comme ces polymères ont un indice de réfraction proche de 1,60, un coefficient r_{33} ($V\pi \sim n^3.r_{33}$) de plus de 70 pm/V à 1550 nm est nécessaire pour rivaliser avec le LiNbO3 ($n \sim 2{,}2$ $r_{33} = 34$ pm/V). Ceci est maintenant accessible avec des nouveaux chromophores [4][5] synthétisés dans le cadre du projet ANR Modpol. Outre le cahier des charges optiques et non linéaire, les matériaux doivent aussi répondre à des exigences électriques, diélectriques (pertes diélectriques faibles à haute fréquence), et technologiques : solubilité, filmabilité, homogénéité, compatibilité des matériaux de cœur et de gaine. Pour assurer la stabilité dans le temps, l'alternative consiste, soit à

utiliser des polymères non linéaires réticulables, soit à utiliser des chromophores incorporés dans des polymères hôtes, à Tg élevée. La première solution [3] donne un coefficient EO avec une stabilité assurée aux températures d'utilisation, comme le montre la Figure 1. Dans la seconde solution, la stabilité est assurée par la Tg suffisamment élevée (~150°C) du polymère hôte évitant ainsi la relaxation des chromophores. Cependant la concentration maximale en chromophore est plus faible que dans le premier cas, mais la synthèse du matériau est généralement moins complexe. Les méthodes de réalisation de guides avec ces deux types de matériaux ont été étudiées dans le cadre d'une thèse [6] au laboratoire Foton. Elles sont mises en œuvre sur la plate-forme CCLO d'optique intégrée par dépôt à la tournette des différentes couches de polymères de cœur et de gaine, photolithographie UV à 365 nm et gravure RIE.

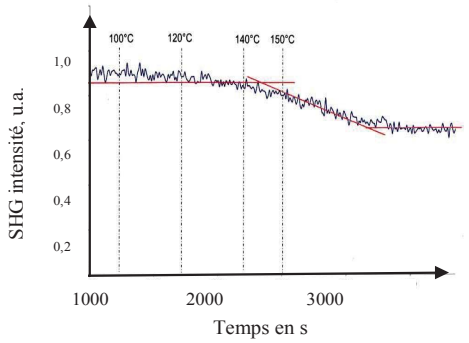


Figure 1 : Stabilité de la génération du second harmonique de polymère réticulable.

3. SYSTEME RETICULABLE

Nous avons étudié la faisabilité de guides monomodes avec un matériau spécialement synthétisé (PAS1, n = 1,59 à 1550 nm) dont le chromophore greffé possède des fonctions de réticulation covalentes qui ne réagissent que sur le polymère après orientation. Pour ce faire, le copolymère préparé par le laboratoire Ceisam (CNRS UMR 6230) possède une fonction silyle alcyne [4], Figure 2.

Avec ce matériau, nous avons étudié deux types de guides : des guides en ruban inversé évitant la gravure du cœur et des guides « ridge » nécessitant la gravure sèche du cœur en PAS1.

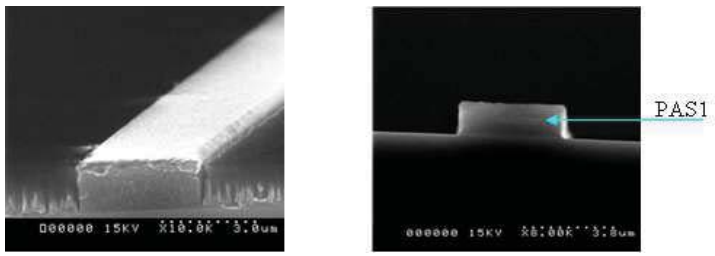
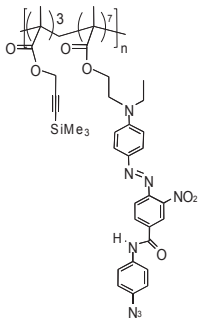


Figure 3 : a) Ridge en PAS1 après gravure RIE sous O2. b) Ridge sans re-dépôt de silice.



Copolymère EO réticulable (CEISAM,

Figure 2 : Formule du copolymère PAS1

Dans ce dernier cas le silicium de la fonction silyle alcyne provoque lors de la gravure RIE, des re-dépôts de silice comme le montre la Figure 3a et limite l'épaisseur gravée à moins de 1µm. Nous avons résolu ce problème par une combinaison de gaz de gravure RIE-ICP qui évite la formation de silice (Figure 3b).

Une alternative pour contourner ce problème est de faire un guide en ruban inversé, où seule la gaine optique est gravée. Pour illustration ici, nous montrons les résultats pour le guide de la Figure 4, les profils mesurés du mode de propagation indiquent des aires effectives (A_{eff}) de 15 µm². Les pertes linéiques estimées à partir de mesures de propagation sont de 3 dB/cm à 1550 nm. Ceci est conforme aux meilleurs résultats relevés dans la littérature pour des polymères EO. Par comparaison, la même structure opto-géométrique réalisée avec

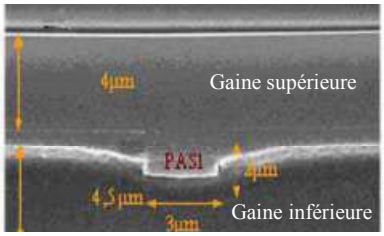


Figure 4 : Guide ruban inversé PAS1. Indices des gaines : 1,51 et 1,46 (à 1550 nm) respectivement inférieure et supérieure.

un polymère passif (le PVCi) présente des pertes de 0,9 dB/cm à 1550 nm.

4. SYSTEME NON GREFFE, HOTE–INVITE

Un nouveau chromophore, dénommé CPO1 [5], a été synthétisé par L'ENS Lyon (CNRS UMR 5082), en relative grande quantité. Il a un $\mu\beta = 40.000 \times 10^{-48}$ esu à 1,9 µm (~ 50 fois celui du chromophore de référence bien connu le DR1). Nous avons étudié la fabrication de guides avec trois polymères hôtes, de haute Tg (APC, Tg 180°C ; PMIBA Tg 200°C ; PMMI, Tg 160°C). Nous présentons ici les résultats avec le PMMI. Il a d'abord fallu stabiliser le mélange pour obtenir une Tg de 156°C avec 20% en poids de CPO1 (n=1,63 à 1550 nm). Cette valeur de Tg doit assurer la stabilité du coefficient EO, r_{33} [7]. Tout d'abord nous avons mis en œuvre un guide à fort confinement avec une gaine optique en PMATRIFE (n=1,40). La fabrication de ce guide est délicate du fait des propriétés thermique médiocres de ce polymère (création de rides typiques de ce matériau). Nous avons cependant réussi à obtenir un guide monomode avec des pertes de ~ 6 dB/cm. Cependant la trop forte résistivité du PMATRIFE, incompatible avec l'orientation des chromophores, nous a contraints à utiliser une gaine photopolymérisable UV. Pour ce faire il a fallu maitriser l'irradiation UV pour éviter la dégradation du chromophore (Figure 5). Finalement le premier guide obtenu en structure ridge est montré Figure 6. Il présente des pertes de près de 7 dB/cm pour une A_{eff} de mode de 6 µm². Une étude en cours sur les facteurs de pertes montre que l'absorption intrinsèque du composite polymère-chromophore reste faible et que le niveau d'atténuation obtenu sur guide serait dû à des défauts d'interface cœur-gaine et peut-être aussi au mélange lui-même (solubilité limite).

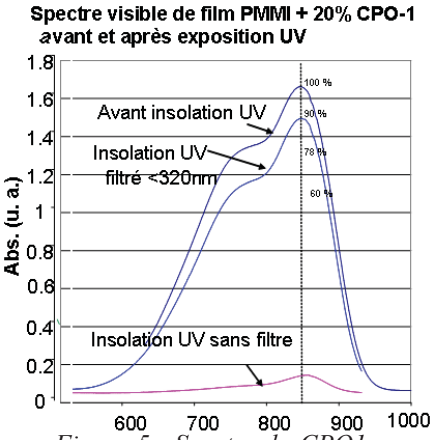


Figure 5 : Spectre du CPO1 en fonction des conditions d'irradiation UV.

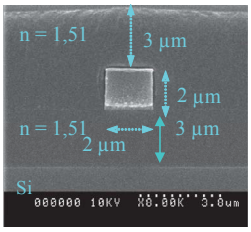


Figure 6 :Section (MEB) de guide ridge en cœur de PMMI+CPO1.

5. CONCLUSION

Nous avons mis en évidence et résolu un certain nombre de problèmes technologiques pour la fabrication de guides à faible aires effectives, à partir de nouveaux matériaux organiques électro-optiques à fortes potentialités. Ainsi, par exemple, sont évoquées : les difficultés de gravure, de compatibilité de matériaux, de taux d'incorporation de chromophores, d'augmentation de la Tg du cœur et de photopolymérisation de la gaine. C'est une première étape qui sera suivie de l'étude de la diminution des pertes et du processus d'orientation des chromophores.

Soutiens : Ce travail a bénéficié du projet ANR Télécom MODPOL (2008-2012) et du projet PONANT du CPER avec la région Bretagne, le conseil général des Côtes d'Armor, de Lannion Trégor Agglomération et du Feder.

REFERENCES

[1] Antao Chen, Haishan Sun *et al.* J. Lightwave Techn., Vol. 29 (21), 3310-3318, 2011.
[2] V. Katopoldis, C. Kouloumentas, A. Konczykowska, F. Jorge *et al.,* ECOC Postdeadline Th.3.B.4, 2012.
[3] D. Bosc, A. Rousseau, F. Foll, B. Boutevin, J. of Appl. Pol. Sc., Vol.74 (4), pp. 974-982, 1999.
[4] Clément Cabanetos, Hind Mahé, Errol Blart, Yann Pellegrin, Véronique Montembault *et al.*, ACS Applied Materials Interfaces, Vol. 3, Issue. 6, pp. 092-2098, 2011.
[5] Y. Bretonnière, W. Bentoumi, C. Andraud, Brevet n°105036 ENS Lyon, 2010.
[6] Hind Mahé, Thèse de l'Université de Rennes 1, soutenue le 21 décembre 2012
[7] H.T. Man, K. Chiang, D. Hass, C.C. Teng, H.N. Yoon, SPIE, vol. 1213, pp. 7-16 (1990).

SEPARATEUR DE POLARISATION LARGE BANDE REALISE PAR ECHANGE D'IONS SUR VERRE ET FONCTIONNANT A λ = 1550 NM

François Parsy[1], Elise Ghibaudo[1], Jean-Emmanuel Broquin[1]

[1] *Laboratoire IMEP-LaHC UMR CS 50257, 3 Parvis Louis Néel, BP 257, 38016 Grenoble, France*

francois.parsy@minatec.grenoble-inp.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la réalisation et la caractérisation d'un séparateur de polarisation large bande travaillant autour de la longueur d'ondes de 1550 nm. La structure est une jonction Y asymétrique réalisée en optique intégrée sur verre par la technologie d'échange d'ions. La branche de sortie dédiée à la polarisation transverse électrique (TE) est à la coupure pour la polarisation transverse magnétique (TM) ce qui implique une diaphonie théorique parfaite pour cette polarisation. Les résultats expérimentaux montrent,des diaphonies meilleures que (-10,2 ± 0,4) dB pour le signal TE et (-29,2 ± 0,4) dB pour le signal TM sur une plage spectrale de 80 nm. Les valeurs optimales, à λ = 1540 nm atteignent respectivement (-18,2 ± 0,4) dB et -35 dB. Les pertes de fonctions sont inférieures à (0,5 ± 0,4) dB à cette longueur d'ondes.

MOTS-CLEFS : *séparateur de polarisation, échange d'ions, optique intégrée sur verre*

1. INTRODUCTION

Dans le domaine des télécommunication et des micro ou nanocapteurs, la maîtrise de la dépendance en polarisation des composants est actuellement un des enjeux clés. Le principe de diversité de polarisation propose une solution à ce problème par le contrôle de l'état de polarisation de la lumière sur l'ensemble du circuit. Sa mise en place requiert l'utilisation de rotateurs, filtres ou séparateurs de polarisation. Deux grandes catégories existent parmi les séparateurs. Les composants basés sur des structures résonnantes, comme les coupleurs, sont en général très compacts mais ont des bandes passantes intrinsèquement très étroites[1]. La deuxième catégorie est basée sur des jonctions Y qui ont un encombrement plus important mais qui présentent un comportement large bande et une moindre sensibilité aux procédés[2]. Pour ces raison, nous avons choisi le design de jonction Y asymétrique présenté sur la Fig. 1. Afin d'améliorer fortement les performances en séparation, la branche de sortie dédiée à la polarisation transverse électrique (TE) a été placée à la coupure pour la polarisation transverse magnétique (TM). Le composant a été réalisé pard'ions Ag^+/Na^+ sur un verre dédié. Ce procédé garantit de faibles pertes et n'induit pas de biréfringence par contraintes[3]. Ainsi, la seule biréfringence des guides d'ondes est liée à leur forme.

2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Dans le fonctionnement adiabatique d'une jonction Y asymétrique, présentée sur la Fig. 1, le mode fondamental supporté par la branche d'entrée se propage dans la branche de sortie dont le mode fondamental a l'indice effectif le plus élevé[4]. La séparation des polarisations peut ainsi être obtenue si la branche d'entrée est monomode et si la branche de sortie présentant l'indice effectif le plus haut est différente pour chaque polarisation. Ceci peut s'obtenir en s'appuyant sur la dissymétrie géométrique liée à la surface du composant. En effet, la discontinuité du champ TM à l'interface air/verre conduit à la relation $n_{TM} < n_{TE}$ entre les indices effectifs respectifs des modes fondamentaux TE et TM. En exploitant le fait que l'indice effectif de la polarisation TM est plus bas, il est possible de placer cette dernière à la coupure dans l'un des bras.

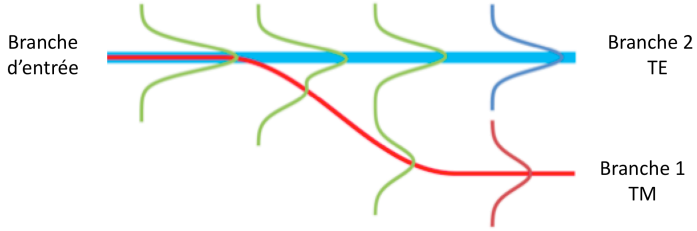
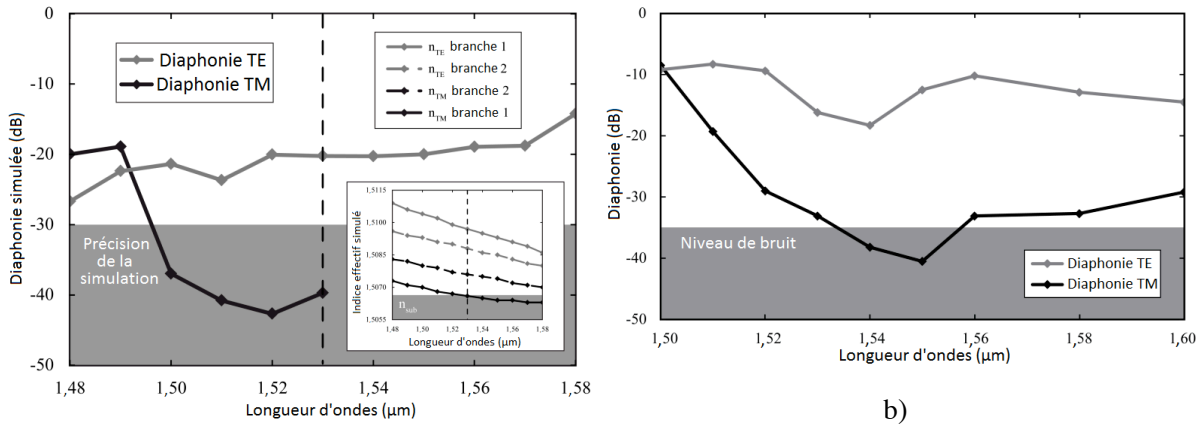


Fig. 1: Schéma de principe du composant

En associant toutes ces conditions, il est possible d'agencer les indices effectifs des polarisations selon relation $n_{sub} < n_{TM}^{(1)} < n_{TE}^{(1)} < n_{TE}^{(2)}$ où la branche de sortie n°1 est dédiée à la polarisation TM et la n°2 à la polarisation TE.

3. DIMENSIONNEMENT ET FABRICATION DU COMPOSANT

Les profils de concentration en ion Ag^+ dans le verre ont été simulés grâce à une méthode de différences finies[5]. Nous avons déduit les profils d'indice via une relation linéaire. Les profils des modes et leurs indices effectifs sont ensuite calculés par une méthode vectorielle 3D. Puis, nous avons simulé le fonctionnement de la jonction à partir d'un logiciel 2D basé sur la méthode des faisceaux propagés. Comme indiqué en section 2, il est nécessaire que la jonction soit adiabatique. Les températures, durées d'échange et fenêtres de diffusion ont été simulées afin de vérifier la condition présentée section 2 en utilisant un échange d'ions à 20% molaire en ions Ag^+. Un échange à 280°C de 8 min à travers une fenêtre de diffusion de 5 μm pour la branche 2 et un échange à 330°C à travers une fenêtre de 1 μm sont adaptés. La branche 2 est échangée en deuxième ce qui implique que la branche 1 subit une rediffusion prise en compte dans les simulations. De même, la branche d'entrée est formée par la cascade des deux échanges. Son comportement monomode a donc été vérifié. Les simulations de la jonction Y avec ces paramètres ont montré qu'une diaphonie d'au moins -20 dB sur la polarisation TM nécessitait un espacement final d'au moins 13 μm entre les branches. En respectant le critère d'adiabaticité[6], cela implique une longueur de jonction de 3,1 mm. La Fig. 2.a) montre une simulation de diaphonie du composant en fonction de la longueur d'ondes. Pour les longueurs d'ondes en dessous de 1,53 μm, la polarisation TM n'est plus filtrée sur la branche 2. Cet effet explique la remontée de la diaphonie à ces valeurs. Pour les longueurs d'ondes supérieures à 1,53 μm, la diaphonie, théoriquement infinie est impossible à simuler. La diaphonie sur la polarisation TE présente un plateau ce qui prouve que le critère d'adiabaticité est bien vérifié sur toute la plage de travail.



a) b)

Fig. 2: Evolution de la diaphonie expérimentale en fonction de la longueur d'onde :
a) simulation – b) résultats expérimentaux

Le composant a été fabriqué sur un substrat de verre silicate GO14 fourni par l'entreprise Teem Photonics. Les masques en alumine déposés par pulvérisation ont été ouverts par photolithographie. Les bains utilisés étaient un mélange de sels de nitrate $AgNO_3$ et $NaNO_3$ concentrés à 20% en Ag^+ pour le 1er échange de 50% pour le deuxième. Les conditions de durée et température des échanges sont celles indiquées dans la section 3. Afin de tenir compte des dérives éventuelles des procédés, les largeurs de fenêtre de diffusion ont été paramétrées sur le masque .

4. RESULTATS

Le banc de caractérisation consistait en une source à longueur d'ondes ajustable polarisée linéairement (PER > 20 dB, λ = 1,5-1,6 μm) et dont la lumière était injectée dans le composant via une fibre à maintien de polarisation montée sur un axe de rotation précis à 0,5°. En sortie de l'échantillon, la lumière est collectée par un objectif de microscope x20 et focalisée sur un détecteur germanium calibré. Un polariseur/analyseur à 60 dB, précis à 1°, est placé avant le détecteur. Le banc permet ainsi de mesurer des diaphonies atteignant -35 dB avec une précision de ± 0,4 dB. Les mesures sont faites en injectant la lumière à 45° par rapport aux axes propres du guide afin de minorer les incertitudes. La Fig. 2.b) présente les meilleurs résultats, obtenus avec une fenêtre de diffusion de (1,0 ± 0,1) μm et (4,5 ± 0,2) μm pour la 1ere et 2eme branche. La diaphonie en TM présente des valeurs très basses puisque la branche 2 est à la coupure pour cette polarisation. Le composant présente un comportement large bande : la diaphonie en polarisation TE atteint -10,2 dB pour des longueurs d'ondes entre 1,52 μm et 1,6 μm. Dans la même plage, la diaphonie en polarisation TM est à -29,2 dB. La valeur optimale de -18,2 dB de diaphonie TM est obtenue à λ = 1540 nm alors que les simulations la plaçait à λ = 1510 nm avec une valeur de -23,7 dB. Ces différences sont à attribuer notamment aux simulations qui ne prennent pas la dispersion du matériau en compte. Des pertes d'insertion de (6,5 ± 0,4) dB ont été mesurées pour les deux polarisations. Elles sont principalement dues au différence de profil du mode guidé de la fibre d'injection et du mode de la branche d'entrée. Ce défaut de couplage pourrait être réduit par un enterrage partiel du guide d'entrée. Une fois ces perte de couplages déduites, les pertes de fonction sont estimées à (0,5 ± 0,4) dB à la λ = 1,54 μm pour les deux polarisations.

5. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Le design, la fabrication et la caractérisation d'un nouveau séparateur de polarisation large bande basé sur une jonction Y asymétrique a été présenté. Le composant, réalisé par échange d'ions sur verre travaille autour de λ = 1550 nm et présente l'originalité dans le filtrage passif de la polarisation TM sur une des branches de sortie ce qui conduit à une excellente diaphonie en TM. Le composant effectivement réalisé présente des diaphonies de (-10,2± 0,4) dB en TE et (-29,2 ± 0,4) dB en TM sur une plage spectrale de 80 nm. Les pertes d'insertion de (6,5 ± 0,4) dB pourront être diminuées en optimisant le couplage entre la branche d'entrée et la fibre d'injection. Un nouveau composant incluant un nouveau design de l'entrée ainsi qu'une optimisation de l'adiabaticité est actuellement en cours de réalisation.

RÉFÉRENCES

[1] N. Goto et G. L. Yip, « A TE-TM mode splitter in LiNbO3 by proton exchange and Ti diffusion », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, nº. 10, p. 1567–1574, oct. 1989.

[2] D. Yap, L. M. Johnson, et G. W. Pratt, « Passive Ti:LiNbO3 channel waveguide TE-TM mode splitter », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 44, nº. 6, p. 583–585, mars 1984.

[3] J.E. Broquin, „Ion exchanged integrated devices", pp 105-117, 2001

[4] H. Yajima, "Dielectric thin-film optical branching waveguide," Appl. Phys. Lett., 22(15), 1973.

[5] A. Lupascu, A. Kevorkian, T. Boudet, F. Saint-André, D. Persegol, et M. Levy, « Modeling ion exchange in glass with concentration-dependent diffusion coefficients and mobilities », *Opt. Eng*, vol. 35, nº. 6, pp. 1603–1610, 1996.

[6] W. Burns et A. Milton, « Mode conversion in planar-dielectric separating waveguides », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 11, nº. 1, p. 32– 39, janv. 1975.

AUGMENTATION DU TAUX D'EXTINCTION DE MODULATEURS $LiNbO_3$ PAR GRAVURES PROFONDES.

Anne-Laure Pointel[1], Gwenn Ulliac[2], Yvan Pawela[1], Jérôme Hauden[1]

[1] *Photline Technologies, 16 rue Jouchoux, 25000 Besançon, France*
[2] *Institut FEMTO-ST, UMR CNRS 6174, 18 rue Alain Savary, 25000 Besançon, France*

jerome.hauden@photline.com

RÉSUMÉ

Nous avons mis à profit les récents développements concernant la gravure sèche profonde sur niobate de lithium pour augmenter le taux d'extinction des modulateurs d'intensité de type interféromètre de Mach-Zehnder intégré. Nous avons pu mesurer qu'une tranchée appropriée, placée entre les deux bras parallèles de l'interféromètre, permet d'augmenter le taux d'extinction à 1550nm de 15dB, sans ajouter de pertes optiques.

MOTS-CLEFS : *optique intégrée; microstructure; fabrication; niobate de lithium.*

1. INTRODUCTION

La limitation des taux d'extinction d'un interféromètre de Mach- Zehnder (IMZ), en particulier intégré sur $LiNbO_3$ coupe X, est due à trois causes principales: une différence de pertes de propagation entre les deux bras de l'interféromètre, un déséquilibre du taux de couplage des jonctions Y, et des couplages évanescents entre les deux bras de l'interféromètre [1] [2]. Vue la maturité et la reproductibilité de la technologie de fabrication des modulateurs $LiNbO_3$, les eccarts de pertes entre les bras est très bien maitrisé, et le taux de séparation des jonctions Y très précisément assuré grâce à des designs adaptés [3]. En revanche, contrôler le couplage évanescent entre deux longs bras parallèles d'un IMZ, qui se comportent comme des oscillateurs couplés, se révèle technologiquement très tendu; ce qui limite les taux d'extinction typiquement à 25dB- 30dB. Des progrès technologiques récents concernant la gravure sèche du niobate de lithium ouvre la voie à des méthodes alternatives pour assurer de forts taux d'extinction des IMZ intégrés [4] [5]. Basé sur le potentiel de ces gravures profondes dans le niobate de lithium, nous avons exploré la possibilité d'augmenter le taux d'extinction des modulateurs en réalisant des tranchées entre les deux bras des interféromètres. Le but est d'annuler les couplages évanescents entre les bras de l'interféromètre en introduisant une barrière de faible indice au milieu.

2. DESIGN ET FABRICATION

Considérons un IMZ standard fonctionnant à 1550nm, réalisé par échange protonique recuit (APE) sur niobate de lithium coupe X, comme schématisé Fig. 1. Les simulations FD- BPM indiquent une taille de mode à -3dB d'environ 6.5µm (largeur) par 5.5µm (profondeur) pour le mode fondamental polarisé TE. Ces modes présentent une longue queue évanescente dans la direction X. La présence de cette décroissance évanescente provoque des couplages entre les bras parallèles, en particulier pour des structures de plusieurs centimètres de long séparées par des gaps typiquement de 20µm à 30µm. Nous nous sommes

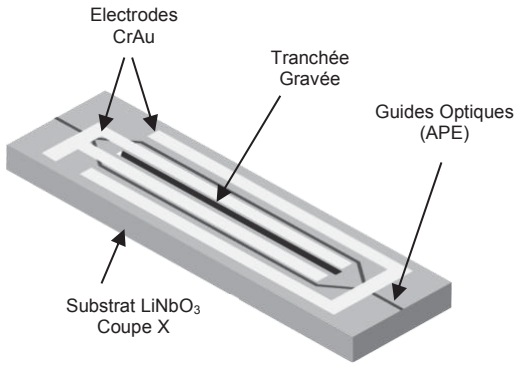


Fig. 1. Schéma d'un modulateur d'intensité LiNbO3 avec tranchée entre les bras

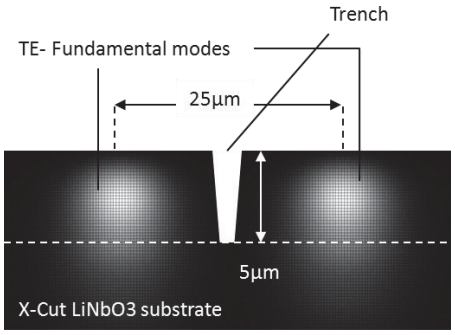


Fig. 2. Schéma de principe de l'architecture étudiée. Une tranchée profonde est centrée entre les bras parallèles d'un IMZ (Mode TE).

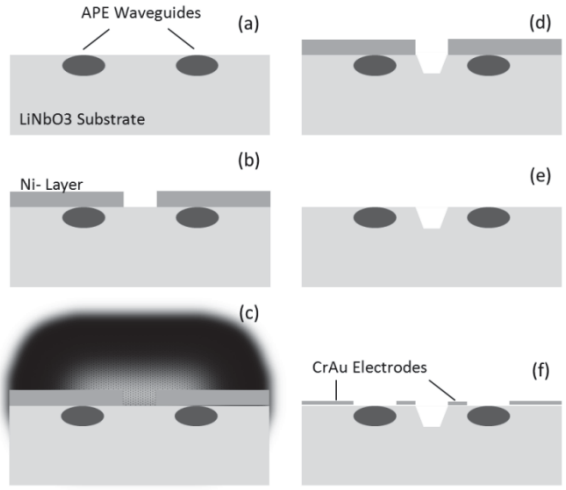


Fig. 3. Principales étapes de fabrication. (a): Wafers avec guides APE. (b): Masque Ni Electroformées. (c): Gravure Ionique Réactive. (d)-(e): tranchées résultantes et attaque chimique Ni. (f): Fabrication des électrodes CrAu.

focalisés sur une structure d'interféromètre affichant un gap de 25µm pour une longueur de 4 cm. Compte tenu du profil des modes, on estime qu'une tranchée d'au moins 5µm de profondeur est requise pour couper 90% de l'énergie dans la queue évanescente (Fig.2). Des tests préliminaires de gravures sèches sur $LiNbO_3$ montrent que les tranchées résultantes affichent des parois inclinées d'un angle d'environ 70°. Le chalenge en termes de design et de technologie est donc de graver suffisamment profondément pour isoler les deux modes, tout en conservant une distance significative entre les flancs de la tranchée et les modes optiques afin d'éviter des pertes additionnelles dues à la rugosité des parois. Plusieurs wafers $LiNbO_3$ coupe X ont été fabriqués selon les principales étapes technologiques décrites Fig. 3. Les structures de guides optiques sont réalisées suivant un procédé d'échange protonique standard (APE) (Fig. 3-a) [5]. Des jonctions "Y- split" ont été conçues comme décrites dans [2] et [3] pour assurer un taux de couplage optimisé (50%) dans chacun des bras. Une couche de Nickel de 3.5µm d'épaisseur est réalisée à travers une résine épaisse de lithographie (Fig. 3-b). Des ouvertures de différentes largeurs (1, 2, 3, 5, 7 µm) sont centrées entre les bras des IMZ. Les wafers sont gravés par gravure ionique réactive (RIE) à l'aide de SF6 pendant plusieurs heures (Fig. 3-c). La vitesse de gravure est d'environ 20nm.min^{-1}. Après gravure, le masque nickel est enlevé par attaque chimique (Fig. 3-d,e). Des électrodes de modulation CrAu sont ensuite fabriquées à la surface. Les wafers sont découpés et les faces d'entrée-sortie des puces sont polies optiquement. La Fig. 4 est un exemple de tranchée réalisée entre les bras d'un IMZ. On peut voir une rugosité de flancs importante et un angle de parois proche de 70°. Aucune dégradation de la surface des wafers n'est visible en dehors des tranchées.

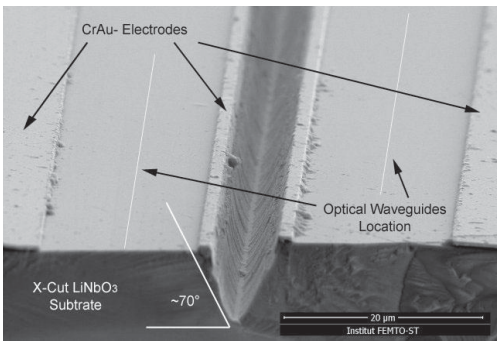


Fig. 4. Image MEB d'une tranchée réalisée sur $LiNbO_3$ coupe X.

3. RESULTATS ET MESURES

Chaque puce fabriquée est caractérisée, notamment en termes de pertes optiques et de taux d'extinction à 1550nm. Toutes les structures mesurées sont monomodes. Les puces sans tranchées sont considérées comme des références puisqu'elles ont subi toutes les étapes de fabrication si ce n'est qu'elles étaient protégées par une couche de nickel pendant la gravure RIE. La figure 5 montre la valeur moyenne des pertes optiques globales et le taux d'extinction pour une polarisation TE, en fonction de la largeur de l'ouverture

de gravure sur masque. Pour les IMZ non gravés, les pertes optiques moyennes sont de 3.5dB et le taux d'extinction de 29dB. Pour des tranchées avec une largeur en dessous de 5µm, on ne constate pas d'amélioration du taux d'extinction (Fig. 5). La profondeur correspondante, de 0.5µm à 4µm, n'est clairement pas suffisante pour isoler complètement les deux modes optiques. Pour des largeurs de tranchées de 5 à 6µm on voit clairement un gain du taux d'extinction qui atteint 44dB pour une tranchée de 7µm de large, c.a.d 15dB de plus que la valeur moyenne des puces non gravées. Aucune augmentation des pertes optiques n'a été constatée. Visiblement les tranchées de 7µm de large, avec une profondeur estimée à environ 7.5µm permettent d'éviter les couplages évanescents le long de la propagation. En même temps, les flancs rugueux des tranchées sont suffisamment éloignés des modes optiques pour éviter l'ajout de pertes optiques.

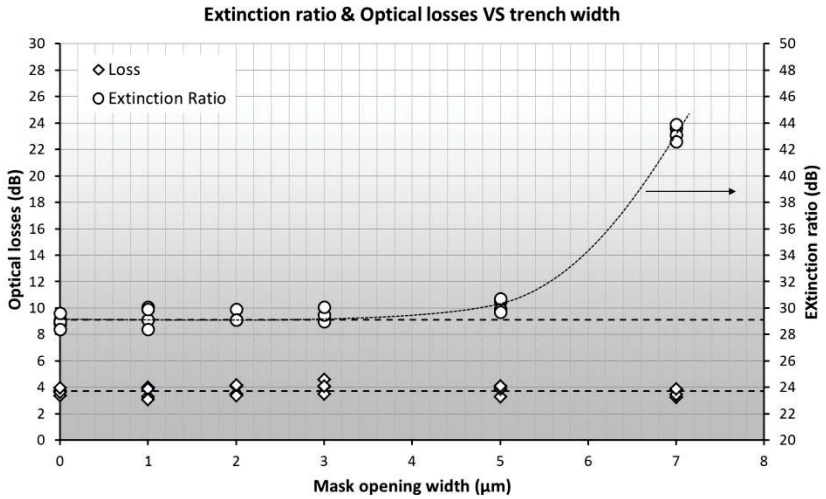


Fig. 5. Taux d'extinction et pertes optiques en fonction de la largeur de la tranchée (ouverture masque).

4. CONCLUSION

Nous avons démontré expérimentalement la possibilité d'augmenter le taux d'extinction des modulateurs d'intensité intégrés sur $LiNbO_3$ coupe X en gravant une tranchée profonde entre les bras des IMZ grâce à un procédé RIE approprié. Nous avons montré qu'un bon compromis de largeur et de profondeur de gravure permet d'augmenter le taux d'extinction de +15dB à 1550nm. Aucune perte optique supplémentaire induite par le procédé n'a été constatée.

Ce travail est en partie supporté par le projet ANR- Charades, le pôle des microtechniques, le réseau français RENATECH et sa centrale technologique à FEMTO-ST.

RÉFÉRENCES

[1]E. Wooten, et al., *"A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems",* IEEE JQE, Vol. 6, n°1, pp 69-82, Jan.-Feb. 2000.

[2]: J. Hauden, N. Grossard, H. Porte, *"Ultra Low Loss Split Y- Junctions: Application to QPSK- Lithium Niobate Modulators",* European Conferences on Integrated Optics 2010 (ECIO' 2010), April 7-9, 2010, Cambridge, paper ThP30.

[3]: N. Grossard, J. Hauden, H. Porte, *"Optical Integrated Circuit Comprising a Light Guide Forming at Least One Optical Separation"* Worldwide patent PCT/FR2006/050480 (24.05.2006), WO/2006/129035 (2006).

[4]: D. Jun, & al. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures, 2012, vol. 30, no 1, p. 011208-011208-6.

[5]: G. Ulliac, N. Courjal, H. M.H. Chong and R.M. De La Rue, *"Batch process for the fabrication of LiNbO3 photonic crystals using proton exchange followed by CHF3 reactive ion etching",* Optical Materials, Vol.31, issue 2, pp. 196-200, 2008.

[6]: P. G. Suchoski, T. K. Findakly, and F. J. Leonberger, *"Stable low-loss proton-exchanged LiNbO3 waveguide devices with no electro-optic degradation",* Opt. Lett., 13, 1050, (November 1988).

FABRICATION D'UNE CAVITE OPTIQUE INTEGREE POUR L'OSCILLATION PARAMETRIQUE OPTIQUE EN GUIDE D'ONDES GAAS/ALOX

Marc Savanier[1,*], Cécile Ozanam[1], Xavier Lafosse[2], Loïc Lanco[2], Ivan Favero[1], Sara Ducci[1] et Giuseppe Leo[1]

[1] *Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS-UMR 7162, Université Paris Diderot, 75205 Paris Cedex 13, France*

[2] *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS-UPR 20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

* marc.savanier@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons les résultats de caractérisation morphologique et optique d'une cavité optique intégrée à un guide d'ondes non linéaire GaAs/AlOx conçu pour la conversion de fréquence optique entre 1.06 μm et 2.12 μm en vue de l'obtention de l'oscillation paramétrique dans un dispositif semi-conducteur intégré. Des miroirs de Bragg diélectriques SiO_2/TiO_2 ont été déposés sur les facettes d'un guide par IAD, et leur réflectivité modale estimée à 90% pour les modes TE_{00} à 2.12 μm, validant le protocole de dépôt et ouvrant la voie à de nouvelles expériences d'optique non linéaire en cavité.

MOTS-CLEFS : *Guide d'ondes AlGaAs ; Miroir de Bragg diélectrique ; Cavité Fabry-Perot*.

1. INTRODUCTION

Le grand nombre d'applications pouvant bénéficier de l'utilisation d'OPOs, efficaces et largement accordables dans l'infrarouge, souligne l'importance du développement de sources cohérentes intégrées de ce type, destinées à une utilisation hors des laboratoires de recherche. Il existe donc une réelle motivation à réaliser un OPO monolithique semi-conducteur [1], pour lequel la mise en œuvre d'un procédé de fabrication de miroirs intégrés est indispensable afin d'exercer sur le milieu à gain paramétrique la rétroaction positive nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation du dispositif. De manière plus générale pour l'optique non linéaire, l'utilisation de cavités optiques intégrées permet, à résonance, d'exalter les champs électromagnétiques en interaction et ainsi d'augmenter l'efficacité de conversion des processus paramétriques, que ce soit dans des guides d'ondes [2], des micro-disques [3] ou des cristaux photoniques [4].

Dans ce contexte, notre approche se base sur des guides d'ondes multicouches GaAs/AlAs, dans lesquels l'accord de phase est obtenu grâce à la biréfringence de forme induite par l'oxydation thermique humide des couches d'AlAs en oxyde d'aluminium (AlOx). En effet, le GaAs, possédant une forte non linéarité $\chi^{(2)}$ (~110 pm/V), une grande plage de transparence (entre 0.9 et 17 μm) et bénéficiant d'une technologie de fabrication mature, semble être une alternative crédible au PPLN, qui reste à ce jour le matériau de choix pour l'optique non linéaire quadratique en configuration d'optique guidée.

De tels guides d'ondes GaAs/AlOx, conçus pour la conversion de fréquence descendante d'un mode de pompe TM_{00} à 1.06 μm en deux modes signal et complémentaire TE_{00} ayant leur dégénérescence à 2.12 μm, ont ainsi permis la démonstration expérimentale d'une efficacité de conversion normalisée η_{norm}=1500 $\%W^{-1}cm^{-2}$ [5] et d'un gain paramétrique g=0.7 cm^{-1} (pour une puissance de pompe de 30 mW) [6].

Malgré ces performances d'optique non linéaire à l'état de l'art pour les guides d'ondes AlGaAs, deux verrous technologiques empêchent encore d'atteindre le seuil d'oscillation :

l'absence d'une cavité optique résonante de bonne qualité, et des pertes de propagation autour de 1 cm^{-1} (dont la réduction fait l'objet d'un travail spécifique dont il n'est pas question ici). Ce travail porte donc sur le développement d'un procédé de fabrication d'une cavité optique intégrée à de tels guides d'ondes GaAs/AlOx, et sur la caractérisation optique de cette dernière.

2. CONCEPTION ET FABRICATION DE L'ECHANTILLON

Parmi les différentes configurations de cavité d'OPO existantes, nous avons choisi la configuration doublement résonante à simple passage de la pompe, pour laquelle le seuil d'oscillation de nos échantillons opérant à dégénérescence peut être réduit à des puissances de pompe inférieures à la puissance de dommage irréversible des facettes (empiriquement estimée à ~100 mW ici). Afin de bénéficier de la flexibilité nécessaire au dessin des miroirs dichroïques, nous avons choisi de déposer des miroirs de Bragg diélectriques multicouches SiO_2/TiO_2 sur les facettes de nos guides d'ondes. L'empilement de 12 couches considéré ici, dont la structure a été calculée à l'aide du logiciel commercial *Essentiel Macleod*, possède une réflectivité de 99% (resp. 0.5%) à 2.12 µm (resp. 1.06 µm). Le spectre de réflectivité complet, calculé à l'aide de la méthode des matrices de transfert pour des ondes planes sous incidence normale, est donné en Figure 1a).

Les dépôts ont été réalisés par évaporation avec assistance ionique (IAD). Pour éviter toutes pertes supplémentaires causées par d'éventuels dépôts résiduels de diélectrique sur les flancs des guides d'ondes, nous avons mis au point un protocole préservant la surface de l'échantillon. Celui-ci consiste à enduire, avant clivage et traitement des facettes, la surface des guides d'ondes d'une épaisse couche de résine. Enfin, la résine est dissoute après le second traitement. La qualité des dépôts peut être appréciée sur les clichés de microscopie électronique à balayage (MEB) donnés en Figures 1b) et 1c), obtenus après traitements des facettes d'un guide d'ondes de longueur L=2 mm.

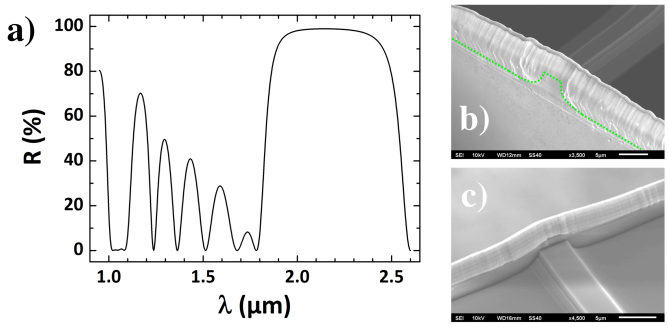


Fig. 1 : a) Spectre de réflectivité théorique des miroirs diélectriques SiO_2/TiO_2. b) et c) Clichés MEB de facettes, observées sous deux angles différents, après traitements et dissolution du film de résine. La ligne pointillée (en vert) indique l'arête du guide d'ondes.

3. RESULTATS DE CARACTERISATION OPTIQUE

La première caractérisation consiste en une mesure FTIR du spectre de réflectivité d'un substrat témoin ayant reçu le même traitement que les facettes des guides, donné en Figure 2a). Des mesures de réflectivité effectuées sur la tranche de l'échantillon traité au niveau du substrat GaAs y sont également reportées. Elles ont été obtenues après auto-collimation d'un faisceau laser (Ti:Saphir autour de 1 µm, *Tunics* dans la gamme 1.3-1.6 µm et DFB *NanoPlus* à 2.12 µm) focalisé sur la tranche de l'échantillon, en mesurant la puissance réfléchie à l'aide d'un cube séparateur 50:50. Les résultats s'accordent qualitativement avec le spectre théorique confirmant la bonne adhésion du multicouche diélectrique sur le semi-conducteur.

Dans un second temps, nous avons souhaité mesurer la finesse de la cavité optique ainsi formée, à l'aide des franges Fabry-Perot du mode TE_{00} obtenues en mesurant la transmission du faisceau issu d'une diode laser légèrement accordable autour de 2.12 µm. Dû à la forte réflectivité des miroirs à cette longueur d'onde, aux pertes de propagation (ici $\alpha \sim 1.5\ cm^{-1}$) et à la modeste

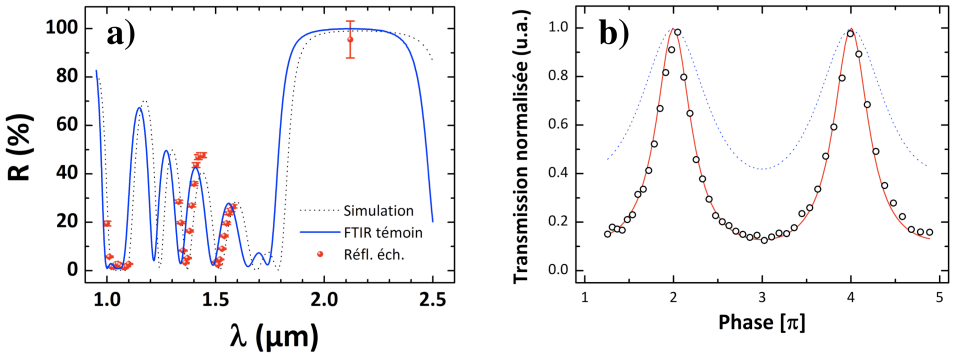


Fig. 2 : a) Comparaison du spectre de réflectivité théorique du dépôt SiO_2/TiO_2 (ligne pointillée) avec les données expérimentales FTIR (ligne bleue) et les points relevés sur la tranche de l'échantillon (points rouges). b) Transmission normalisée d'un guide possédant une seule de ses extrémités traitée (cercles), ajustée par une fonction d'Airy de finesse F =3.9 (ligne rouge). La transmission simulée de ce même guide sans miroir est donnée à titre indicatif (pointillés bleus).

puissance de la diode laser (1mW), les franges Fabry-Perot de la cavité complète (L=2 mm) n'ont pu être observées. Nous avons alors clivé l'échantillon de sorte à caractériser une « demie-cavité » asymétrique. Les franges Fabry-Perot présentées en Figure 2b) ont été acquises dans un guide d'ondes long de 640 µm dont une seule des extrémités est traitée. Une finesse F=3.9 est déduite de l'ajustement des points expérimentaux par une fonction d'Airy, correspondant à une réflectivité modale de 90±2% pour le mode TE_{00}. Une transmission totale par facette de 89±5% a par ailleurs été estimée à l'aide de mesures de transmission du mode TM_{00} issu du laser Ti:Saphir à 1.06 µm.

Des résultats préliminaires de simulations numériques semblent indiquer que l'écart de ces valeurs aux valeurs nominales visées provient de l'effet du confinement latéral des modes guidés, non pris en compte lors de la conception de l'empilement diélectrique. Enfin, pour la première fois dans nos guides d'ondes GaAs/AlOx placés en cavité, nous avons pu observer la génération de fluorescence paramétrique. L'amorce d'un comportement non linéaire observée aux fortes puissances de pompe pourrait être la signature de l'augmentation du gain paramétrique précédant le seuil d'oscillation. Des mesures plus systématiques sont actuellement en cours de réalisation afin de quantifier cet effet et évaluer l'impact de la cavité sur l'efficacité de conversion.

CONCLUSION

Les observations MEB et les mesures optiques présentées dans ce travail valident le protocole de fabrication de miroirs intégrés à nos guides d'ondes GaAs/AlOx mis au point. Ce développement technologique constitue une étape supplémentaire vers la démonstration d'un OPO semi-conducteur intégré et son amélioration se poursuit. La qualité des cavités ainsi obtenues souligne l'importance de l'effort fourni par ailleurs sur la réduction des pertes de propagation.

RÉFÉRENCES

[1] M. Oron, P. Blau, S. Pearl et M. Katz, *Proc. of SPIE*, **8240**, 82400C (2012).
[2] A. Orieux, X. Caillet, A. Lemaître, P. Filloux, I. Favero, G. Leo et S. Ducci, *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, 45-51 (2011).
[3] P. Kuo et G. Solomon, *CLEO 2012*, **CW3K.3** (2012).
[4] J. Bravo-Abad, A. Rodriguez, P. Bermel, S. Johnson, J. Joannopoulos et M. Soljacic, *Opt. Exp.*, **15**, 16161-16176 (2007).
[5] M. Ravaro, M. Le Dû, J.-P. Likforman, S. Ducci, V. Berger, G. Leo et X. Marcadet, *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 191110 (2007).
[6] E. Guillotel, M. Ravaro, F. Ghiglieno, C. Langlois, C. Ricolleau, S. Ducci, I. Favero et G. Leo, *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 171110 (2009).

ELABORATION DE COUCHES MINCES DE ZNO A FAIBLES PERTES OPTIQUES PAR PROCEDE SOL-GEL

Mohand Tazerout[1], Sebti Khodja[2], Fares Boudjouane[1], Mohamed Atoui[2], Azeddine Chelouche[1], Ilhem Hadjoub[2], Djamel Djouadi[1], Tahar Touam[2], Alexis Fischer[3], Azzedine Boudrioua[3],

[1] *Laboratoire de Génie de l'Environnement, Université A. Mira de Béjaia, 06600, Algérie*
[2] *Laboratoire des Semi-conducteurs, Université Badji Mokhtar, BP 12 Annaba 23000, Algérie*
[3] *Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS - UMR 7538, Université Paris 13, France*

touamt @gmail.com

RÉSUMÉ

Des couches minces d'oxyde de zinc (ZnO) synthétisées par procédé sol-gel à partir de l'acétate de zinc dissous dans une solution d'éthanol avec des concentrations de 0.5M, 0.6M, 0,7M et 0,8M ont été déposées par la méthode du trempage-retrait "dip-coating" sur des substrats en verre. Les propriétés structurales, morphologiques et optiques des couches minces ont été étudiées en utilisant la diffraction des rayons X (DRX), la microscopie à force atomique (AFM), la transmission optique et la spectroscopie des lignes de modes "m-lines". Les différents résultats obtenus montrent la présence de la phase hexagonale de ZnO avec une orientation préférentielle selon la direction (002) pour tous les échantillons. Les spectres de transmission optique dans le domaine UV-visible indiquent des transmissions supérieures à 70% pour l'ensemble des couches déposées. Les guides d'ondes planaires élaborés sont monomodes et présentent des pertes optiques relativement faibles de 0,8 à 1,5 dB/cm comparées à celles rapportées dans la littérature.

MOTS-CLEFS : *Sol-gel ; Couches minces ZnO ; Guides d'ondes ; Pertes optiques.*

1. INTRODUCTION

L'oxyde de zinc (ZnO) est un matériau unique en raison de ses propriétés chimiques, électriques et optiques très intéressantes, ce qui a engendré un intérêt croissant pour des applications dans divers domaines tels que les piles solaires [1] et la nono-photonique intégrée [2]. De nombreux travaux de recherche ont été rapportés sur l'étude de couches minces de ZnO pour des applications photoniques et en utilisant différentes techniques de dépôts [3, 4]. Cependant, la majorité des résultats indiquent des pertes élevées pour permettre la mise au point de composants photoniques à base de ZnO [5]. Dans ce contexte, il est primordial d'effectuer une étude systématique afin de trouver les paramètres de synthèse optimaux pour obtenir des pertes les plus faibles possibles.

Parmi les différentes méthodes d'élaboration de couches minces, la voie sol-gel [6] présente des avantages tels que la simplicité, la flexibilité et le faible coût. Dans cet article, nous présentons l'étude de couches minces de ZnO à faibles pertes préparées par sol-gel associée à la technique de dépôt par "dip-coating" sur des substrats en verre. Nous rapportons les effets des paramètres de synthèse en particulier la concentration du précurseur sur les propriétés physiques et optiques des couches minces obtenues.

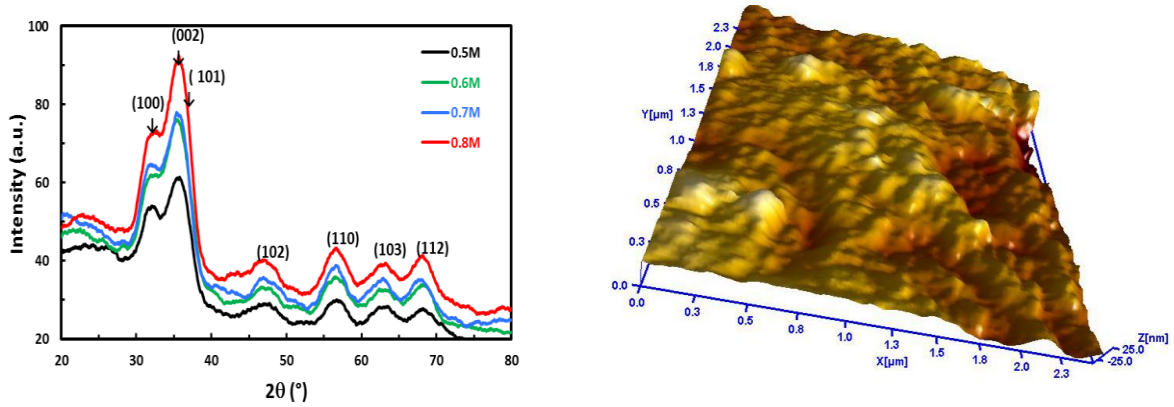
2. ELABORATION

Les couches minces de ZnO ont été préparées par le procédé sol-gel selon la procédure suivante: La solution de dépôt est préparée avec la dissolution de l'acétate de zinc dihydrate [$Zn(O_2CCH_3)_2$ $(H_2O)_2$] dans de l'éthanol avec des concentrations de 0,5M, 0,6M, 0,7M et 0,8M.

Pour la stabilisation de la cinétique des réactions, de l'éthanolamine (MEA) [C_2H_7NO] est ajouté à la solution avec un rapport molaire [MEA]/ [Zn]=1. Les substrats en verre ont été immergés dans la solution fraichement préparée puis retirés à vitesse constante de 3 cm/min. Pour augmenter l'épaisseur, cinq couches ont été déposées après évaporation du solvant, à 250 °C, entre deux dépôts successifs. Les couches obtenues ont subi un recuit pendant une heure à 500 °C. Les échantillons ont été caractérisés par diffraction des rayons X en incidence rasante (ω = 0,54°, λ = 1, 54056 Å). Les caractérisations par la microscopie AFM et la transmission optique ont été réalisées avec un microscope Nanosurf easyScan E-line, et un UV-VIS Spectrophotometer Safas Uv mc2, respectivement. Les propriétés de guidage optiques des couches minces ont été caractérisées par la spectroscopie "m-lines" [7] à une longueur d'onde de 632,8 nm.

3. RESULTATS ET DISCUSSION

Les digrammes de diffraction X de tous les échantillons sont présentés sur la figure 1(a). On remarque que les pics de diffraction sont larges, ce qui témoigne de la taille nanométrique des grains de ZnO formant les couches. On note également le chevauchement des pics (002) et (100). On peut constater également que les pics sont plus intenses pour les grandes concentrations du sol. Cela signifie l'augmentation du nombre de sites de diffraction. Cet effet peut s'expliquer par l'augmentation de l'épaisseur de la couche avec la concentration. La figure 1(b) montre la morphologie de la surface de l'échantillon avec une concentration 0,7 M observée par AFM. La rugosité moyenne quadratique "Roughness Mean Square" (RMS) a été estimée à 6,80 nm, ce qui représente la plus faible rugosité comparée aux autres échantillons (0.5M, 0.6M, et 0.8M).



(a) (b)

Fig. 1 : (a) Diagrammes de diffraction X des couches minces de ZnO en fonction de la concentration du sol, (b) Image AFM de la couche mince de ZnO avec C=0,7M.

Les spectres de transmission optique dans le domaine UV-visible illustrés par la figure 2 indiquent des transmissions supérieures de 70% dans cette région pour l'ensemble des couches déposées. Le maximum de transmission dépasse 90 % pour toutes les couches et se déplace vers les grandes longueurs d'ondes avec l'augmentation de la concentration. Pour les concentrations 0,5M et 0,6M la meilleure transmission se situe dans le visible alors que pour les concentrations de 0,7M et 0,8M la transmission est maximale dans la partie IR. Nous constatons également que le gap optique dépend de la concentration. Ce dernier est maximal pour une concentration de 0,7M.

Pour les mesures des pertes, nous avons utilisés une fibre optique se déplaçant et collectant la lumière diffusée depuis la surface des guide d'ondes planaires. Les figure 3(a) et (b) illustrent Les résultats de l'atténuation optique du mode fondamental TE (transverse électrique) guidé dans les couches minces de ZnO préparées avec des concentrations de 0,7M et 0,8M. Les pertes optiques ont été estimés à α = 0,8 et 1,5 dB/cm, respectivement.

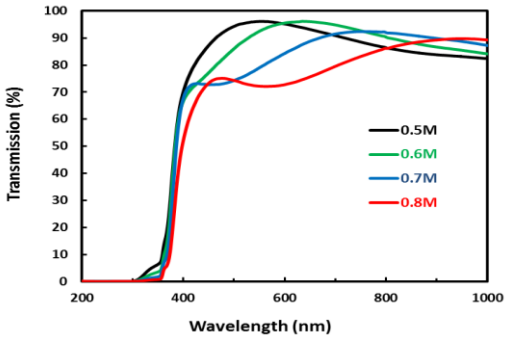


Fig. 2 : Spectre de transmission des couches minces de ZnO en fonction de la concentration du sol.

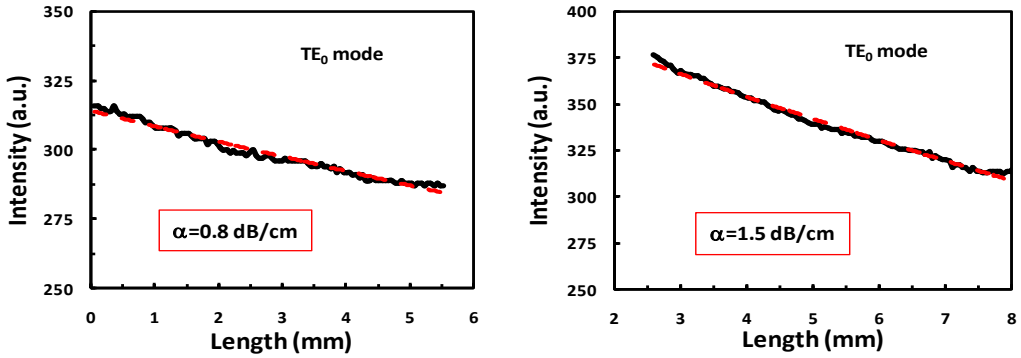


Fig. 3 : Pertes optiques des guides d'ondes planaires de ZnO avec un fit exponentiel (courbe en rouge) préparés avec des concentrations : (a) 0,7M, (b) 0,8M.

4. CONCLUSION

En résumé, l'étude des propriétés structurales, morphologiques et optiques de couches minces de ZnO synthétisées par procédé sol-gel en fonction de la concentration du précurseur a été réalisée. Les guides d'ondes fabriqués sont monomodes et présentent un bon confinement optique. Les pertes optiques ont été estimées à α = 0,8 et 1,5 dB/cm pour les guides planaires préparés avec des concentrations de 0,7M et 0.8M, respectivement. Ces pertes sont relativement faibles comparées à celles rapportées dans la littérature.

RÉFÉRENCES

[1] I. Gonzalez-Valls and M. Lira-Cantu, "Vertically-aligned nanostructures of ZnO for excitonic solar cells: a review," Energy Environ. Sci., vol. 2, pp. 19-34, 2009.

[2] HY. Lin, CL. Cheng, YS. Lin, Y. Hung, CY. Mou and YF. Chen, "Integrated nanophotonic hubs based on ZnO-Tb$(OH)_3$/SiO_2 nanocomposites," Nanoscale Res. Lett., vol. 6, no.1 p. 503-509, 2011.

[3] R. Triboulet and J. Perrière, "Epitaxial growth of ZnO films," Prog. Cryst. Growth Charact. Mater., vol. 47, pp. 65-138, 2003.

[4] S. J. Lim , S. Kwon, H. Kim, " ZnO thin films prepared by atomic layer deposition and rf sputtering as an active layer for thin film transistor," Thin Solid Films, vol. 516, pp. 1523-1528, 2008.

[5] A. El-Yadouni, A. Boudrioua, J. C. Loulergue, V. Sallet and R. Triboulet, " Growth and optical characterization of ZnO thin films deposited on sapphire substrate by MOCVD technique," Optical Materials, vol. 27, pp. 1391-1395, 2005.

[6] L. Znaidi, T. Touam, D. Vrel, N. Souded, S. Ben Yahia, O. Brinza, A. Fischer and A. Boudrioua, " ZnO thin films synthesized by sol-gel process for photonic applications," Acta Physica Polonica A, vol. 121, pp. 165-168, 2012.

[7] R. Ulrich and R. Torge, "Measurement of thin film parameters with a prism coupler," Applied Optics, vol. 12, pp. 2901-2908, 1973.

GUIDE D'ONDE Si_3N_4 POUR LE VISIBLE : SIMULATION ET FABRICATION

Yida Wen[1, 2], David Barat[1], Bernard Bavoux[1], Béatrice Dagens[2, 3]

[1] *PSA Peugeot Citroën, Direction Scientifique, Centre technique de Vélizy, route de Gisy 78140 Vélizy-Villacoublay, France*

[2] *Institut d'Électronique Fondamentale UMR CNRS 8622, Université de Paris-Sud, 91405 Orsay, France*

[3] *Centre National de la Recherche Scientifique, 91405 Orsay, France*

yida.wen@mpsa.com

RÉSUMÉ

Pour une application dans le visible, les matériaux utilisés en optique guidée sont souvent des diélectriques comme le nitrure de silicium (Si_3N_4). Pour bénéficier des faibles pertes optiques de ce matériau dans le visible et l'infrarouge, un composant intégré optique passif a été fabriqué sur un substrat SiO_2 pour guider le mode fondamental **TE** sur quelques centimètres. Nous présentons dans cet article nos travaux récents sur l'optimisation des dimensions du guide d'onde en Si_3N_4 sur SiO_2 et sa fabrication en salle blanche.

MOTS-CLEFS : *propagation guidée; optique intégrée passive; nanophotonique*

1. INTRODUCTION

Un milieu diélectrique avec un indice de réfraction élevé, par exemple $n \approx 2$ pour Si_3N_4 à 633 nm, peut être utilisé pour confiner un faisceau optique avec des pertes optiques faibles. La conception de ce type de guide d'onde en Si_3N_4 dans le visible et l'infrarouge est connue depuis une trentaine d'années [1,2]. Les propriétés optiques des modes transversaux (**TE** ou **TM**) dépendent fortement des dimensions du guide d'onde [3,4]. La lithographie électronique permet aujourd'hui de réaliser ce type de guides, monomodes et pour le visible, ayant donc des largeurs inférieures à 300 nm, et sur des grandes longueurs.

Dans cet article, nous étudierons d'abord les propriétés optiques des modes guidés dans un ruban Si_3N_4 sur substrat SiO_2 en résolvant les équations de Maxwell avec les conditions aux limites imposées par la géométrie du guide d'onde. Nous calculerons par la suite l'indice effectif des modes guidés dans le rouge en fonction de la largeur et de l'épaisseur du guide pour trouver tous les modes guidés possibles. Ensuite nous comparerons les résultats de simulation de la méthode de l'indice effectif [5] avec ceux obtenus à l'aide d'un logiciel commercial qui utilise la méthode de différences finies dans le domaine temporel. Enfin nous présenterons le procédé de fabrication de notre guide d'onde en salle blanche.

2. SIMULATION NUMERIQUE DE LA DIMENSION DU GUIDE

Nous considérons un ruban droit en Si_3N_4 sur une couche épaisse de SiO_2 déposée sur un substrat de Si. La silice permet d'éviter une proximité entre le guide et le silicium qui induirait des fuites optiques. Pour optimiser les valeurs de l'épaisseur et de la largeur du guide en Si_3N_4 permettant une propagation du mode fondamental $\mathbf{TE_{00}}$ ainsi qu'une propagation négligeable des autres modes transversaux d'ordre plus élevé, la méthode de l'indice effectif a été utilisée. Cette méthode permet d'établir un modèle numérique avant la réalisation expérimentale en calculant l'indice effectif en fonction des paramètres géométriques de la structure *diélectrique/Si_3N_4/SiO_2* en 2D (cf. Figure 1) et en prenant comme valeurs d'indices de réfraction $n_{1,2,3}$ celles obtenues par ellipsométrie [6]. Le schéma du guide est présenté sur la Fig.1 à gauche. Selon la méthode EIM, la première étape est de diviser la structure en trois zones diélectriques horizontales : $\mathbf{I}(y < -\frac{a}{2})/\mathbf{II}(-\frac{a}{2} < y < \frac{a}{2})/\mathbf{I}(y > \frac{a}{2})$. Nous supposons que pour les 3 zones seul le mode **TE** est guidé.

En revanche, les paramètres de propagation dans la zone **II** et **I** pour ce mode transversal sont différents. Enfin, l'indice de réfraction du diélectrique étant supposé proche du substrat en SiO_2 à la longueur d'onde de travail dans le visible, la valeur de l'indice effectif est $n_{\mathbf{I}} \approx n_{\mathbf{1}} \approx n_{\mathbf{3}}$ pour la zone **I.** Pour la zone **II**, les indices effectifs $n_{\mathbf{II}}$ sont calculés en fonction de l'épaisseur $\boldsymbol{t}$ de la couche Si_3N_4 non-cristalline à l'aide de la méthode EIM à 1D. La méthode numérique Newton-Raphson [7] est utilisée dans Matlab pour résoudre rapidement les équations de valeurs propres des modes **TE** et **TM**. Une fois les indices effectifs de la zone **II** $n_{\mathbf{II}}$ déterminés, la deuxième étape consiste à calculer l'indice effectif global en considérant une structure horizontale **I/II/I** dont la couche diélectrique au milieu est limitée par sa largeur $\boldsymbol{a}$. Enfin, la constante de propagation, en fonction des dimensions du guide d'onde $\beta(\boldsymbol{t}, \boldsymbol{a})$ correspondant à chaque mode transversal guidé $\mathbf{TE}_{xy}$, est déterminée. Cette constante de propagation est liée directement à l'indice effectif global du guide à 2D. L'optimisation des dimensions $\boldsymbol{t}$ et $\boldsymbol{a}$ du guide Si_3N_4 est faite afin de maximiser la propagation du mode fondamental $\mathbf{TE}_{00}$ en évitant la concurrence avec les autres modes transversaux.

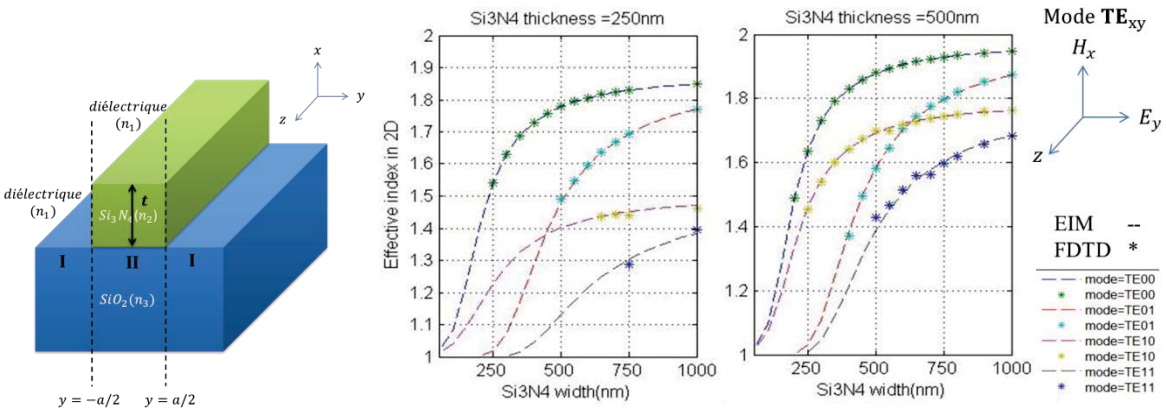


Fig. 1 : gauche : Schéma de la structure *diélectrique/Si_3N_4/SiO_2*, le guide d'onde en Si_3N_4 (n_2) sur substrat SiO_2 (n_3) est planarisé par un diélectrique ($n_1 \approx n_3$); droite : Résultats de la simulation de l'indice effectif à 2D en fonction de la largeur du guide et pour deux épaisseurs. La méthode EIM est représentée par des -- et la méthode FDTD par des * pour les modes guidés $\mathbf{TE}_{00,01,10,11}$.

Pour valider la méthode EIM, une autre simulation à l'aide du logiciel LUMERICAL FDTD Solution a été faite avec un nombre de points d'échantillonnage $(\boldsymbol{t}, \boldsymbol{a})$ suffisant pour permettre une comparaison efficace. Les résultats de simulation du mode $\mathbf{TE}_{00,01,10,11}$ en fonction de la largeur du guide pour deux épaisseurs $\boldsymbol{t}$ sont présentés sur la Fig. 1 à droite avec un indice effectif proche entre celui du matériau diélectrique et le SiO_2 ($n_1 \approx n_3$), une longueur d'onde de 633 nm et une épaisseur de substrat SiO_2 de 2 µm. Puisque le profil du mode $\mathbf{TE}_{00}$ est probablement un cercle, le profil rectangulaire du guide est préféré. Selon les résultats de simulation, la largeur du guide Si_3N_4 doit être inférieure à 300 nm pour une épaisseur de 250 nm afin que le mode fondamental soit dominant dans le guide.

3. FABRICATION DU GUIDE D'ONDE Si_3N_4

La fabrication du guide d'onde en Si_3N_4 avec les dimensions obtenues par les simulations précédentes a été faite à la Centrale Technique Universitaire (CTU-Minerve) au laboratoire IEF. Le procédé se compose principalement des étapes suivantes : le dépôt des couches minces en SiO_2 et en Si_3N_4 et la lithographie suivie de la gravure pour la définition du guide [8]. Pour déposer une couche mince de quelques centaines de nanomètres à quelques microns au-dessus de la plaquette de silicium, la technologie de dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD) a été choisie. Comme la largeur du guide d'onde est inférieure au µm, un process de lithographie par faisceau d'électron (e-beam) a été optimisé par la suite. Enfin, une étape de gravure ionique réactive (RIE) est utilisée pour transférer le motif de la lithographie dans le Si_3N_4. Le premier résultat du

process complet est illustré sur la Fig. 2. Au niveau de la rugosité et de la continuité du guide ce premier résultat est satisfaisant. La caractérisation des pertes optiques de propagation dans le guide d'onde est à venir.

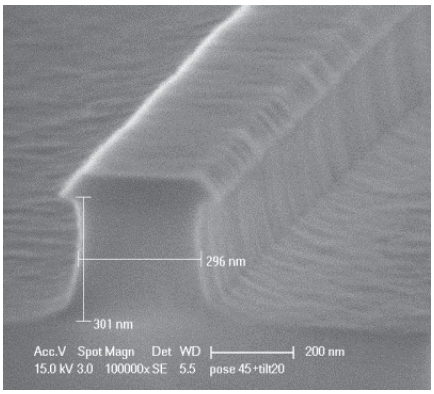


Fig. 2 : Image au MEB d'un échantillon du guide d'onde Si_3N_4 fabriqué à la CTU de l'université Paris-sud.

CONCLUSION

Dans cet article, nous avons utilisé la méthode de l'indice effectif pour concevoir un guide d'onde optique monomode dans le visible. Les résultats de simulation à l'aide de la méthode EIM et d'un logiciel FDTD ont été comparés et les dimensions du guide optimisées. Enfin, un procédé de fabrication en salle blanche a été mis au point de façon à pouvoir mesurer prochainement les propriétés optiques du guide d'onde en Si_3N_4.

Nous remercions J.-R. Coudevylle et A. Aassime pour leur aide précieuse dans l'optimisation des étapes de fabrication en salle blanche et M. Fevrier pour son apport scientifique sur les simulations. Une partie du financement de ce projet vient de l'association nationale de la recherche et de la technologie avec le numéro de convention CIFRE-2011/1610.

RÉFÉRENCES

[1] W. Stutius et W. Streifer, "Silicon nitride films on silicon for optical waveguides," Appl. Opt., vol. 16, n° 12, p. 3218‑3222, 1977.

[2] C. H. Henry et al., "Low loss Si_3N_4-SiO_2 optical waveguides on Si," Appl. Opt., vol. 26, n° 13, p. 2621‑2624, 1987.

[3] D. Dai et al., "Mode conversion in tapered submicron silicon ridge optical waveguides," Optics Express, vol. 20, n° 12, p. 13425‑13439, 2012.

[4] J. F. Bauters et al., "Silicon on ultra-low-loss waveguide photonic integration platform," Optics Express, vol. 21, n° 1, p. 544‑555, 2013.

[5] A. Yariv et P. Yeh, *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications (sixth edition)*. Oxford University Press, Inc., 2006.

[6] R.M.A. Azzam et N.M. Bashara, *Ellipsometry and Polarized Light*. Elsevier, Amsterdam 1987.

[7] A. Ben-Israel, "A Newton-Raphson method for the solution of systems of equations," J. Math. Anal., vol. 15, p. 243‑252, 1966.

[8] N. Daldosso et al., "Fabrication and optical characterization of thin two-dimensional Si_3N_4 waveguides," Materials Science in Semiconductor Processing, vol. 7, n° 4‑6, p. 453‑458, 2004.

GÉNÉRATION PARAMÉTRIQUE SPONTANÉE DISSYMÉTRIQUE EN FRÉQUENCE DANS UNE FIBRE MICROSTRUCTURÉE

Margaux Barbier[1], Philippe Leproux[2], Philippe Roy[2], Philippe Delaye[1]

[1] *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, 2 avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau, France*

[2] *Université de Limoges, XLIM, UMR CNRS 7252, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges, France*

RÉSUMÉ

Nous présentons des résultats expérimentaux mettant en évidence la génération, par mélange à quatre ondes spontané amplifié en régime de dispersion normale dans le cœur en silice d'une fibre microstructurée, de bandes spectrales dissymétriques en fréquence par rapport au spectre de pompe injecté. Une analyse systématique de ce phénomène nous permet de mettre en évidence le rôle essentiel du processus non linéaire d'automodulation de phase dans l'obtention d'un tel phénomène de mélange à quatre ondes dissymétrique en fréquence.

MOTS-CLEFS : *mélange à quatre ondes ; automodulation de phase ; dispersion normale ; dissymétrie en fréquence*

1. INTRODUCTION

La génération de paires de photons corrélés par mélange à quatre ondes (ou *four-wave mixing*, FWM) spontané dans des fibres microstructurées (ou *photonic crystal fibre*, PCF) ouvre la voie à de nombreuses applications, en particulier dans le domaine des réseaux de télécommunications quantiques tout fibrés. Lors du processus de FWM dégénéré en fréquence, deux photons de pompe de pulsation ω_p sont annihilés pour créer simultanément un photon signal et un photon complémentaire (ou *idler*) aux pulsations respectives ω_s et ω_i telles que $\omega_s + \omega_i = 2\omega_p$ (conservation de l'énergie). Ce processus non linéaire a lieu de manière efficace seulement lorsque la condition d'accord de phase (c'est-à-dire de conservation de l'impulsion) est vérifiée.

La dispersion de vitesse de groupe de la PCF à cœur de silice utilisée dans nos expériences (figure 1 (a)) a été déterminée expérimentalement par une mesure de temps de vol, pour des longueurs d'onde comprises entre 740 nm et 930 nm. Le résultat obtenu est cohérent avec celui que fournit le modèle analytique proposé par Saitoh et Koshiba [1]. En particulier, nous estimons la valeur de la longueur d'onde de dispersion nulle de cette fibre : $\lambda_0 = 834$ nm. De plus, nous pouvons en déduire la courbe d'accord de phase pour le FWM dégénéré en fréquence, donnée en figure 1 (b), sur laquelle nous constatons l'existence d'une asymptote verticale vers 832 nm. Ainsi, le FWM ne doit pas pouvoir être réalisé de manière efficace si la longueur d'onde de pompe est inférieure à cette valeur limite.

Nos observations expérimentales sont en contradiction avec cette prédiction. En effet, nous constatons par exemple qu'un processus de FWM spontané amplifié *efficace* a bien lieu lorsqu'on injecte des impulsions à 815 nm, avec génération de bandes spectrales signal et idler autour de 925 nm et 745 nm respectivement (figure 1 (c)), contrairement à ce que prédit la courbe d'accord de phase. De manière plus étonnante encore, nous observons que ce FWM est *dissymétrique en fréquence* : la somme des pulsations signal et idler générées n'est pas égale au double de la pulsation de l'onde injectée dans la fibre ($\omega_{inj} = 2\pi c/\lambda_{inj}$). Ce résultat ne signifie pas, bien entendu, que la condition de conservation de l'énergie n'est pas respectée, mais plutôt que les paires de photons signal et idler ne sont pas générées par deux photons à la pulsation ω_{inj} mais à une pulsation légèrement différente ω_{source} telle que $2\omega_{source} = \omega_s + \omega_i$.

Pour comprendre l'origine de ce phénomène, nous avons réalisé des séries de mesures de spectres en fonction de la longueur d'onde du faisceau laser injecté dans la fibre d'une part, et en fonction de la puissance crête des impulsions injectées d'autre part. L'analyse des résultats obtenus met en évidence le rôle essentiel du phénomène d'automodulation de phase (ou *self-phase modulation*, SPM) dans l'obtention d'un FWM *efficace* et *dissymétrique en fréquence* en régime de dispersion normale.

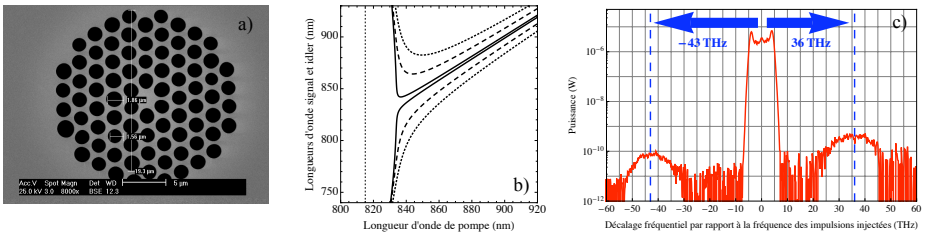


FIGURE 1 : (a) Coupe transverse de la PCF à cœur de silice utilisée ; (b) Courbe d'accord de phase calculée (pour trois puissances crêtes de pompe P_p différentes) à partir de la mesure de la dispersion de la fibre (trait plein : $P_p = 1$ W ; tirets : $P_p = 50$ W ; pointillés : $P_p = 200$ W) ; (c) Exemple de spectre dissymétrique obtenu en régime de dispersion normale (résolution de l'analyseur de spectre optique : 2 nm = 0,9 THz), en injectant, dans le mode fondamental de la fibre (de 1,3 m de long), des impulsions sécantes hyperboliques picosecondes de quelques centaines de watts de puissance crête, avec un taux de répétition de 80 MHz, et à la longueur d'onde $\lambda_{inj} = 815$ nm. Le spectre de pompe a subi un élargissement d'un facteur de l'ordre de 100 par SPM [2].

2. ÉTUDE EN FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE INJECTÉE

Selon la valeur de λ_{inj}, trois régimes de fonctionnement apparaissent distinctement (figure 2 (a)) :

- le premier régime (zone I), correspondant aux valeurs de λ_{inj} bien supérieures à λ_0 (régime de dispersion anormale), et pour lequel les résultats expérimentaux suivent bien les prévisions fournies par la courbe d'accord de phase que nous avons calculée : les points expérimentaux (maxima des bandes paramétriques) sont bien situés sur cette courbe d'accord de phase ;
- le deuxième régime (zone II.a), correspondant aux valeurs de λ_{inj} bien inférieures à λ_0 (régime de dispersion normale), et pour lequel nous observons le FWM dissymétrique en fréquence ;
- un régime de transition entre ces deux premiers régimes (zone II.b), pour lequel nous constatons que les bandes paramétriques présentent chacune deux maxima locaux (figure 2 (b)). La dissymétrie en fréquence est observée pour les deux couples de maxima (internes et externes).

La figure 2 (c) reporte l'écart spectral (en fréquence) $\nu_{source} - \nu_{inj}$ en fonction de ν_{inj} ($= \omega_{inj}/2\pi$), permettant de bien visualiser la dissymétrie qui survient lorsqu'on passe en régime de dispersion normale. ν_{source} est calculée simplement grâce à la condition de conservation de l'énergie, à partir des fréquences ν_s et ν_i mesurées au maximum des bandes paramétriques.

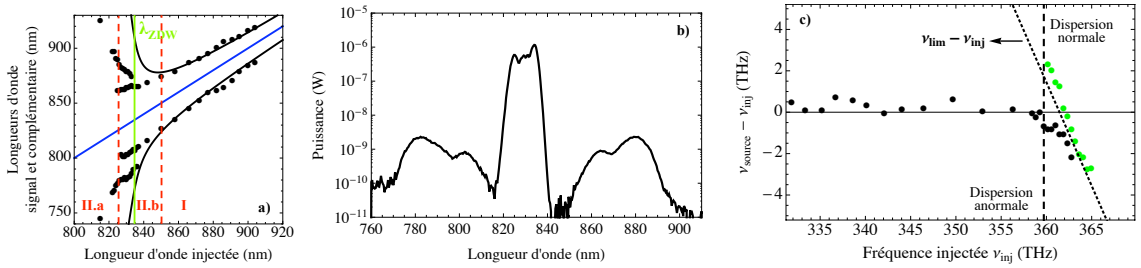


FIGURE 2 : (a) Comparaison de la position expérimentale des bandes paramétriques (pour une puissance crête injectée quasi-constante – environ 100 W) avec la courbe d'accord de phase. La droite bleue, d'équation $y = x$, représente la valeur de λ_{inj} ; (b) Spectre typique obtenu en zone II.b ; (c) Décalage entre la fréquence source et la fréquence injectée en fonction de la fréquence injectée. En noir, résultats obtenus en régime de dispersion anormale et à partir des bandes paramétriques internes. En vert, résultats obtenus à partir des bandes paramétriques externes. La droite en pointillés a pour équation $\nu_{lim} - \nu_{inj} = f(\nu_{inj})$, avec $\nu_{lim} = 361{,}5$ THz, soit $\lambda_{lim} = c/\nu_{lim} = 830$ nm.

3. ÉTUDE EN FONCTION DE LA PUISSANCE INJECTÉE

À l'accord de phase, le gain d'amplification croît exponentiellement avec la puissance de pompe et avec la longueur d'interaction L_{FWM}, autrement dit le niveau des bandes paramétriques ($P_{s,i}$ en dBm) doit croître *linéairement* avec la puissance crête injectée dans la fibre P_{inj} (en W), avec une pente proportionnelle à L_{FWM}. L_{FWM} peut être inférieure à la longueur totale de la fibre (L_{fibre}) sous l'effet des pertes linéaires et du walk-off temporel. Ces deux effets étant faiblement variables avec λ_{inj}, nous pourrons considérer que cette longueur d'interaction est identique pour les trois valeurs de λ_{inj} testées.

Nous avons relevé $P_{s,i}$ en fonction de P_{inj} pour trois longueurs d'onde injectées caractéristiques des trois régimes de fonctionnement (873 nm, 830 nm et 825 nm). Les points obtenus à 873 nm (zone I, dans laquelle notre modèle théorique décrit bien ce que nous observons expérimentalement – cf. figure 2 (a)) s'alignent bien sur une droite (figure 3 (a)), dont la pente nous indique que $L_{FWM} \sim 0,7 L_{fibre}$.

Par ailleurs, le gain d'amplification à l'accord de phase étant lui-même peu dépendant de la longueur d'onde de pompe, les différentes séries de points devraient être alignées sur *la même* droite (même pente, même seuil), ce qui n'est pas le cas en pratique d'après la figure 3 (a). En régime de dispersion anormale, toute la puissance contenue dans les impulsions injectées est utilisée comme pompe pour le FWM. En revanche, ce n'est pas le cas en régime de dispersion *normale*, où seule la partie du spectre qui est *repassée en régime de dispersion anormale sous l'effet de l'élargissement par SPM* est effectivement utilisée. Ainsi, λ_{source} $(= c/\nu_{source})$ est légèrement décalée par rapport à λ_{inj}, d'où la dissymétrie du phénomène. En traçant l'évolution de $P_{s,i}$ en fonction de cette puissance utile (et non plus de la puissance totale injectée), nous devrions donc pouvoir retrouver l'alignement des différentes séries de points sur la même droite (celle sur laquelle sont alignés les points obtenus à 873 nm). Nous avons montré que l'alignement commun était effectivement rétabli à condition de ne considérer comme puissance utile que la puissance contenue dans la partie du spectre (élargi par SPM) située au-delà de 828 nm (figure 3 (b)).

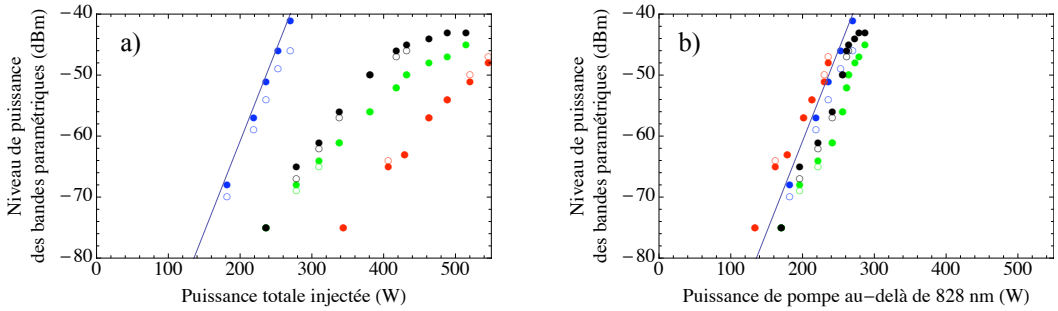


FIGURE 3 : Points expérimentaux représentant le niveau des bandes paramétriques en fonction de la puissance crête totale injectée (a) ou de la puissance crête utile (b). Ronds pleins : signal ; Ronds vides : idler. Bleu : régime de dispersion anormale ($\lambda_{inj} = 873$ nm) ; Rouge : régime de dispersion normale ($\lambda_{inj} = 825$ nm) ; Vert et noir : maxima internes et externes, respectivement, dans le régime de transition ($\lambda_{inj} = 830$ nm).

CONCLUSION

Toutes ces observations mettent en évidence que le phénomène de FWM dissymétrique peut être observé lorsque les conditions suivantes sont réunies : 1) l'existence d'une asymptote verticale vers λ_0 sur la courbe d'accord de phase, prévoyant l'absence de FWM efficace en régime de dispersion normale, 2) l'utilisation d'une longueur d'onde de pompe inférieure à λ_0, et 3) un élargissement du spectre des impulsions injectées par SPM assez important pour faire repasser une partie de ce spectre au-delà de λ_0 typiquement. Ce phénomène a le mérite d'offrir un *prolongement* de la plage spectrale sur laquelle le FWM peut avoir lieu de manière efficace : au lieu d'être limité à des longueurs d'onde de pompe supérieures à λ_0, l'expérimentateur peut utiliser des longueurs d'onde inférieures à cette limite usuelle, à condition simplement de disposer d'une puissance de pompe et/ou d'une longueur d'interaction assez élevées pour élargir suffisamment le spectre de pompe par SPM.

REMERCIEMENTS

Ce travail est réalisé dans le cadre du projet C'Nano Île-de-France GÉNÉPHY. Margaux Barbier remercie la DGA pour son soutien financier.

RÉFÉRENCES

[1] K. Saitoh and M. Koshiba, "Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers," *Opt. Express*, vol. 13, p. 267, 2005.

[2] M.-C. Phan Huy, A. Baron, S. Lebrun, R. Frey, and P. Delaye, "Characterization of self-phase modulation in liquid filled hollow core photonic band gap fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, p. 1886, 2010.

ETUDE DE LA PROPAGATION MONOMODE DANS UNE FIBRE MICROSTRUCTUREE EFFILEE

Aymen BELHADJ TAHER[1-2], Faouzi BAHLOUL[1], Philippe DI BIN[2] et Rabah ATTIA[1]

1 Unité de Recherche Composants et Systèmes Electroniques UR-CSE, Ecole Polytechnique de Tunisie, EPT, BP. 743, 2078, La Marsa, Tunis, Tunisie
2 Xlim-Département photonique UMR CNRS 7252, Faculté des Sciences et Techniques de Limoges 123, avenue Albert Thomas, 87060 Limoges cedex

faouzi.bahloul@enit.rnu.tn

RÉSUMÉ

Dans cette communication, nous étudions par simulations numériques BPM les pertes et la conservation du caractère monomodal fondamental de la propagation dans une fibre microstructurée air-silice (FMAS) effilée. Nous montrons que ce caractère est conservé pour un taper aussi court que 1mm avec une perte de propagation nulle, ceci pour tous les exemples de FMAS étudiées. Il est donc envisageable d'obtenir des réductions de rayons de champs mode sur de très courtes longueurs pour permettre l'excitation simplifiée de fibres microstructurées à très faible diamètre de cœur pour des applications à l'optique non-linéaire.

MOTS-CLEFS : FMAS ; taper ; mode fondamental ; perte de propagation.

1. INTRODUCTION

Les fibres microstructurées air-silice présentent des propriétés variées et exceptionnelles qui les rendent indispensables tant dans le domaine de la propagation guidée linéaire que non-linéaire. Leur utilisation est toutefois rendue difficile par leur dimensions et formes de cœur non standard qui les rendent difficiles à interfacer avec des fibres classiques, et rend l'injection de fortes puissances complexe.

Le taper à fibre microstructurée offre des opportunités de solutions aptes à répondre à cette problématique. La réduction progressive du diamètre d'une FMAS permet une mise à l'échelle des modes guidés pour optimiser le couplage de puissance entre deux fibres de dimensions différentes [1]. Il convient toutefois de s'assurer de faibles pertes et du maintien d'une propagation monomode en cours de propagation.

Dans cette communication, nous étudions à travers des simulations BPM, les pertes de propagation et le caractère monomode fondamental de la propagation dans des tapers FMAS caractérisés par les différents paramètres optogéométriques tels que la longueur du taper (L), le diamètre des trous(d) de la FMAS, leur espacement (Λ) et le coefficient de réduction de la structure (CR). L'objectif est la recherche des conditions limites en termes de longueur L et de coefficient de réduction CR pour obtenir de faibles pertes et une propagation sans couplage vers des modes d'ordre supérieurs et de gaine. Les simulations sont complétées par une analyse du respect du critère d'adiabaticité.

2. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE SIMULEE ET DES CALCULS REALISES

Les simulations sont réalisées par un logiciel BPM-Finite difference method du commerce en mode scalaire. Nous avons modélisé le profil d'indice d'une FMAS à 5 couronnes de trous d'air dont les dimensions diminuent progressivement selon un profil linéaire selon l'axe de propagation avec un coefficient de réduction CR, représentant le rapport entre la dimension finale et la dimension initiale de la structure, prenant les valeurs {0.1 ; 0.125 ; 0.15 ; 0.175 ; 0.2 ; 0.25}. Nous avons simulé cette structure pour différents diamètres des trous d'air (d) avec des différentes valeurs d'espacement (Λ), et

de valeurs du rapport d/Λ= {0.4 ; 0.6 ; 0.8}. Nous avons fait toutes les simulations pour différentes valeurs de longueur du taper L= {0.1 ; 0.25 ; 1 ; 5 ; 10 ; 20 ; 30 mm}. La fenêtre de calcul BPM suivant les dimensions transversales x et y est un carré de 15µm de coté, les pas de discrétisation suivant x et y sont fixés à 0.015µm et 0.25µm suivant z.

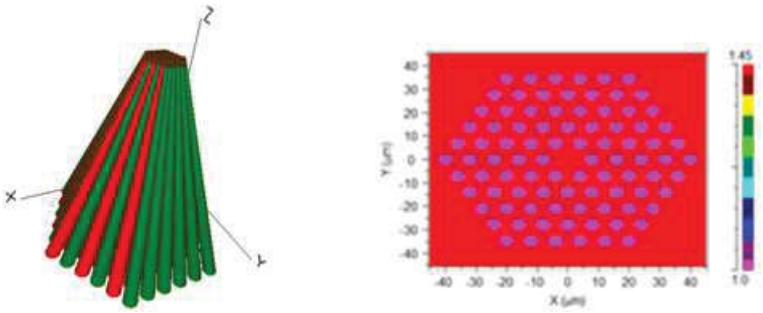


Figure 1: Structure du taper FMAS simulé en 3D (Les trous d'air sont représentés par les zones de couleurs. La silice n'est pas représentée graphiquement), et son profil d'indice (coupe transversale).

La longueur d'onde est fixée à 1550 nm. Le champ injecté dans la structure est le mode fondamental de la section d'entrée du taper qui a été précédemment calculé. En cours de propagation, la répartition du champ est enregistrée périodiquement à intervalle régulier afin d'évaluer les conditions de propagation en fonction de la réduction de la taille de la microstructure. En fin de propagation, le champ est enregistré puis traité numériquement pour d'une part calculer les pertes de propagation, et d'autre part pour vérifier que le champ de sortie obtenu est bien le mode fondamental de la microstructure. Cette vérification est obtenue en calculant la valeur α^2 de l'intégrale de recouvrement entre ce champ issu de la propagation BPM et le mode fondamental de cette structure calculé par ailleurs.

Enfin, dans le but de valider les résultats numériques obtenus, nous évaluerons le respect du critère d'adiabaticité [2,3] des tapers simulés pour vérifier que le comportement monomodal fondamental est bien conservé tout au long du taper. Nous analyserons le couplage vers le mode LP_{02} qui est le mode de même symétrie et d'ordre juste supérieur au mode fondamental afin de vérifier la conservation de la propagation monomodale. L'analyse des conditions de couplage vers le mode de la gaine microstructurée appelé FSM (Fondamental Space-filling Mode) permet de contrôler les conditions limites du guidage dans le taper et donc l'apparition de pertes [4].

3. RESULTATS ET DISCUSSION

Les analyses des résultats de simulations portent sur deux points, les pertes et le caractère monomode fondamental de la propagation.

Les pertes de propagation dans le taper sont soumises à deux causes. La première est la limite de guidage du mode fondamental qui intervient lorsque le diamètre du cœur devient trop faible. Les simulations numériques ont mis évidence ce phénomène lorsque le diamètre du cœur $\Phi=2\Lambda$ devenait trop faible et passait, par exemple, sous la barre des 1.6 µm pour un d/Λ égal à 0.8. Il en résultera une limitation du coefficient de réduction CR que l'on peut appliquer à cette fibre le long du taper.

La seconde cause est due aux pertes par couplage propagatif vers le mode de gaine (FSM) [3]. Le calcul du critère d'adiabaticité permet de donner une limite maximale à la pente du taper et donc une limite minimale à la longueur du taper L.

Les pertes de propagation du mode fondamental pour des longueurs L de taper de 1 à 30 mm, des coefficients de réductions compatibles avec le guidage du mode fondamental et des rapports d/Λ de 0,4 à 0,8, sont négligeables car de l'ordre du centième de dB avec des valeurs de α^2 invariablement égales à 1. Pour des longueurs inférieures (250 puis 100µm), on observe une propagation avec fuite progressive vers la gaine, ce qui se traduit par une diminution de α^2 vers des valeurs de l'ordre de 0.96

et des pertes du mode fondamental limitées à 0.18 dB (Fig. 2) pour un coefficient de réduction de 0.175 et une longueur L de 100µm (d/Λ = 0.6). Les pertes deviennent plus importantes lorsque le pas de la microstructure Λ augmente comme le montre le second exemple de la figure n°2. Les pertes atteignent 0.85 dB pour Λ=12 µm (d/Λ=0.6).

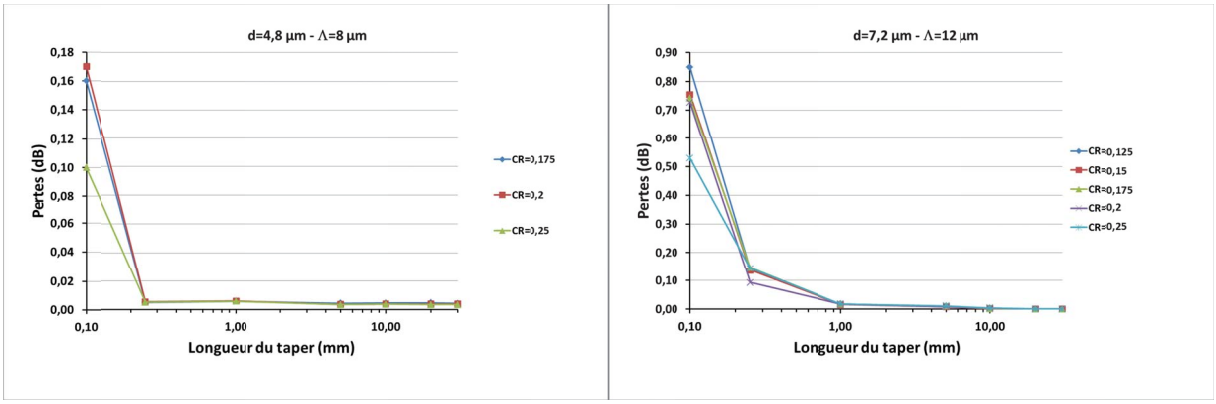


Figure 2 : Variation des pertes fonction de la longueur du taper pour deux structures différentes

La figure n°3 montre quelques exemples de champs enfin de propagation ce qui met en évidence la conservation du caractère monomode de la propagation comme le calcul de α^2 le montrait et comme attendu par l'évaluation du critère d'adiabaticité. Seule apparait de la puissance dans la gaine optique pour le taper le plus court (L=100µm) ce qui traduit un léger couplage de la puissance du mode fondamental vers le mode de gaine.

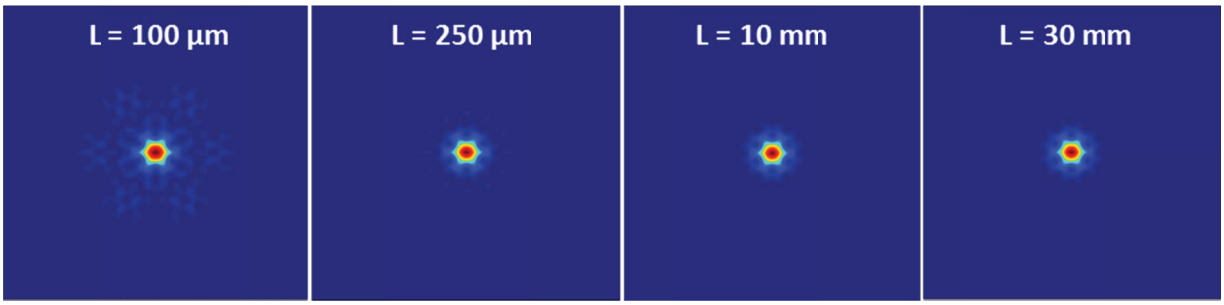


Figure 3: Répartitions du champ à la sortie du taper pour différentes longueurs L (d/Λ=0.6,Λ =8µm et CR=0.2).

CONCLUSION

Nous avons étudié numériquement dans cette communication un taper FMAS en calculant les pertes de propagation en fonction des paramètres optogéométriques. Nous avons démontré que le caractère monomodal fondamental de la propagation est conservé avec des pertes nulles pour des tapers aussi courts que 1 mm. Nous obtenons ainsi un composant compact qui est permettra de réaliser l'adaptation des tailles de modes entre deux FMAS de dimensions différentes jusqu'à des rapports de réduction de 1 à 8.

RÉFÉRENCES

[1] G. E. Town and J.T. Lizier, "Tapered holey fibers for spot-size and numerical –aperture conversion", Optics Letters, Vol. 26, No. 14, pp. 1042-1044, 2001.
[2] 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, No. 5, pp. 343-354, 1991
[3] H. C. Nguyen, B. T. Kuhlmey, E. C. Magi, P. Domachuk, C. L. Smith and B. J. Eggleton, "Adiabatic mode transition in photonic crystal fiber tapers", Conference on Lasers and Electro-Optics, Vol. 1, pp. 50-52, 2005.
[4] S.Laflamme, S. Lacroix, J. Bures, and X. Daxhelet, "Understanding power leakage in tapered solid core microstrutured fibers", Optics Express, Vol.15, No. 2, pp. 387-396, 2007.

MESURE PAR LA MÉTHODE S² DE LA COMPOSITION MODALE D'UNE FIBRE À MODE FONDAMENTAL APLATI

Pierre Calvet[1,2], Constance Valentin[2], Yves Quiquempois[2], Géraud Bouwmans[2], Laurent Bigot[2], Marc Douay[2], Arnaud Mussot[2] and Emmanuel Hugonnot[2]

[1] *Commissariat à l'Energie Atomique et aux Énergies Alternatives, Centre d'Etudes Scientifiques et Techniques d'Aquitaine, 15 avenue des Sablières, CS 60001, 33116 Le Barp Cedex,, France*
[2] *Université Lille 1, IRCICA, USR CNRS 3380, Laboratoire PhLAM, UMR CNRS 8523, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex France*

pierre.calvet@cea.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons les mesures, par une méthode S^2 de la composition modale des fibres optiques microstructurées permettant d'obtenir un faisceau de profil d'intensité aplati. La mesure de cette composition modale permet de nous assurer que la fibre est monomode afin de fournir un faisceau cohérent spatialement. La maîtrise de l'influence des paramètres opto-géométriques de ces fibres, nous a permis d'obtenir un large diamètre de mode tout en conservant un caractère monomode.

MOTS-CLEFS : *Fibre microstructurée; Mise en forme spatiale ; Mesure modale*

0. INTRODUCTION

Les technologies fibrées présentent un énorme potentiel d'amélioration de la compacité, de la stabilité et de la fiabilité des systèmes lasers [1]. Les progrès récents montrent clairement leur capacité à délivrer des impulsions de forte puissance ou énergie pour des applications industrielles, pour des applications médicales, pour les études fondamentales des processus d'interaction laser-matière ou pour injecter des installations laser de puissance telles que le LMJ ou le NIF [2]. Généralement, le faisceau de sortie d'une fibre monomode est gaussien ainsi le flux d'intensité atteignant la cible n'est pas uniforme transversalement. Pour certaines applications, il est avantageux de transformer le faisceau gaussien en un faisceau aplati. Pour cela, diverses techniques existent mais elles causent des pertes ou des difficultés d'alignement [3]. Afin d'éviter l'utilisation de telles techniques complexes et couteuses, une solution élégante et efficace est de réaliser un système fibré qui délivre directement un profil de forme aplatie. Des fibres fortement multimodes permettent d'atteindre ce but et des profils plats ont déjà été démontré [4]. Par contre, la cohérence spatiale du faisceau est très faible, alors la profondeur de champ des faisceaux délivrés par ces fibres est trop courte pour de nombreuses applications.

Ainsi, une solution intéressante et fiable est d'utiliser une fibre présentant un profil d'indice particulier permettant d'aplatir le profil d'intensité du mode fondamental [5][6]. La technologie des fibres microstructurées permet de développer des fibres à large taille de mode avec des profils d'indice parfaitement contrôlés. Des architectures ont été proposés ces dernières années [7] mais sans réalisations expérimentales. De plus, leur caractère légèrement multimode restait rédhibitoire pour certaines applications. Comme nous l'avons présenté l'année dernière [8], nous avons donc conçu, réalisé et caractérisé une fibre microstructurée à large taille de mode qui délivre un faisceau aplati tout en visant un comportement monomode. Mais la démonstration d'un tel caractère monomode n'avait pas été faite. C'est pourquoi une mesure S^2 était indispensable pour cette fibre.

1. RÉALISATION D'UNE FIBRE A MODE FONDAMENTAL APLATI

Notre architecture de fibre est présentée en Fig. 1. Afin d'aplatir le mode fondamental, un anneau de silice dopée au Germanium est ajouté à la périphérie du cœur. Son indice de réfraction

est légèrement plus grand que celui du cœur (Fig. 1b). Les paramètres de la gaine (espacement entre les trous, Λ, et diamètre des trous, d, sont soigneusement choisis pour obtenir un comportement monomode. La fibre a été fabriquée par la méthode habituelle de "stack and draw". Les paramètres choisis permettent d'obtenir un cœur de 320 µm^2 d'aire effective à une longueur d'onde autour de 1053nm (longueur d'onde des chaines laser de puissance).

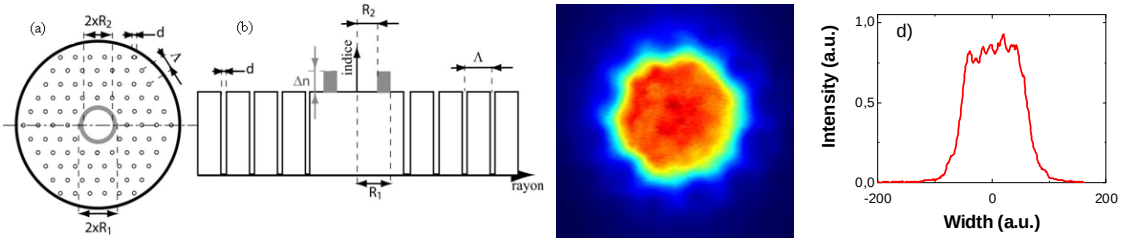


Fig. 1 : Architecture (a) et profil d'indice (b) de la fibre microstructurée air/silice permettant d'obtenir un mode fondamental aplati. (c) Image en champ proche de la sortie de la fibre à 1053 nm (d) Profil horizontal (le diamètre du faisceau sur la caméra est de 600 µm).

2. CARACTÉRISATION MODALE PAR LA MÉTHODE S²

Le principe de cette méthode récente réside dans les interférences entre les modes [9]. En effet, les modes d'une fibre optique ne se propagent pas tous à la même vitesse. Ainsi après une propagation dans la fibre, les modes battent entre eux. Si on mesure la puissance transmise par la fibre en fonction de la longueur d'onde émise par un laser accordable, il apparaît un spectre de cannelures. Ces dernières sont dues au battement entre les modes. Mais la mesure de la puissance transmise à travers la fibre ne donne qu'une indication de la présence de plusieurs modes se propageant dans l'ensemble de la fibre. Afin d'extraire plus d'informations, la méthode du S² consiste à acquérir à l'aide d'une caméra la répartition spatiale de la puissance transmise pour chaque longueur d'onde [10]. On obtient ainsi autant de spectres de cannelures qu'il y a de pixels illuminés sur la caméra. Sur chacun de ces pixels on déduit alors grâce à un traitement numérique, la présence des modes et leur poids relatif, permettant une reconstitution des profils spatiaux des modes et leurs intensités relatives pixel par pixel.

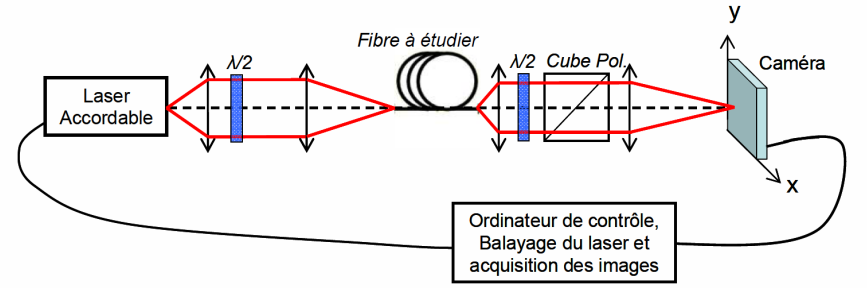


Fig. 2 : Schéma du montage de la mesure de S²

Le montage du banc de mesure S² utilisé est présenté sur la figure 2. Un laser continu accordable est utilisé pour coupler dans la fibre un faisceau de longueur d'onde variable. La plage disponible s'étend de 1000 nm à 1080 nm. Grâce à un système afocal à fort grandissement, le faisceau de sortie de la fibre est imagé sur la caméra et les images sont récupérées longueur d'onde par longueur d'onde afin d'être traitées par un algorithme numérique. La figure 3 présente les résultats de la mesure de S² pour deux fibres à mode fondamental aplati : une première fibre (fibre A) fabriquée pour être légèrement multimode afin de valider la mesure et une seconde fibre (fibre B) fabriquée pour être théoriquement monomode. Comme on peut le voir sur la figure 3a, la mesure pour la fibre A (courbe bleue) fait apparaitre un pic correspondant aux interférences entre le mode fondamental et le premier mode d'ordre supérieur. Les images reconstruites du fondamental et du premier mode sont en excellent accord avec les simulations (figure 3b). Par contre, aucun pic n'apparait pour la fibre B (courbe noire), et ce même avec un désalignement important de

l'injection (courbe rouge). La figure 3c montre le mode fondamental obtenu, qui est également en excellent accord avec la simulation.

On peut donc affirmer que la fibre B est clairement monomode et que l'influence de tous les paramètres opto-géométriques de la fibre (diamètre et espacement des trous d'air, largeur de l'anneau, indice de réfraction des différents matériaux,…) est suffisamment bien maîtrisée pour permettre un bon contrôle des propriétés des fibres (comportement modal, forme des modes, influence de la longueur d'onde,…).

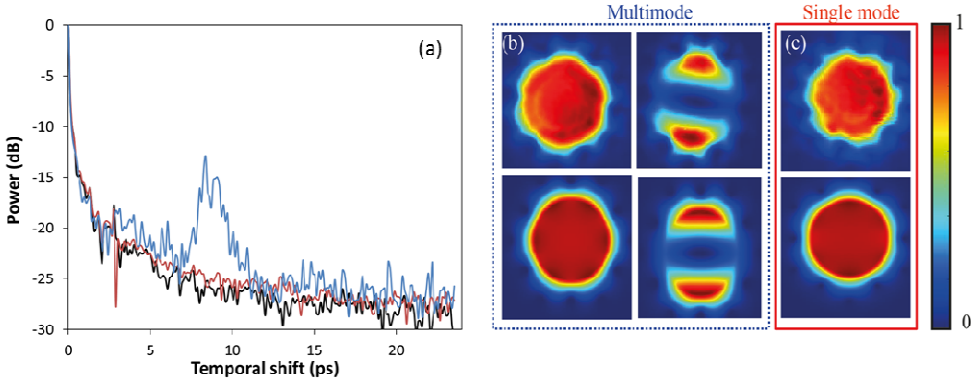


Fig. 3. Résultats de la mesure de S^2 autour de 1.05 µm: (a) Somme de toutes les transformées de Fourier sur tous les pixels pour la fibre A multimode (courbe bleue) et pour la fibre B monomode avec un désalignement d'injection transverse de 0 µm (courbe noire) et de 15 µm (courbe rouge). Fondamental et premier mode d'ordre supérieur pour la fibre multimode (b) et pour la fibre monomode (c) (haut : images fournies par l'algorithme de S^2 utilisant les données expérimentales, bas: formes des modes obtenues numériquement)

CONCLUSION

Ainsi nous venons de démontrer que les fibres à mode fondamental aplati peuvent être designées et fabriquées afin qu'elles soient strictement monomodes. Lors de la présentation nous pourrons également apporter de nouvelles précisions sur l'influence des différents paramètres opto-géométriques permettant d'obtenir une fibre monomode délivrant un profil spatial aplati à la longueur d'onde souhaitée.

REFERENCES

[1] D.J. Richardson, J. Nilsson and W.A. Clarkson, "High Power Fiber Lasers: Current Status and Future Perspectives", J. Opt. Soc. Am. B **27**, 11, B63 (2010)

[2] L. Lago, D. Bigourd, A. Mussot, M. Douay and E. Hugonnot, "High-energy temporally-shaped nanosecond-pulse MOPA based on Ytterbium-doped single-mode microstructured flexible fiber", Opt. Lett. **36**, 5, 734-736 (2011)

[3] F.M. Dickey and S.C. Holswade, Laser Beam Shaping, Theory and Techniques, Marcel Dekker Inc, New York (2000)

[4] J.R. Hayes, J.C. Flanagan, T.M. Monro, D.J. Richardson, P. Grunewald and R. Allot, "Square core jacketed air-clad fiber", Opt. Express **14**, 10345-10350 (2006)

[5] A.K. Ghatak, I.C. Goyal and R. Jindal, "Design of Waveguide Refractive index Profile to Obtain Flat Modal Field", Proc. SPIE **3666**, 40-44 (1998)

[6] J.W. Dawson, R.J. Beach, I. Jovanovic, B. Wattelier, Z.M. Liao, S.A. Payne and C.P.J. Barty, "Large flattened mode optical fiber for reduction of non-linear effects in optical fiber lasers", Proc. SPIE **5335**, 132-139 (2004)

[7] Wang C., Zhang F., Lu Y., Liu C., Geng R., Ning T. and Jian S., " Single mode operations in the large flattened mode optical fiber lasers and amplifiers ", J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **11**, 065402 (2009)

[8] Pierre Calvet, Constance Valentin, Yves Quiquempois, Géraud Bouwmans, Laurent Bigot, Marc Douay, Arnaud Mussot and Emmanuel Hugonnot, « Fibre microstructurée à large aire effective délivrant un faisceau aplati", JNOG, 3-5 (2012)

[9] J. W. Nicholson, S. Ghalmi, "Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode area fibres," Opt. Express, **16**, 7233–7243 (2008)

[10] D. M. Nguyen, T. Chartier, "Modal decomposition technique for multimode fibres", Appl. Opt., **51**, 4, 450-456 (2012)

DYNAMIQUE D'UNE CHAINE DE GOUTTELETTES AUTO-ASSEMBLEE

T. Crouzil, M. Perrin

[1] *Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine UMR CNRS 5798*

Université Bordeaux I, 350 Crs de la libération, 33400 Talence, France

RÉSUMÉ

Nous étudions les propriétés optiques d'une chaine unidimensionnelle de gouttelettes de liquide (eau / huile) dans l'air. Ces objets typiques de la micro-fluidique peuvent guider un faisceau en refocalisent la lumière comme des lentilles boules. Par ailleurs, ils ont les propriétés de milieux structurés (bande permise / bande interdite), et sont en outre reconfigurable, car sensible à l'action des forces optiques.

MOTS-CLEFS : *guidage, piégeage, tweezer, cristal photonique*

1. INTRODUCTION

Les guides d'ondes structurés (un guide W1 gravé dans un cristal photonique par exemple) sont encore très étudiés, car ils réussissent à mêler les capacités de confinement et transport de l'énergie d'un guide, avec les propriétés originales de contrôle modal liées à leur structuration.

Pour la première fois, à notre connaissance, nous transposons ce type de guide à plus grande échelle, en étudiant les propriétés de chaines linéaires périodiques de gouttelettes (eau, huile), posées sur un support ou dans un tube capillaire rempli d'air. Celles-ci peuvent guider un faisceau gaussien en le refocalisant périodiquement, comme une simple chaine de lentilles boules.
Bien que structuré à une échelle largement supérieure à celle des cristaux photoniques (quelques centaines de microns de période), ces chaines présentent des propriétés "analogues", conférées par leur périodicité. Une particularité de notre système, toutefois, est sa sensibilité aux forces optiques, qui peuvent piéger, et reconfigurer le réseau de gouttes.

Nous nous intéressons donc à un système guidant, auto-assemblé. La première partie concerne l'étude statique, puis nous présentons l'étude dynamique.

2. ETUDE STATIQUE : ANALOGIE AVEC UN RESEAU DE BRAGG

Les gouttes utilisées ont un rayon typique de l'ordre de 50 λ, où λ est la longueur d'onde du laser utilisé (voir figure 1). L'espacement entre les gouttes est de l' ordre de quelques centaines de longueur d'onde. Avec de tels paramètres, un modèle simple utilise l'intégrale d'Huygens, pour propager de proche en proche le profil du faisceau. Par ailleurs, une simple propagation de faisceau gaussien suffit à prédire le profil du mode entre les gouttes, lorsque le waist injecté reste petit devant le diamètre des gouttes.

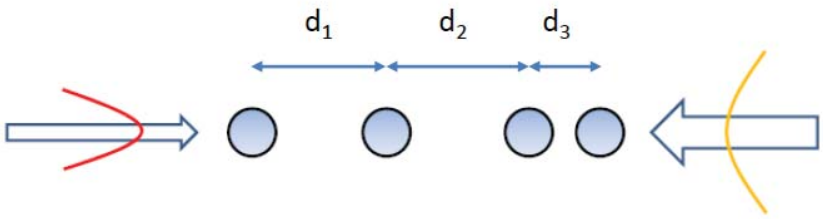
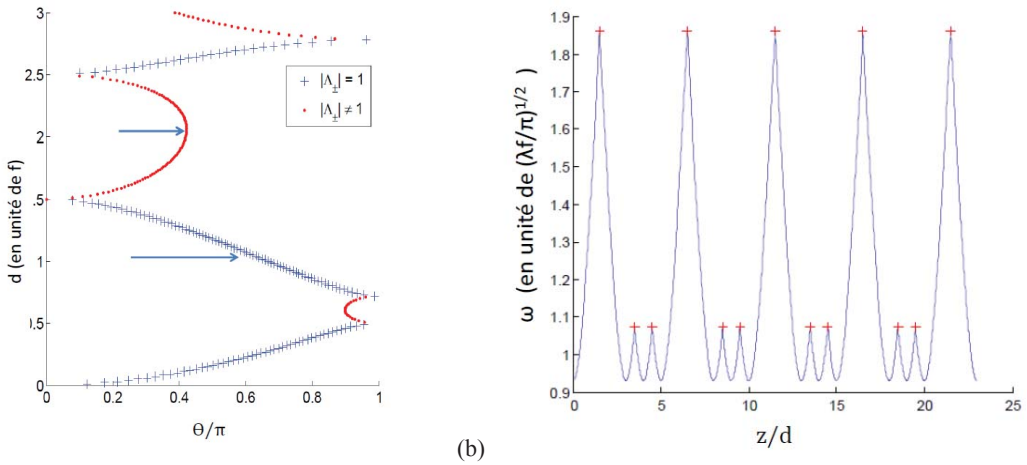


Fig. 1 : Exemple d'une maille élémentaire de la chaine étudiée. Le dispositif qui maintient les gouttes alignées (tube capillaire, ou sillon en V gravé dans un substrat) n'est pas représenté. Le rayon typique est de 50 µm, la distance typique est de $d_1 \sim d_2 \sim d_3 \sim 200$ µm.

Dans le cas simple d'un réseau où toutes les billes sont équidistantes d'une distance d, la chaine est analogue à une cavité optique dépliée, ce qui a été très étudié dans la littérature [1]. En première approximation, les gouttes se comportent comme des lentilles boule, et la chaine guide la lumière si d<4f, où f est la focale des lentilles boules. Le faisceau TEM incident s'image alors de lentille en lentille, et le mode transverse excité dans ce système périodique stable reprend périodiquement la même forme. Cette périodicité est une caractéristique du mode excité, qui dépend du rapport d/f. Comme dans une cavité d'Herriott, la phase de Gouy du mode, Θ varie alors périodiquement dans le réseau. Si elle augmente de K2π au bout de N périodes du réseau de lentilles, on défini Θ=2Kπ/N. Cette phase de Gouy est la périodicité du mode transverse excité dans la chaine de lentille, et est donc tout à fait analogue au produit nombre d'onde x pas du réseau utilisé dans les diagrammes de bandes des cristaux photoniques [2].
Si d>4f, la cavité est instable, i.e. l'énergie n'est plus confinée près de l'axe de la chaine.

Dans le cas plus général d'un motif périodique compliqué (voir figure 2), on caractérise le mode propre de la chaine guidante, en fonction du rapport d/f. On remarque la présence de zones guidantes, pour lesquelles les valeurs propres associées aux modes peuvent s'écrire $\Lambda_{\pm}=\exp(\pm i\Theta)$. (voir figure 2(b)). A contrario, lorsque le mode est injecté dans un réseau dont le pas est différent, par exemple d/f = 2, il n'y a alors plus de propagation stable.



(a) (b)

Fig. 2 : Simulation numériques pour une maille élémentaire caractérisée par : $d_1 = 2d$, $d_2 = d$, $d_3 = 2d$, où d est une distance variable. λ=1 µm. **(a)** Diagramme du guide liant la phase de Gouy (Θ) et le pas *d* du réseau normalisé par rapport à la focale de la lentille boule, d/f. On distingue des zones guidantes (symboles, associés aux valeurs propre de module 1), et des zones non guidantes (points, associés aux valeurs propres non unitaire). **(b)** Largeur à mi-hauteur du faisceau guidé entre les gouttes, pour lequel d/f=1. Z est l'axe du guide.

3. ETUDE DYNAMIQUE : INFLUENCE DES FORCES DE PIEGEAGE

Etant donné la faible masse de ces gouttes, elles sont sensibles aux forces optiques. Celles ci se calculent simplement dans notre cas [3]. En appliquant ce formalisme, on obtient deux équations couplées pour l'implusion et la position de chaque lentille.

Lorsque la chaine est éclairée par deux faisceaux contrapropageant, les simulations numériques prévoient l'apparition de positions d'équilibre stables (correspondant à des forces nulles). Nous observons que les lentilles ont tendance à s'y placer, lors d'une simulation temporelle. Pour certains paramètres d'entrée (taille du col du faisceau, par exemple), nous observons l'apparition d'un régime dynamique, pour lequel la position des lentilles varie dans le temps.

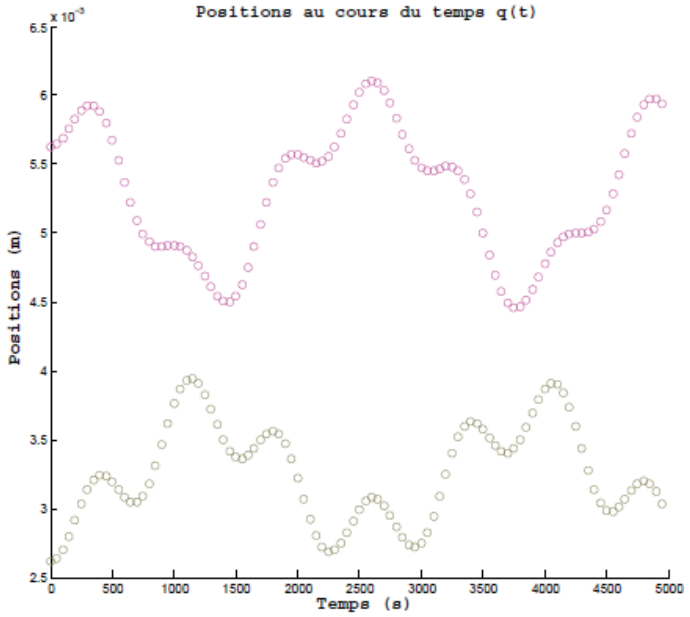


Fig. 3 : Evolution temporelle des positions de 2 lentilles sur un chainette éclairée par deux lasers.

CONCLUSION

A la conférence, nous détaillerons l'analogie (bande permise / bande interdite) entre ce milieu périodique, et un guide en cristal photonique. Nous donnerons des pistes de réalisation expérimentale.

REFERENCES

[1] E. Siegman ; „Lasers", University Science Book, Mill Valley, California.
R.G. Wenzel, Optics. Comm. **43** 89-92 (1982).
[2] A. Yariv et P. Yeh.; „Optical Waves in crystals", ed. Wiley and sons.
[3] R. Gussgard, T. Lindmo, I. Brevik ; J. Opt. Soc. Am. B/Vol. 9, No. 10 p 1922, October 1992

ETUDE ET PRÉPARATION DE FIBRES OPTIQUES MULTIMATÉRIAUX À BASE DE VERRE DE SILICE FORTEMENT DOPÉ EN PHOSPHORE ET GERMANIUM

M. Kudinova[1], S. Leparmentier[1], J.L. Auguste[1], G. Humbert[1], G. Delaizir[2], A. Passelergue[1], P.O. Martin[1]

[1] *XLIM UMR-CNRS/Université de Limoges n°7252, 123 avenue A.Thomas, 87060 Limoges Cedex*
[2] *SPCTS, UMR-CNRS n°7315, 12 rue Atlantis 87068 Limoges Cedex*

maryna.kudinova@xlim.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente les résultats expérimentaux récents concernant la fabrication et la caractérisation de fibres multimatériaux (cœur en verre de silice dopé Germanium et Phosphore et gaine en silice pure). Le verre est synthétisé par la méthode Melt-Quenching. Les préformes sont préparées par la voie poudre et vitrifiées en utilisant un tour de consolidation. Les fibres alors obtenues sont caractérisées en termes de matériau et de guide de lumière.

MOTS-CLEFS : *fibre multimatériaux ; phosphore ; méthode poudre*

1. INTRODUCTION

Depuis plusieurs années, nous développons un procédé de fabrication de fibres optiques fondé sur l'emploi de poudres de verres. Dans sa forme la plus simple, ce procédé consiste à vitrifier puis à « fibrer » un tube de silice rempli d'une poudre destinée à former le cœur de la fibre. En plus de sa simplicité et de son coût modique, ce procédé est plus tolérant aux contraintes engendrées par les différences entre les propriétés thermo-mécaniques des matériaux du cœur et de la gaine. Il offre une grande flexibilité dans le choix du matériau du cœur. Ce procédé est bien adapté pour la fabrication de fibres optiques multimatériaux [1-3]. L'intérêt de ce type de fibre est d'exacerber des propriétés spécifiques d'un matériau (verre, semi-conducteur ou métal) pour fonctionnaliser la fibre optique à une application précise telle que la génération d'effets non-linéaires ou bien, la réalisation de capteurs à fibres optiques… En collaboration avec des collègues de l'IPHT de Jena, nous avons développés des fibres optiques dont le cœur est composé d'un verre SiO_2-Al_2O_3-La_2O_3 qui présente un indice de réfraction non-linéaire supérieur à celui de la silice [4].

Après avoir développé ce procédé « poudre » et réalisé des fibres optiques de différentes natures et topologies, nous avons orienté nos efforts sur l'élaboration de nos propres verres. Pour cela, nous avons mis en place un procédé de synthèse du verre par la méthode « melt-quenching ». La phase suivante consiste à réaliser un verre puis à fabriquer une fibre optique. Pour commencer nous avons choisi de synthétiser un verre SiO_2-GeO_2. A cette composition classique pour le domaine des fibres optiques, nous avons ajouté de l'oxyde de phosphore afin de diminuer la température de transition vitreuse de ce verre pour qu'elle soit compatible avec le four de synthèse (1750°C en continu), mais également pour exploiter ses propriétés non-linéaires (large décalage Raman [5]).

2. LE VERRE SPG

Le verre SPG (70 % mol SiO_2, 25 % mol P_2O_5, 5 % mol GeO_2) est préparé par fusion des précurseurs dans un four tubulaire résistif (Carbolite 1800°C) sous atmosphère ambiante. Les

précurseurs utilisés sont les suivants : oxyde de silicium (SiO_2 Mitsubishi), phosphate de monoammonium ($NH_4H_2PO_4$ Aldrich Chemistry) et oxyde de germanium (GeO_2 Alfa Aesar). Le mélange des précurseurs est fondu dans un creuset de Pt + 2 % Rh à 1700°C pendant 1h. La trempe du creuset se fait à l'eau distillée. Cette synthèse est reproduite 3 fois.

L'utilisation d'un broyeur planétaire (Retsch PM100) permet de réduire ce verre en poudre (granulométrie d'environ 100 µm). La préforme est préparée selon le « procédé poudre » [3]. La préforme est ensuite vitrifiée à l'aide d'un tour de consolidation vertical composé d'un four inductif mobile sous atmosphère ajustable (oxydante/réductrice/neutre) à environ 1000°C. La préforme est alors étirée à environ 1900°C pour obtenir une fibre optique.

3. CARACTÉRISATIONS CHIMIQUES DU VERRE SPG

Le verre massif SPG obtenu est transparent (Fig. 1c) et amorphe (vérifié par la diffraction de rayons X (DRX)). La phase vitreuse obtenue est homogène après le troisième cycle de fusion ce qui est confirmé par la spectrométrie Raman, par les images obtenues par microscopie électronique à balayage en électron rétrodiffusé (MEB/E.RD), et par la cartographie chimique (Fig. 1a). Les éléments Si, P, Ge et O sont présents dans le verre - la synthèse en composition brute est la suivante : $Si_{30,5}P_{15,6}Ge_{4,5}O_{56,8}$ (spectrométrie dispersive de rayon X (EDS) (Fig. 1b)).

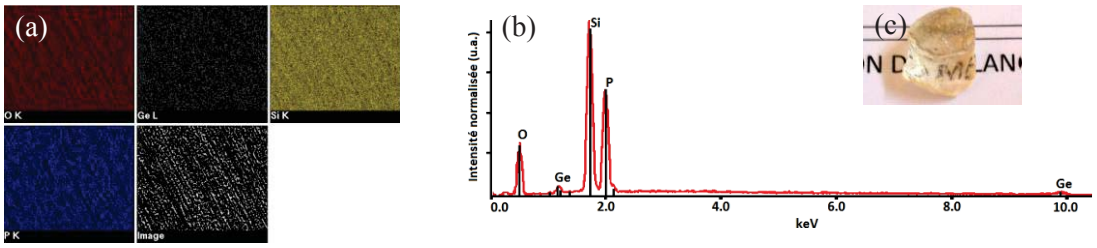


Fig. 1 : (a) Cartographie chimique du verre massif SPG, (b) spectre d'EDS du verre massif SPG et (c) photographie du verre massif SPG fabriqué.

4. CARACTÉRISATIONS OPTIQUES DE LA FIBRE OPTIQUE

La fibre optique réalisée a un cœur circulaire (Fig. 2a) de 3,2 µm de diamètre et homogène (selon l'analyse au MEB/E.RD (Fig. 2b)). Il n'y a pas de diffusion de phosphore et de germanium du cœur vers la gaine de fibre (selon la cartographie des espèces chimique, présentée ici pour le phosphore (Fig. 2c)).

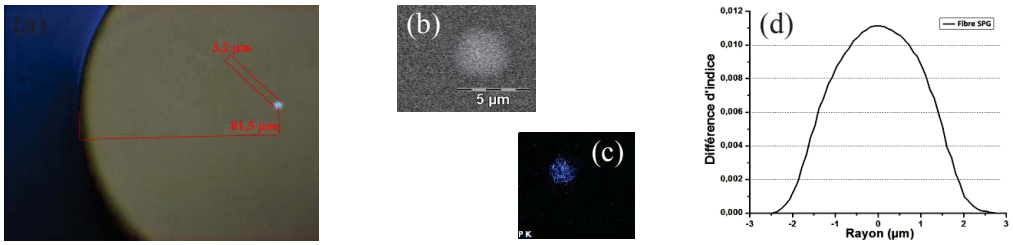


Fig. 2 : (a) Image au microscope optique de la fibre optique, (b) image MEB/E.RD du cœur de fibre, (c) cartographie chimique du phosphore contenu dans le cœur, (d) profil d'indice de réfraction centré sur le cœur de la fibre.

Le profil d'indice de réfraction (Fig. 2d) de la fibre a été mesuré à la longueur d'onde de 667,94 nm. Le maximum de différence d'indice est de 0,011. La longueur d'onde de coupure a été

évaluée à environ 745 nm pour une ouverture numérique de 0,18. Le spectre de transmission de la fibre a été mesurée à l'aide d'une source large bande (λ = 350 à 1750 nm) et d'un analyseur de spectres ANDO AQ6315A. Les spectres mesurés pour une longueur de fibre de 0,73 m et 0,44 m sont présentés sur la Fig. 3a. Le spectre d'atténuation linéique (Fig. 3b) a été réalisé par la méthode du « cut-back ». Les pertes optiques à 1,55 µm sont de l'ordre de 3 dB.m^{-1}. Le caractère monomode aux longueurs d'ondes supérieures à 745 nm est illustré par les images du mode propagé dans la fibre (Fig. 3c à Fig. 3e).

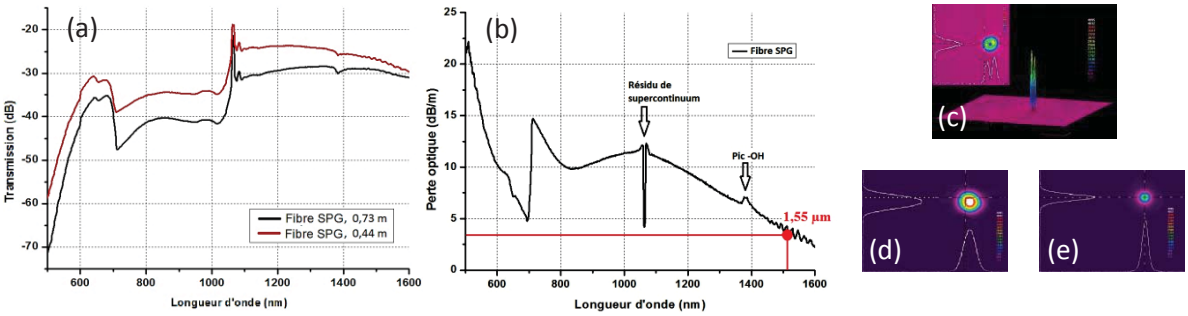


Fig. 3 : (a) Spectre de transmission de la fibre SPG, (b) pertes optiques en fonction de la longueur d'onde, (c), (d) et (e) modes de la fibre en fonction de la longueur d'onde 500 nm (c) 800 nm (d) et 950 nm (e).

CONCLUSION

Cette première réalisation a permis de valider la fabrication d'un verre optique silice, dopé Germanium et Phosphore et présentant une bonne homogénéité. Ce verre obtenu sous forme pulvérulente a ensuite été vitrifié et fibré afin de réaliser une fibre optique.

Le cœur de la fibre optique est homogène et ne présente pas de diffusion de phosphore ou de germanium du cœur vers la gaine. La différence d'indice entre le cœur et la gaine est de 0,011 et les pertes optiques d'environ 3 dB.m^{-1} à 1,55 µm. Ce dernier point reste à améliorer, et certaines sources de pertes ont été identifiées. Il sera alors possible de quantifier les performances de cette fibre, et donc de ce verre optique, dans différents domaines d'applications : capteurs et génération d'effets non-linéaires par effet Raman.

RÉFÉRENCES

[1] J. Ballato, T. Hawkins, P. Foy, B. Yazgan-Kokuoz, R. Stolen, C. McMillen, N.K. Hon, B. Jalali and R. Rice, "Glass-clad single-crystal germanium optical fiber", Optical Express, vol. 17, no. 10, p. 8029, 2009.

[2] J. L. Auguste, G. Humbert, S. Leparmentier, S. Rougier, J. Sun, J. M. Blondy, K. Schuster, D. Litzendore and D. R. Neuville, "Développements autours des fibres optiques multimatériaux", JNOG, 2010.

[3] S. Hautreux, J. L. Auguste, C. Restoin, G. Brasse, P. O. Martin, S. Rougier, J. M. Blondy, and B. Desruelle, "Fibres optiques composites: Principe et Presentation d'une fibre a saut d'indice cordierite/silice", JNOG, 2008.

[4] D. Litzkendorf, S. Grimm, K. Schuster, J. Kobelke, A. Schwuchow, A. Ludwig, J. Kirchhof, M; Leich, S. Jetschke, J. Dellith, J. L. Auguste and G. Humbert, "Study of Lanthanum Aluminum Silicate Glasses for Passive and Active Optical Fibers", International Journal of Applied Glass Science, vol. 3, issue 4, pp. 321–331, 2012

[5] M. M. Bubnov, "Highly doped silica-based fibers for nonlinear applications", ECOC, 2004.

LUMIERE LENTE PAR INSTABILITE DE POLARISATION DANS LES FIBRES OPTIQUES FAIBLEMENT BIREFRINGENTES

Nour Nasser, Gil Fanjoux, Thibaut Sylvestre

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

gil.fanjoux@univ-fcomte.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions analytiquement et numériquement le délai optique induit par instabilité modulationnelle de polarisation (PMI) dans des fibres faiblement biréfringentes.

MOTS-CLEFS : *lumière lente ; instabilité de polarisation ; fibre biréfringente*

1. INTRODUCTION

Le phénomène de ralentissement ou accélération de la lumière (SFL) dans les fibres optiques a stimulé un grand intérêt au niveau international afin d'étudier notamment la capacité de tels systèmes à générer des lignes à retard tout optique [1]. Le phénomène SFL induit par l'amplification paramétrique assisté par Raman a été démontré par Dahan et Eisenstein dans une fibre à dispersion décalée (DSF) de 2km, permettant un retard maximal de l'ordre de 160ps pour un signal de 70ps [2]. Plus récemment, nous avons démontré la possibilité de générer des délais optiques nanosecondes accordables grâce au processus d'instabilité de modulation vectorielle (VMI), pour une impulsion signal se propageant dans une fibre fortement biréfringente [3].

Dans ce travail nous démontrons théoriquement que des délais optiques accordables peuvent être également obtenus par amplification paramétrique dans une fibre optique faiblement biréfringente, processus couramment nommé instabilité modulationnelle de polarisation (PMI). En PMI, les impulsions signal et idler sont polarisées suivant le même axe orthogonal à l'axe de polarisation de la pompe. Le processus PMI peut prendre différentes configurations en fonction de la polarisation de la pompe (axe lent ou rapide), et le régime de dispersion (normale ou anormale). Nous présentons une étude théorique permettant de calculer le retard optique pour toutes ces configurations. Des résultats de simulations numériques seront ensuite présentés.

2. THEORIE ANALYTIQUE GENERALE ET SIMULATIONS NUMERIQUES

En régime de non-atténuation de la pompe, les équations de Schrödinger non linéaires couplées (CNLSE) régissant les évolutions longitudinales (propagation suivant l'axe z) des amplitudes de l'onde signal B_s et idler B_i correspondent aux équations suivantes :

$$\frac{\partial B_s}{\partial z} = +\,j\,\frac{\gamma P_0}{3}\,B_i^{*}\exp(-j\Delta\kappa z) \qquad \frac{\partial B_i^{*}}{\partial z} = -\,j\,\frac{\gamma P_0}{3}\,B_s\exp(+j\Delta\kappa z) \qquad (1)$$

avec $\Delta\kappa = \beta_2\Omega^2 - 2\Delta\beta_0 - 2\gamma P_0/3$ l'accord de phase total, β_2 le paramètre de dispersion de vitesse de groupe, $\Omega = (\omega_p - \omega_s)$ la différence de pulsation entre la pompe et le signal, $\Delta\beta_0 = 2\pi(n_x - n_y)/\lambda$ le paramètre de biréfringence, γ le coefficient non linéaire Kerr et P_0 la puissance totale de la pompe. Le paramètre $\Delta\beta_0$ est positif (resp. négatif) pour une pompe polarisée suivant l'axe lent (resp. rapide). En définissant des paramètres complexes g_s et g_i pour le signal et l'idler par les relations $\frac{\partial B_s}{\partial z} = g_s B_s$ et $\frac{\partial B_i}{\partial z} = g_i B_i$, les équations (1) donnent les expressions suivantes :

$$g_s = \left(\frac{\gamma P_0}{3}\right)^2 \frac{1}{g}\,\frac{\sinh(gz)}{\cosh(gz) + j\frac{\Delta\kappa}{2g}\sinh(gz)} \qquad g_i = g\,\frac{\cosh(gz)}{\sinh(gz)} - j\,\frac{\Delta\kappa}{2} \qquad (2)$$

avec $g^2 = \left(\frac{\gamma P_0}{3}\right)^2 - \left(\frac{\Delta\kappa}{2}\right)^2$ le gain paramétrique par unité de longueur. Les parties réelles des

paramètres g_S et g_i agissent sur les amplitudes des champs signal et idler et correspondent au gain paramétrique, alors que les parties imaginaires agissent sur leurs phases et induisent donc une dispersion responsable du processus de lumière lente ou rapide. A partir des équations (2), il est possible de déduire les parties imaginaires de g_s et g_i, et par conséquent la variation d'indice de groupe dans la fibre et le retard optique correspondant grâce aux relations :

$$\Delta n_g^{s,i} = c\frac{d\,\Im m(g_s, g_i)}{d\omega} \qquad \Delta t_{NL}^{s,i} = \int_0^L \frac{\Delta n_g^{s,i}(z)}{c}\,dz \qquad (3)$$

avec $\omega = -\Omega$ la pulsation de modulation pour le signal stokes ($\omega = +\Omega$ pour le signal anti-stokes). En régime de fort gain paramétrique, les parties imaginaires de g_s et g_i sont égales, $\Im m(g_s) = \Im m(g_i) = -\Delta\kappa/2$, et le délai optique est alors donné par $\Delta t_{NL}^{s} = -\Delta t_{NL}^{i} = \beta_2\Omega L$. Point important, cette expression analytique est valable quelque soit la configuration de polarisation de la pompe et le régime de dispersion. De plus, ces délais optiques dépendent uniquement de la dispersion, et non de la biréfringence. Ainsi, le délai optique induit par PMI n'équilibre pas parfaitement le délai en régime linéaire, même si le délai dû à la biréfringence reste très inférieur au délai dû à la dispersion. Ainsi, le délai induit par PMI entraine un accord de vitesse de groupe entre les impulsions signal et idler présentant la même polarisation.

Les 3 configurations PMI ont été traitées dans ce travail : impulsion pompe polarisée selon l'axe lent et signal et idler polarisées selon l'axe rapide en dispersion normale (pas d'accord de phase possible en dispersion anormale), ou impulsion pompe polarisée suivant l'axe rapide et signal et idler polarisées selon l'axe lent en dispersion normale ou anormale. Pour exemple, nous traiterons ici uniquement le premier cas (pompe axe lent) car il délivre les délais optiques les plus importants. La figure 1(a) montre l'évolution de la partie réelle (trait plein) et la partie imaginaire (trait pointillé) de g_s et g_i en fonction de la pulsation Ω. La figure 1(b) présente le délai optique linéaire Δt_L (biréfringence et dispersion - trait pointillé), le délai optique Δt_{NL} dû au gain paramétrique (trait plein gras), ainsi que le délai optique total δt (trait plein fin). Il est clair que le délai optique total δt est quasi nul et constant sur toute la bande de gain, traduisant un ralentissement (avance) du signal (idler) de l'ordre de 1.6ps par mètre de propagation. A noter que ce délai est deux fois supérieur à celui obtenu par VMI avec une valeur similaire de puissance pompe [3].

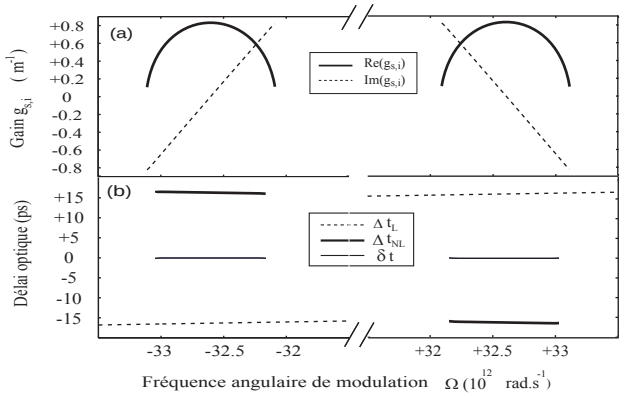


Fig. 1. Résultats analytiques : (a) gain paramétrique PMI sur l'axe rapide en fonction de Ω : partie réelle (trait plein) et partie imaginaire (pointillés). (b) Délai optique dû au processus PMI (trait plein gras), délai optique en régime linéaire (pointillés) dû à la biréfringence et à la dispersion, délai total $\delta t = \Delta t_L + \Delta t_{NL}$ (trait plein). $\lambda_p = 647$nm ; $\beta_2 = 50\times10^{-27}$s^2.m^{-1} ; $\Delta n = 2.6507\times10^{-6}$; $\delta = 8.83\times10^{-15}$s.m^{-1} ; $\gamma = 25\times10^{-3}$ W^{-1}.m^{-1} ; P = 100 W et L = 10m.

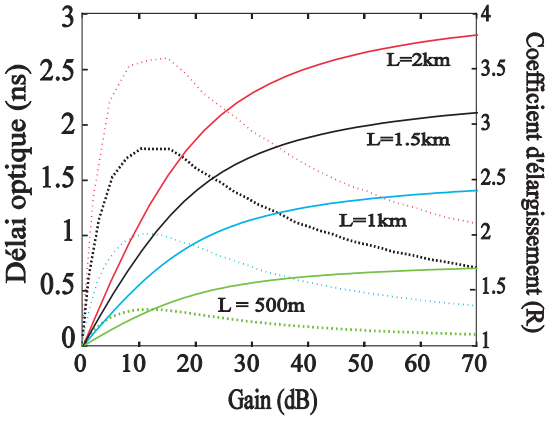


Fig. 2. Evolution du retard optique (trait plein, axe gauche) et du coefficient d'élargissement (courbes pointillées, axe droite) en fonction du gain paramétrique (en dB) pour différentes distances de propagation de 500 m à 2km. La durée du signal à l'entrée de la fibre est 1 ns. Paramètres de la figure 1.

La figure 2 représente l'évolution du délai optique en nanoseconde (à droite) en fonction du gain paramétrique pour différentes longueurs de fibre. De plus, nous représentons le coefficient d'élargissement R de l'impulsion signal (à gauche, pointillés). La durée de l'impulsion signal est de 1 ns en entrée de fibre. Pour un gain de 50dB, une ligne à retard de 1km de fibre génère un délai optique de 1.33ns, avec un coefficient d'élargissement de 1.48. Il est important de noter que le retard obtenu est supérieur à celui obtenu par VMI (pompe polarisée à 45° des axes d'une fibre fortement biréfringente) pour des valeurs similaires de gain et de longueur de fibre (gain de 50dB, fibre 1km, 0.8ns de délai, R = 1.3 [3]). A noter également que l'effet Raman n'est pas pris en compte dans notre théorie car les ondes pompe et signal ont des polarisations croisées.

Afin de valider notre théorie analytique, nous avons développé des simulations numériques basées sur les CNLSE des Eq. (1). Nous injectons dans la fibre une impulsion pompe carrée (300ps, longueur d'onde 647nm) polarisée suivant l'axe lent d'une fibre faiblement biréfringente en régime de dispersion normale, ainsi qu'une impulsion signal Stokes de 25ps, polarisée sur l'axe rapide. La longueur d'onde du signal est donnée par le maximum de gain paramétrique de la figure 1. La figure 3(a) illustre les profils normalisés en sortie de fibre des impulsions signal en régime linéaire (traits pointillés bleus) et en régime de lumière lente (trait plein rouge), et idler (traits pointillés verts) en régime non linéaire. La figure 3(b) montre le délai optique subi par le signal en régime linéaire (bleu) et en régime non linéaire (rouge). Il est clair que l'impulsion signal subit un retard de l'ordre de 16ps pour 10m de propagation, soit 1.6ps/m comme prédit analytiquement. Un délai résiduel faible d'environ 2ps est observable en début de propagation, décalage dû au régime de faible gain durant lequel le délai linéaire n'est pas compensé par le délai non linéaire induit. Les simulations numériques sont en très bon accord avec les prédictions analytiques.

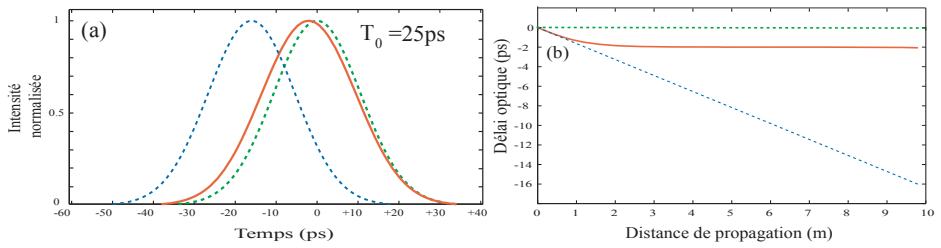


Fig. 3. Résultats numériques : (a) Profils normalisés des impulsions en sortie de fibre, (b) retard optique en fonction de la distance de propagation. Impulsion signal (trait plein rouge) et idler (traits pointillés verts) en régime non linéaire, signal en régime linéaire (traits pointillés bleus). Paramètres de la figure (1).

3. CONCLUSION

Nous avons démontré théoriquement que l'instabilité modulationnelle de polarisation dans une fibre faiblement biréfringente peut être utilisée pour générer des délais optiquement accordables. Cette étude montre qu'un signal Stokes polarisé suivant l'axe rapide en régime de dispersion normale est retardé alors que l'idler anti-Stokes est accéléré. Pour exemple, une ligne à retard composée d'une fibre faiblement biréfringente de 1km de long peut générer un délai optique de 1.33ns pour un gain de 50dB.

RÉFÉRENCES

[1] "Slow light science and applications", J. B. Khurgin and R.S. Tucker Ed. (*CRS Press, Taylor& Francis group*, 2009)

[2] D. Dahan and G. Eisenstein, *Opt.Express* 13,6234-6249 (2005).

[3] N. Nasser, G. Fanjoux, E. Lantz, T. Sylvestre, JOSA B, Vol. 28 Issue 10, pp.2352-2357 (2011).

MODULATION OSSB-OFDM AVEC UN D-EML POUR L'EXTENSION DE PORTÉE DANS LE RÉSEAUX D'ACCÈS OPTIQUE JUSQU'À 31,7 GB/S

T. Anfray[1], M.-E. Chaibi[2], D. Erasme[2], G. Aubin[3], P. Chanclou[4] et C. Aupetit-Berthelemot[1]

[1] *XLIM Dpt. C2S2 UMR CNRS 7252/Université de Limoges, 16 Rue Atlantis, 87068 Limoges, France*
[2] *MINES-TELECOM, TELECOM ParisTech, CNRS LTCI, 46 Rue Barrault, 75634 Paris, France*
[3] *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures/CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*
[4] *Orange Labs, 2 Avenue Pierre Marzin, 22307 Lannion, France*

thomas.anfray@xlim.fr

RÉSUMÉ

Ce papier rapporte les résultats de simulation systèmes montrant une augmentation de la distance de transmission grâce à l'utilisation d'une méthode originale permettant de générer un signal OSSB-OFDM large bande au moyen de la double modulation d'un laser-modulateur intégré. La distance de transmission a pu être augmentée jusqu'à un peu plus de 55 km pour un débit total de 31,7 Gb/s à un BER de 10^{-3}.

MOTS-CLEFS : *OSSB ; OFDM ; PON ; D-EML.*

1. INTRODUCTION

La nouvelle génération de réseau d'accès optique passif (NG-PON) devra faire face à plusieurs enjeux majeurs notamment l'augmentation des débits, du nombre de clients raccordés et l'étalement des infrastructures pour couvrir des zones toujours plus importantes. Les institutions de normalisation comme l'ITU-T et le FSAN semblent aujourd'hui se tourner vers des solutions de multiplexage en longueur d'onde (WDM) pour satisfaire aux exigences des réseaux de demain. Cependant, les recherches continuent pour trouver des alternatives toutes aussi efficaces permettant de réutiliser une partie de l'infrastructure existante afin de réduire les coûts de déploiement. Ces alternatives réutilisent généralement le principe de multiplexage temporel (TDM) et améliorent l'efficacité spectrale du codage et/ou utilisent de nouvelles sources optiques. Dans ce papier, nous nous proposons d'étudier à la fois un format de modulation à haute efficacité spectrale et une source optique spécifique pour augmenter le débit et la portée de transmission des PON. Depuis près d'une décennie, l'OFDM (Orthogonal Frequency Division Multiplexing) a été le centre d'intérêt de nombreuses recherches dans le domaine des télécommunications optiques parce qu'elle permet d'augmenter l'efficacité spectrale et offre une meilleure résistance aux effets de la dispersion chromatique grâce à une égalisation simplifiée [1]. Malgré ces bénéfices, l'OFDM reste pénalisée par la dispersion chromatique dans les canaux IM-DD (Intensity Modulation-Direct Detection) à cause des interférences créées par les deux bandes latérales du signal optique modulé. Pour résoudre ce problème, une solution établie consiste à supprimer une des bandes latérales du signal produisant ainsi une modulation OSSB (Optical Single Side Band). Plusieurs techniques peuvent être employées comme par exemple le filtrage optique ou l'utilisation de DPMZM (Dual Parallel Mach-Zehnder Modulator). Kim Hoon *et al.* ont montré qu'une modulation OSSB pouvait être obtenue grâce à la modulation duale d'un laser-modulateur intégré monolithiquement (D-EML) [2]. Cette technique est basée sur la combinaison, dans les bonnes proportions, d'une modulation d'amplitude (AM) et de fréquence (FM) optique [3]. Dans ce travail, nous reportons des résultats de simulations système à 31,7 Gb/s montrant la possibilité d'étendre la portée de transmission grâce à un principe original de génération d'un signal OSSB-OFDM large bande avec un D-EML.

2. DESCRIPTION DU COMPOSANT ET PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Le D-EML (Dual Electroabsorption Modulated Laser) est une source optique émettant à 1535 nm composée d'une section laser DFB (Distributed Feed Back) de 470 μm de long et d'une section EAM

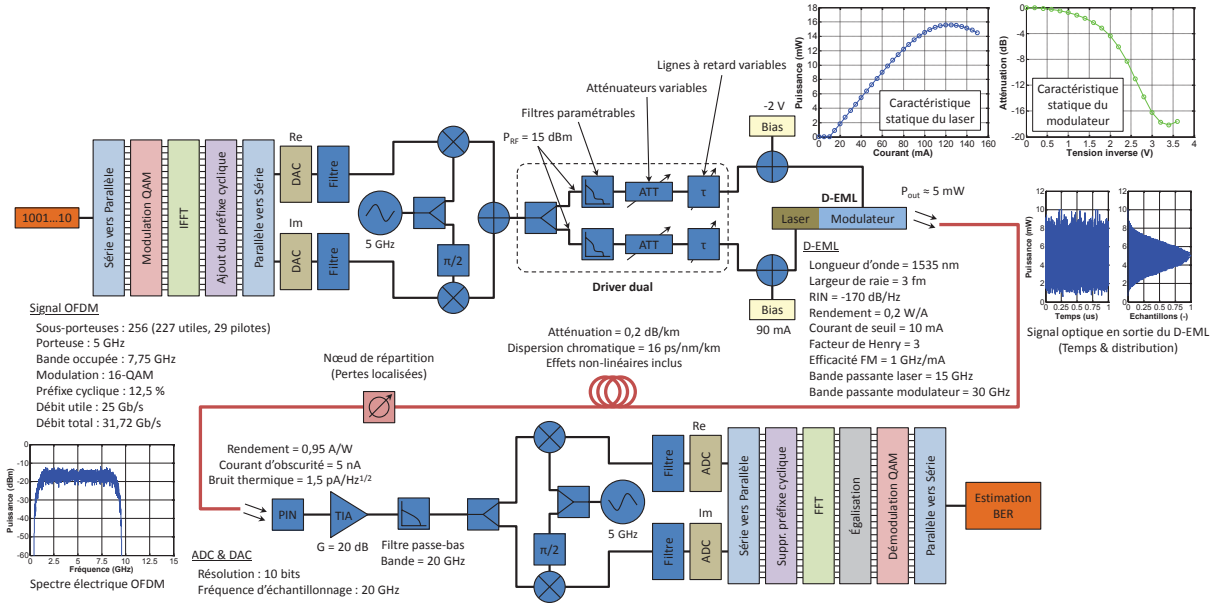
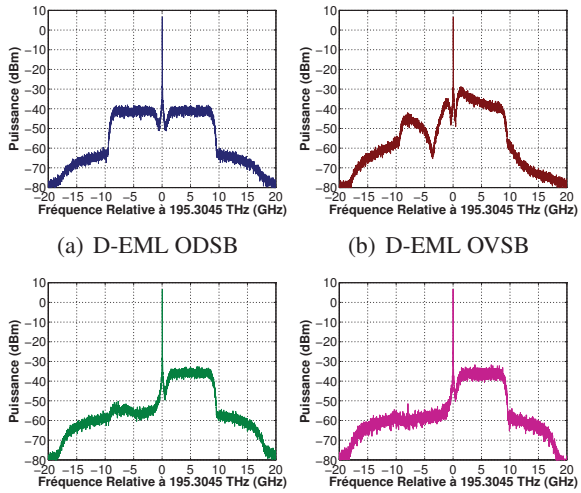


FIGURE 1 : Synoptique de la liaison simulée.

(Electro-Absorption Modulator) de 70 µm de long monolithiquement intégrées sur un substrat InP. La technologie d'intégration est basée sur des puits quantiques en AlGaInAs. La particularité de composant est de posséder deux accès de modulation RF, un pour le laser et un pour le modulateur. En outre, la section laser a été conçue pour avoir une forte efficacité FM comparé aux EML standards. Une telle conception permet d'avoir sur un même composant une fonction de modulation de fréquence optique (entrée du laser) et d'amplitude optique (entrée du modulateur) décorrélées. La modulation d'amplitude résiduelle produite par le laser est négligeable par rapport à celle produite par le modulateur. En outre, il peut être montré qu'en ajustant les proportions AM/FM sur une large bande, *i.e.* un signal OFDM, il est possible d'obtenir un signal OSSB [3].

3. MODÈLE ET SCHÉMA DE SIMULATION

Un modèle réaliste du D-EML a été développé à partir de caractérisations expérimentales. Le modèle du laser est conçu pour utiliser les paramètres que l'on trouve typiquement dans les datasheets. Ce modèle prend également en compte la saturation de la puissance optique intervenant pour les forts courants d'excitation qui provient à la fois de la chute du gain et de l'augmentation des pertes lorsque la température augmente. Ce phénomène est pris en compte pour modéliser les non-linéarités du laser qui pourraient venir dégrader les performances en transmission pour une modulation OFDM. Le modèle de l'EAM est basé sur approche polynomiale pour décrire la forme de la courbe d'absorption et de chirp transitoire en fonction de la tension inverse appliquée. Pour ce modèle, la courbe d'absorption est indépendante de la longueur d'onde. Les modèles de laser et d'EAM prennent en compte les effets de bande passante au moyen de filtres électriques. La figure 1 montre le synoptique de la liaison simulée, rappelle le principe de génération et de détection d'un signal OFDM et détaille la plupart des paramètres clés. On peut également y voir les caractéristiques statiques du modèle du laser et du modulateur. Un driver dual a spécifiquement été développé pour la modulation du D-EML. Il est composé d'un diviseur de puissance électrique suivi d'une paire de filtres paramétrables, d'atténuateurs variables et de lignes à retard variables. Trois types de modulation ont été étudiées. Pour la première, seuls les atténuateurs sont actifs et paramétrés à 100 dB et 0 dB respectivement sur la voie du laser et du modulateur. Cette modulation classique produit un signal ODSB (Optical Double Side Band) (figure 2(a)). Pour la deuxième modulation, seuls les atténuateurs et les lignes à retard sont actifs. La proportion AM/FM est optimisée uniquement pour une fréquence particulière à l'aide de l'atténuateur sur la voie du laser. Les lignes à retard permettent



(a) D-EML ODSB (b) D-EML OVSB

(c) D-EML OSSB (d) DPMZM OSSB

FIGURE 2 : Spectres optiques à la sortie du D-EML et du DPMZM pour les différentes configurations.

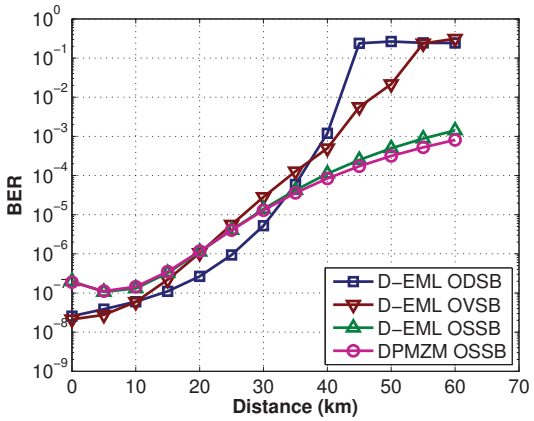


FIGURE 3 : Performances en transmission à 31,7 Gb/s pour un budget optique fixe de 25 dB.

de garder en phase les signaux arrivant sur le laser et le modulateur. Cette modulation duale produit un signal OVSB (Optical Vestigial Side Band) (figure 2(b)). Pour la troisième modulation, seuls les filtres paramétrables sont actifs. La phase et la magnitude de ces filtres ont été complètement optimisées pour toute la bande 1 GHz–15 GHz. Cette seconde modulation duale génère un signal OSSB (figure 2(c)). Une méthodologie a été mise en œuvre pour paramétrer correctement les filtres. Enfin, la figure 2(d) montre le spectre en sortie d'un DPMZM générant un signal OSSB pour comparaison. Le DPMZM possède des pertes d'insertion extrêmement faibles pour s'accorder avec la puissance d'émission du D-EML.

4. RÉSULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSIONS

Pour les simulations, le budget optique, *i.e.* l'atténuation totale entre l'émetteur et le récepteur, est fixé à 25 dB pour satisfaire la classe B du standard G-PON (ITU-T G.984). Pour une M-QAM, le BER (Bit Error Rate) est déduit du SER (Symbol Error Rate) à l'aide de la formule : $BER = SER/log_2(M)$. Il n'y a ni amplification optique, ni dispositif spécifique de compensation de dispersion chromatique (hors égalisation OFDM). La figure 3 montre les performances en transmission obtenues pour tous les schémas de modulation à 31,7 Gb/s. En configuration ODSB et OVSB, la limitation pour un BER de 10^{-3} (utilisation possible de codes correcteurs d'erreurs) est d'environ 40 km à cause des évanouissements fréquentiels dus au canal optique. Ces évanouissements fréquentiels, propre au canal optique dispersif IM-DD, sont significativement réduits dans le cas d'une modulation OSSB. La distance de transmission peut ainsi être augmentée jusqu'à un peu plus de 55 km.

CONCLUSION

Ce papier démontre, par des simulations système, la possibilité d'augmenter la distance de transmission au-delà de la limite imposée par la dispersion chromatique en utilisant une modulation OSSB large bande. Cette modulation est obtenue de manière originale en combinant, dans les bonnes proportions, une modulation d'amplitude et de fréquence optique générées par un EML intégré à double accès de modulation RF. Une configuration PON a pu être simulée sur une distance de 55 km pour un budget optique de 25 dB à un débit de 31,7 Gb/s.

RÉFÉRENCES

[1] N. Cvijetic, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 30, no. 4, pp. 384–398, 2012.

[2] H. Kim *et al.*, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 8, pp. 947–949, 2006.

[3] F. Stremler, *Introduction to Communication Systems*, pp. 264–267, 1977, ISBN 0-201-07244-0.

ANALYSE DE PERFORMANCES D'UN COMMUTATEUR DE BURSTS OPTIQUES À MÉMOIRE ÉLECTRONIQUE PARTAGÉE

Pierre Delesques[1,2], Thomas Bonald[2], Gwillerm Froc[1], Philippe Ciblat[2], Cédric Ware[2]

[1] *Mitsubishi Electric R&D Centre Europe, Rennes, France*
[2] *Institut Mines-Télécom / Télécom ParisTech / CNRS LTCI, Paris, France*

cedric.ware@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Les réseaux futurs sont face à un défi de consommation énergétique : le trafic croît exponentiellement mais l'énergie par bit ne diminue pas assez vite, notamment dans les routeurs et commutateurs qui restent tout-électroniques. La commutation optique, ne disposant pas de mémoires, est vulnérable à la contention. Nous étudions les performances d'un commutateur hybride utilisant un buffer électronique partagé. Des simulations numériques et un modèle analytique de type Engset montrent un gain notable de performances pour relativement peu de ports électroniques vers le buffer. Les gains les plus élevés apparaissent lorsque peu de canaux par destination sont disponibles.

MOTS-CLEFS : *réseaux optiques ; commutation de bursts optiques ; commutateur hybride*

1. INTRODUCTION

Un des plus grands défis pour les futurs réseaux de communication est leur consommation énergétique en croissance incontrôlée, notamment celle des routeurs et commutateurs : le trafic qu'ils véhiculent augmente exponentiellement, mais l'énergie consommée par bit ne diminue pas assez vite [1].

Bien que des solutions de commutation tout-optique de paquets ou de bursts (OPS, OBS) aient été proposées [2], leur efficacité pratique sur la consommation est discutable [3]. Ces solutions sont vulnérables à la contention même à faible charge, car les paquets ne peuvent en pratique être gardés en attente ; les « mémoires » optiques à base de retards (boucles ou lumière lente) sont très limitées. Les réseaux tout-optiques devraient donc être largement sur-provisionnés, multipliant les canaux possibles vers chaque destination. Hélas, l'utilisation de canaux multiplexés en longueur d'onde (WDM) nécessiterait nombre de convertisseurs de longueur d'onde, gourmands en énergie, rendant inutile le tout-optique [3].

Le point critique étant la mise en mémoire, il a été récemment démontré [4] un commutateur *hybride*, utilisant de l'OBS ou de l'OPS en conjonction avec un buffer électronique. Cette approche semble réunir le meilleur des deux mondes, quoique nécessitant des convertisseurs optique-électrique (O-E) aux ports d'entrée/sortie du buffer, mais moins que dans un commutateur tout-électronique.

Dans cette communication, nous étudierons l'amélioration des performances de l'OBS qu'apporte l'utilisation d'un tel buffer électronique, en termes de probabilité de perte. L'OPS est équivalente à l'OBS dans notre analyse. Pour une architecture de commutateur donnée (sec. 2.), nous quantifierons sa probabilité de perte en fonction de la charge, et le gain de charge pour une probabilité de perte fixée. La comparaison des résultats d'un modèle de type Engset et de simulations numériques (sec. 3.) montre que le gain peut être encore amélioré par une meilleure gestion des collisions entre bursts entrants et réémis.

2. ARCHITECTURE DU COMMUTATEUR ET MODÈLE SYSTÈME

La figure 1 présente l'architecture globale du commutateur, supposé asynchrone : les bursts peuvent arriver à tout instant. Le nœud de commutation est de degré n_a : relié à n_a autres nœuds par autant d'azimuts supposés bidirectionnels et comportant chacun n_c canaux indépendants dans chaque direction. Ces canaux peuvent être différents cœurs d'une même fibre ou différentes fibres d'un même câble ; ou bien des canaux WDM d'une même fibre, au prix d'une consommation plus élevée via des convertisseurs de longueur d'onde.

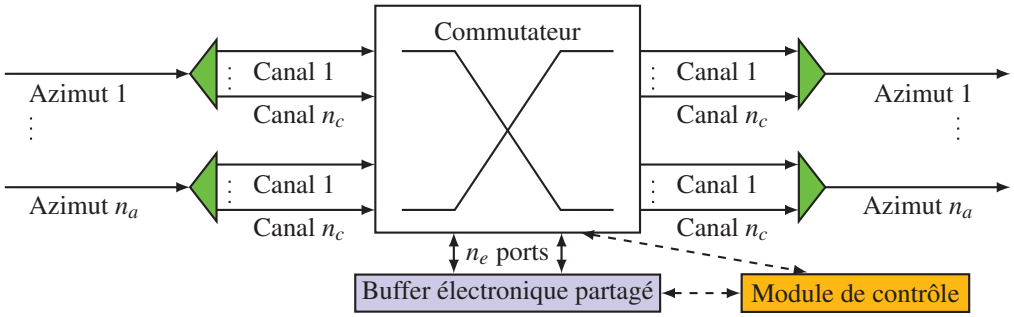


FIGURE 1 : Architecture du commutateur hybride

Le commutateur OBS est couplé à un buffer électronique partagé, où sont mis en attente les bursts pour lesquels aucun canal n'est disponible vers leur destination. Le buffer a n_e ports d'entrée et autant de ports de sortie. S'il n'y a pas non plus de port d'entrée disponible, alors seulement le burst est perdu.

Nous supposons dans un premier temps que les bursts en attente ont priorité : ils sont réémis dès qu'un canal se libère vers leur destination. Cette règle minimise la latence et la consommation mémoire ; toutefois, elle implique plus d'utilisation des ports électroniques, entraînant la perte de bursts qui auraient pu être acheminés si la réémission d'un autre burst de même destination avait été retardée.

Dans notre analyse, chaque canal entrant dans le nœud est à chaque instant occupé (lorsqu'un burst est en cours de transmission) ou libre (entre deux bursts). On suppose ces temps libres indépendants, suivant une distribution exponentielle de moyenne τ. La durée des bursts est distribuée exponentiellement de moyenne $\sigma = 10$ µs, soit 100 kbit à 10 Gbit/s ; τ est lié à la charge : $\rho = \frac{\sigma}{\sigma+\tau}$. Nous avons calculé la probabilité de perte par une approche de type point fixe, en considérant la partie optique du commutateur et le buffer comme des systèmes d'Engset, et en égalisant le trafic entrant et sortant du buffer. Le calcul de la probabilité de perte globale P_{loss} est donné dans [5].

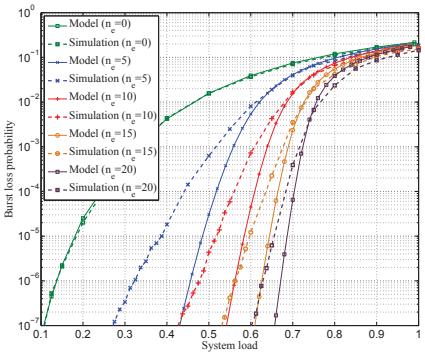
3. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

Les figures 2(a) et 2(b) donnent les résultats d'une simulation numérique de la probabilité de perte, comparée à la valeur donnée par le calcul, pour deux valeurs de n_a et plusieurs valeurs de n_e allant de 0 à 20. On constate un parfait accord entre simulation et calcul dans le cas tout-optique, et un accord qualitatif dans le cas hybride. Ces résultats montrent une amélioration significative des performances du commutateur à mesure que croît n_e, notamment en termes de charge maximale à faible P_{loss}.

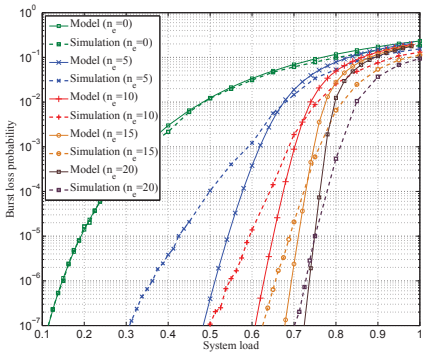
La figure 2(c) trace cette charge maximale à $P_{\text{loss}} = 10^{-7}$, déterminée par simulation, en fonction de n_e pour différents nombres de canaux par azimut : $n_c = 1, 5, 10, 20, 50, 100$. Comme on peut s'y attendre, le gain est le plus sensible pour de faibles valeurs de n_c, et le commutateur devient non-bloquant pour $n_e = n_a n_c$, cas où il y a toujours assez de ports disponibles pour mettre en attente un burst entrant. Pour toutes les valeurs de n_c testées, $n_e = 20$ suffit pour assurer la possibilité d'une charge de 0,6.

L'écart entre simulation et modèle s'explique d'une part du fait que le trafic secondaire ne peut être considéré indépendant du primaire : les bursts réémis sont a priori à destination d'un azimut congestionné, puisqu'ils avaient dû être mis en attente. D'autre part, dans nos simulations, il se produit des « collisions secondaires » : un burst à destination d'un azimut congestionné par du trafic réémis peut être perdu, alors qu'on aurait pu l'acheminer en gardant ce trafic secondaire en attente.

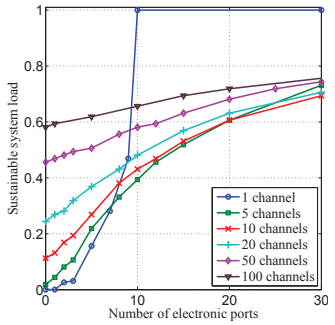
Les figures 2(d) et 2(e) montrent le taux de bursts mis en attente du fait de réémission en cours, élevé même à faible charge ; et la probabilité de perte lorsqu'on retarde de 250 ou 500 ns l'entrée des bursts dans le commutateur (par exemple via des lignes à retard) afin de pouvoir vérifier avant de réémettre qu'on ne va pas provoquer de collision secondaire. On constate un gain modéré, et les performances simulées s'approchent du modèle à faible charge ; il est possible que le modèle indique la marge de progression possible en optimisant la politique de réémission.



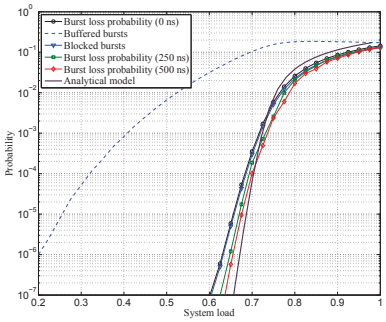
(a) P_{loss} en fonction de la charge, modèle et simulations, cas $n_a = 10$, $n_c = 10$



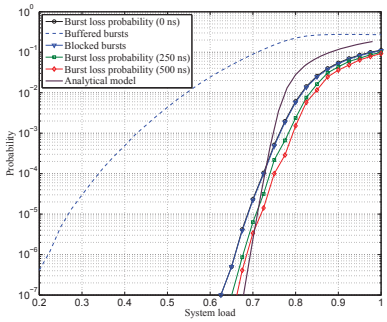
(b) P_{loss} en fonction de la charge, modèle et simulations, cas $n_a = 5$, $n_c = 10$



(c) Simulation : charge maximale à $P_{\text{loss}} = 10^{-7}$, cas $n_a = 10$



(d) P_{loss} avec réémission retardée, cas $n_a = 10$, $n_c = 10$, $n_e = 20$



(e) P_{loss} avec réémission retardée, cas $n_a = 5$, $n_c = 10$, $n_e = 15$

FIGURE 2 : Résultats numériques.

CONCLUSION

Nous avons étudié les performances d'un commutateur hybride de bursts optiques avec un buffer électronique partagé. La charge maximale en est notablement plus élevée que pour un commutateur tout-optique. Nous constatons également que même à faible charge, une fraction importante du trafic est mise en attente, d'où des conversions O-E inutiles et des collisions secondaires ; retarder la réémission permet des gains modérés de charge maximale.

Ce commutateur hybride est une technique prometteuse pour réduire la consommation énergétique des réseaux de paquets optiques. Des travaux supplémentaires sont requis pour une analyse exacte de l'économie d'énergie possible par ce biais.

RÉFÉRENCES

[1] R. S. Tucker, "Green optical communications—part II : Energy limitations in networks," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 17, pp. 261–274, 2011.

[2] S. J. Ben Yoo, "Energy efficiency in the future internet : the role of optical packet switching and optical-label switching," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 17, no. 2, pp. 406–418, 2011.

[3] R. S. Tucker, "Optical packet switching : A reality check," *Optical Switching and Networking*, vol. 5, pp. 2–9, 2008.

[4] D. Chiaroni, R. Urata, J. Gripp *et al.*, "Demonstration of the interconnection of two optical packet rings with a hybrid optoelectronic packet router," in *European Conference on Optical Communications (ECOC)*, no. PD3.5, 2010.

[5] P. Delesques, T. Bonald, G. Froc, P. Ciblat, and C. Ware, "Enhancement of an optical burst switch with shared electronic buffers," in *International Conference on Optical Networking Design and Modeling (ONDM)*, Brest, France, Apr. 2013, pp. 136–141, poster.

MICRO-RESONATEURS EN ANNEAU INJECTES OPTIQUEMENT POUR APPLICATIONS AUX COMMUNICATIONS TRES-LARGE BANDE

F. Grillot[1], B. M. Doucet[1], M. Osinski[2], P. Gallion[1] et D. Erasme[1]

[1]*Télécom ParisTech, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, CNRS LTCI, 46 rue Barrault, 75634 Paris Cedex 13, France*

[2]*Center for High Technology Materials, University of New-Mexico, 1313 Goddard Street SE, 87106, New-Mexico, Albuquerque, USA*

frederic.grillot@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

L'injection optique d'un faisceau externe dans la cavité d'une diode laser semi-conductrice conduit, sous certaines conditions, à une exaltation des propriétés de modulation. Néanmoins, ces améliorations restent fondamentalement conditionnées par les réflectivités des miroirs et par le temps aller-retour des photons dans la cavité. L'objectif de la présente contribution est de montrer que l'injection optique d'un laser à réaction distribuée dans un micro-résonateur en anneau constitue une configuration *ad hoc* pour l'obtention de bandes passantes de modulation supérieures à 100 GHz.

MOTS-CLEFS : *micro-résonateurs, injection optique, équations d'évolutions, communications optiques*.

1. INTRODUCTION

Les lasers en anneau conduisent à de nombreuses applications technologiques à fortes valeurs ajoutées (gyroscopes, circuits intégrés photoniques) [1]. Par opposition aux lasers semi-conducteurs conventionnels, les structures en anneau ne possèdent pas de cavité propre dans le sens où il n'y a ni miroirs, ni facettes clivées ni même un réseau de réflexion. Le fonctionnement de ce type de laser est fondé sur l'occurrence d'ondes stationnaires stables, les modes optiques étant déterminés par la géométrie de l'anneau. La géométrie typique d'un tel résonateur est constituée d'un guide d'onde en anneau au sein duquel les directions de propagation dans le sens des aiguilles d'une montre (CW) et dans le sens inverse (CCW) peuvent coexister. La lumière est couplée de manière évanescente vers le guide d'onde de sortie. Selon les conditions de polarisation, le mode laser peut se propager soit dans le sens (CW) soit dans le sens (CCW) modifiant ainsi les propriétés physiques de la structure. L'objectif de la présente contribution est de montrer que l'injection d'un faisceau optique issu d'un laser mono-fréquence à réaction distribuée (DFB) monolithiquement intégré avec le micro-résonateur permet de régénérer les propriétés de modulation. Les résultats présentés procurent un élément de base pour la réalisation soit, des futurs systèmes de communications optiques opérant à 100 Gbps, soit pour l'intégration silicium à 40 Gbps.

2. INJECTION OPTIQUE DANS LES MICRO-RESONATEURS

L'injection optique dans les lasers en anneau a principalement été étudiée pour la réalisation de dispositifs monomodes à faible largeur spectrale et pour la commutation optique. Dans les structures à émission par la tranche, l'augmentation de la bande passante est fortement conditionnée par différents paramètres comme les réflectivités des miroirs ou par le temps aller-retour des photons dans la cavité [2]. Les compromis à trouver entre ces paramètres font que l'utilisation des lasers semi-conducteurs à émission par la tranche peut devenir problématique pour les applications hautes-fréquences. Même si les lasers à émission par la surface (VCSEL) permettent d'atteindre des longueurs de cavités optiques extrêmement faibles (et donc un temps aller-retour des photons dans la cavité plus faible), il n'en demeure pas moins que leurs propriétés hautes-fréquences restent

fondamentalement limitées par la réflectivité du miroir de Bragg. Bien qu'une bande passante de modulation de 80 GHz ait été démontrée sur un VCSEL injecté optiquement [3], leurs cavités verticales font que ces dispositifs sont difficilement compatibles en vue d'une intégration monolithique avec le laser maître (DFB). Afin de palier à ces limitations, l'injection optique dans les lasers à en anneau offre assurément une excellente alternative. L'idée proposée est celle représentée sur la figure 1 où le laser (DFB) se trouve directement intégré avec le micro-résonateur [4]. Cette géométrie, dites « en sifflet », est particulièrement attractive car elle permet, d'une part, de s'affranchir d'un isolateur optique et donc de minimiser les réflexions parasites réinjectées dans le laser maître mais aussi de fonctionner en régime de forte injection. Ce régime permet ainsi de privilégier une direction de propagation stable *via* un couplage efficient du faisceau maître dans l'anneau. La forte asymétrie de la structure lève la dégénérescence et procure une différence significative entre les temps de vie des photons des modes (CW) et (CCW).

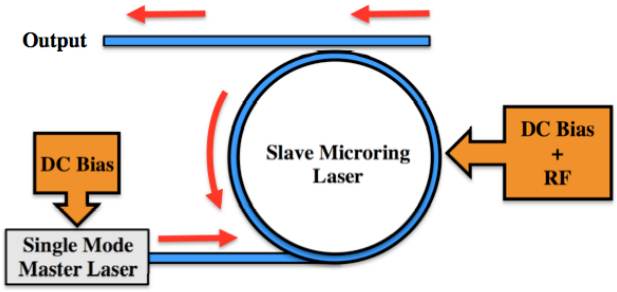


Fig. 1 : Micro-résonateur injecté optiquement par un laser mono-fréquence de type (DFB).

La dynamique du micro-résonateur injecté optiquement, représenté sur la figure 1, se modélise par un système d'équations d'évolution. L'ensemble des paramètres utilisés dans les simulations est disponible dans les références [4,5]. La structure ridge InGaAs/AlGaInAs/InP, émettant à 1,55 µm contient sept multi-puits quantiques InGaAs/AlGaInAs. La longueur de la cavité du laser maître est de 200 µm tandis que celle du micro-résonateur n'excède pas 60 µm (le diamètre étant de 20 µm).
Le laser maitre mono-fréquence est décrit par le jeu d'équations différentielles [5] :

$$\frac{dS_m}{dt} = \left[G_{0m}\left(N_m - N_{0m}\right) - \frac{1}{\tau_p^m} \right] S_m + R_{sp} \tag{1}$$

$$\frac{d\theta_m}{dt} = \frac{\alpha}{2}\left[G_{0m}\left(N_m - N_{0m}\right) - \frac{1}{\tau_p^m} \right] \tag{2}$$

$$\frac{dN_m}{dt} = \frac{I_m}{q}\eta_i - \frac{N_m}{\tau_s} - G_{0m}\left(N_m - N_{0m}\right) S_m \tag{3}$$

où S_m est le nombre de photons, θ_m la phase et N_m le nombre de total de porteurs supposé uniforme. Dans les équations ci-dessus, on note α le facteur de couplage phase-amplitude, N_{0m} la densité de porteurs à la transparence, τ_s le temps de vie des porteurs, τ_p^m le temps de vie des photons, R_{sp} le taux d'émission spontanée, η_i le rendement quantique interne et G_{0m} le gain différentiel normalisé.
Le laser en anneau est pour sa part modélisé par le système d'équations différentielles :

$$\frac{dS_{CCW}}{dt} = \left[G_{CCW} - \frac{1}{\tau_p^{CCW}} \right] S_{CCW} + R_{sp} + 2k_c\sqrt{S_m S_{CCW}}\cos\left(\theta_{CCW} - \theta_m\right) \tag{4}$$

$$\frac{d\theta_{CCW}}{dt} = \frac{\alpha}{2}\left[G_{CCW} - \frac{1}{\tau_p^{CCW}} \right] - \left(\omega_0 - \omega_{th}\right) - 2k_c\sqrt{\frac{S_m}{S_{CCW}}}\sin\left(\theta_{CCW} - \theta_m\right) \tag{5}$$

$$\frac{dS_{CW}}{dt} = \left[G_{CW} - \frac{1}{\tau_p^{CW}} \right] S_{CW} + R_{sp} \quad (6)$$

$$\frac{d\theta_{CW}}{dt} = \frac{\alpha}{2} \left[G_{CW} - \frac{1}{\tau_p^{CW}} \right] S_{CW} - (\omega_0 - \omega_{th}) \quad (7)$$

$$\frac{dN_r}{dt} = \frac{I_r}{q} \eta_i - \frac{N_r}{\tau_s} - G_{CW} S_{CW} - G_{CCW} S_{CCW} \quad (8)$$

Le paramètre k_c désigne le taux d'injection, N_r le nombre de total de porteur supposé uniforme dans la cavité esclave et S_{CW}, S_{CCW} le nombre de photons associés aux modes (CW) et (CCW) ainsi que θ_{CW} et θ_{CCW} les phases correspondantes. Enfin, on note $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_{th}$ le désaccord de fréquence entre les lasers maitre et esclave. La figure 2 représente la réponse petit-signal du laser injecté simulé (a) en régime de faible injection (k_c=1,36×10^{11}) et (b) en régime de forte injection (k_c=6,09×10^{11}). La courbe rouge représente la réponse du laser solitaire (sans injection) pour lequel une bande passante de modulation d'environ 10 GHz est obtenue. Les autres courbes sont générées par variation du désaccord de fréquence maître-esclave tel que Δω= 20, 40, 60, 80, 100, 120 GHz. Bien que les simulations révèlent que la condition de faible injection produit une augmentation de la bande passante d'un facteur quatre, la forte injection permet en revanche d'atteindre des bandes passantes de modulation supérieure à 100 GHz couplées à des fréquences de relaxation de 150 GHz. Par comparaison, la configuration utilisée dans la référence [6] et reposant sur l'exploitation d'un guide optique unidirectionnel adjacent au laser en anneau ne permet pas d'atteindre ce régime de forte injection limitant ainsi la bande passante de modulation à 35 GHz.

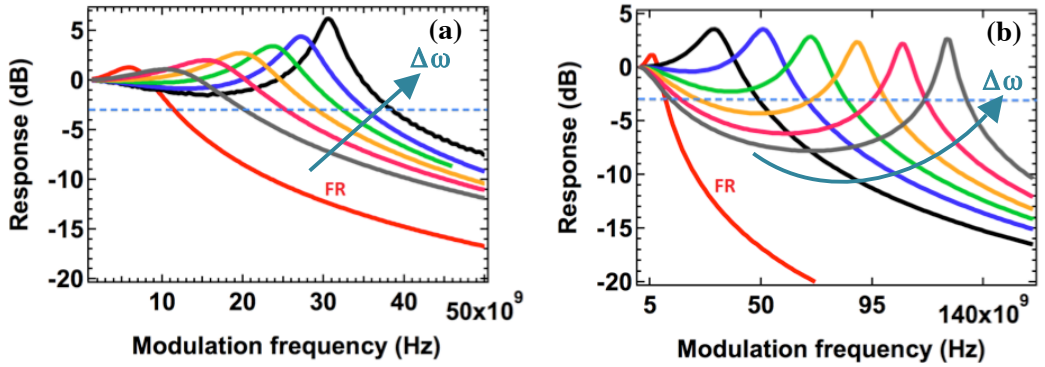


Fig. 1 : Réponse petit-signal (a) k_c=1.36×10^{11} et (b) k_c=6.09×10^{11}. La courbe rouge correspond à celle du laser solitaire (sans injection). Les autres courbes sont générées par variation du désaccord de fréquence maître-esclave Δω = 20, 40, 60, 80, 100, 120 GHz.

CONCLUSION

L'intégration monolithique d'un laser (DFB) avec un micro-résonateur dans une configuration « en sifflet » procure des conditions d'injection particulièrement efficientes pour l'exaltation des propriétés de modulation. Les résultats présentés constituent un élément de base ouvrant la voie à la réalisation de dispositifs tout InP pour les communications optiques à 100 Gbps ou pour la fabrication de lasers intégrés sur Si pour les futurs systèmes d'interconnexions optiques à 40 Gbps.

RÉFÉRENCES

[1] L. Chrostowski et al., IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 15, pp. 498-500, 2003.
[2] T. B. Simpson et al., IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 9, pp. 1322-1324, 1997.
[3] E. K. Lau et al., Opt. Express, vol. 16, pp. 6609-6618, 2008.
[4] G. A. Smolyakov et al., IEEE J. Quantum Electron., vol. 47, pp. 1463-1471, 2011.
[5] G. A. Smolyakov et al., IEEE J. Quantum Electron., vol. 48, pp. 1568-1577, 2012.
[6] L. Chrostowski et al., IEEE J. of Lightwave Technol., vol. 26, pp. 3355-33621, 2008.

INTRODUCTION DU MODULE SFP G-PON MCR POUR LE DEPLOIEMENT DU FTTH

Bertrand Le Guyader[1], Laurent Guillo[1], Maxime Leroux[1], Philippe Chanclou[1]

[1] *Orange Labs Lannion, 2 avenue Pierre Marzin 22300 Lannion*

bertrand.leguyader@orange.com

RÉSUMÉ

Le déploiement du FTTH (Fiber To The Home) nécessite d'optimiser les coûts d'investissements (CAPEX) et opérationnels (OPEX). Aussi, un module optique SFP G-PON MCR (Mode Coupling Receiver) a-t-il été imaginé. Il permet de mutualiser plusieurs arbres PON (Passive Optical Network) faiblement remplis sur un même port physique d'un OLT. Grâce à la technologie PIC (Photonic Integrated Circuit), ce module a pu être intégré dans un package format SFP (Small Form Pluggable) afin de connecter 4 arbres PON au même port physique G-PON de l'OLT.

MOTS-CLEFS : *PON ;MCR, FTTH*

1. INTRODUCTION

Dans sa phase initiale, le déploiement de la fibre optique jusque chez le résidentiel, se traduit par la mise en service d'une infrastructure optique mutualisée basée sur des arbres PON faiblement remplis, raccordés à des ports G-PON (Gigabit capable Passive Optical Network) OLT (Optical Line Termination) mono-arbre. Cela implique donc un coût des ports PON OLT relativement élevé. Afin de réduire ces coûts d'investissement, il a été imaginé un composant optique, sur lequel il est possible de connecter 4 arbres PON compatible, mécaniquement et électriquement, avec les cages SFP des cartes lignes installées dans les OLTs. Le taux de partage des arbres PON déployés étant de 1 :64 et un port OLT G-PON pouvant gérer jusque 128 ONTs (Optical network Termination) [1], le SFP G-PON MCR donne l'opportunité d'augmenter le taux de remplissage des ports OLT G-PON car le nombre de clients raccordables passe de 64 à 256. Ce module optique, SFP G-PON MCR, doit être compatible avec la classe de budget optique B+ [2]. Le SFP G-PON MCR embarque un dispositif de combinaison des bursts des ONTs, appelé MCR (Mode Coupling Receiver), dont les pertes d'insertion sont très faibles.

Les diverses fonctions optiques ont pu être intégrées dans un package SFP grâce à la technologie PIC (Photonics Integrated Circuit) maîtrisée par Neophotonics.

La première section de cet article explicitera le principe de fonctionnement des interfaces optiques multi-arbres PON. La seconde section abordera la technologie mise en œuvre dans le module SFP G-PON MCR en collaboration avec Neophotonics et en détaillera les performances.

2. LES INTERFACES OPTIQUES MULTI-ARBRES PON

L'idée est de concevoir des interfaces optiques sur lesquelles plusieurs arbres PON peuvent être connectés et ne nécessitant ni télé-alimentation, ni supervision réseau. De précédentes solutions optoélectroniques [3] présentaient l'inconvénient majeur de gérer un équipement actif supplémentaire dans le réseau. Aussi, ces interfaces doivent d'une part, être compatibles avec les caractéristiques des modules SFP des cartes ligne, et d'autre part prendre en compte qu'aucune modification sur l'infrastructure optique n'est envisageable. Une contrainte supplémentaire est que les ONTs ne peuvent émettre plus de puissance optique.

La figure 1 décrit le principe de l'interface multi-arbres PON à insérer dans une carte ligne. Dans le sens descendant, le laser modulé à 2.5Gbit/s émettant dans la fenêtre 1490nm+/-10nm est diffusé vers chaque point de connexion d'un arbre PON, grâce à un coupleur optique 1 :4, dont les pertes d'insertion typiques de 6/6.5dB sont compensées par une augmentation de la puissance du laser, et ce, afin de rester compatible avec la classe B+. Dans le sens montant, comme aucune rétroaction en puissance n'est possible sur les ONTs, leurs bursts d'émission à 1310nm sont aiguillés, grâce aux MUX/DMUX positionnés sur chaque sortie du coupleur 1 :4, vers un composant dit de combinaison des bursts et dénommé MCR-C (Mode Coupling Receiver - Component) et dont les pertes d'insertion sont les plus faibles possibles. Enfin le MCR-C est raccordé à la photodiode de réception à 1.25GHz. Plusieurs solutions ont été proposées dans l'implémentation du MCR-C : un combineur basé soit sur un assemblage d'une fibre multi-modes et d'une fibre multi-cœurs monomodes [4], soit sur la fusion de fibres monomodes avec une fibre multi-modes [5], soit sur un dispositif à base de microlentilles [5]. Dans le pire des cas [4], les pertes d'insertion n'excédaient pas 1.5dB.

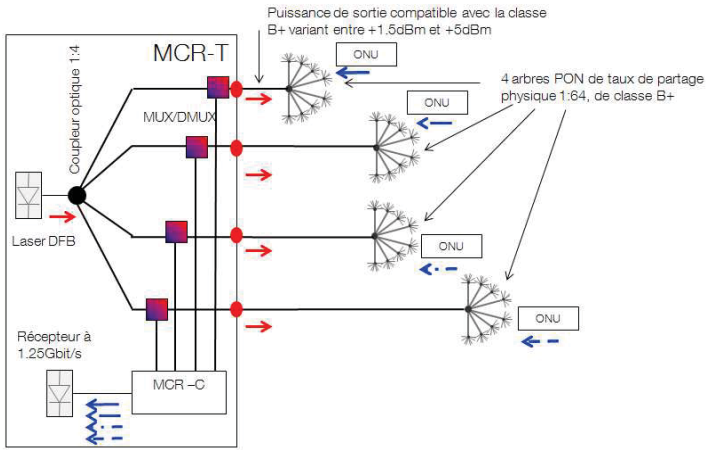


Fig. 1 : interface optique multi arbres PON

3. INTERFACE OPTIQUE SFP G-PON MCR 4 ARBRES PON

La figure 2 illustre le module SFP G-PON MCR développé en collaboration avec Neophotonics. Grâce à la technologie PIC, il a été possible d'intégrer dans un package SFP l'ensemble des fonctions optiques énumérées dans la section 2.

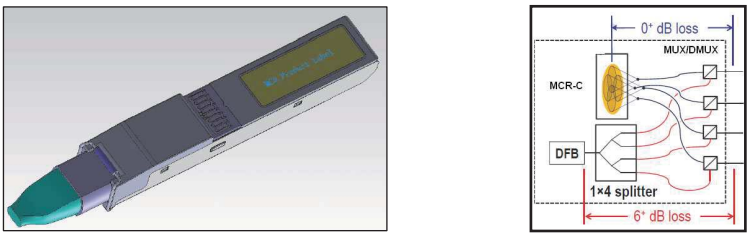


Fig. 2 : prototype développé en collaboration avec Neophotonics

Afin de compenser les pertes d'insertion du coupleur 1 :4, deux lasers sont utilisés et modulés de façon synchrone à 2.5Gbit/s. Dans le sens montant, les bursts des ONTs sont aiguillés vers une photodiode à avalanche (APD) de bande passante électrique 1.25GHz et dont la surface active a un diamètre de 50µm. Les bursts sont combinés grâce à un ensemble de guides d'onde monomodes établis entre les MUX/DMUX situés sur chaque sortie du coupleur 1 :4 et la photodiode, dont les pertes d'insertion sont de l'ordre de 0.1dB. Sa sortie électrique est raccordée à un amplificateur trans-impédance (TIA) et à un amplificateur limiteur. Quatre arbres PON peuvent être raccordés au

module SFP G-PON MCR grâce à un connecteur optique multi fibres MPO (Multi-fiber Push On / Push Off) [6].

La longueur d'onde d'émission du SFP G-PON MCR testé est de 1491.26nm et la puissance de sortie de chaque port varie entre 3.6dBm et 5.2dBm. Le taux d'extinction mesuré via une analyse du diagramme de l'œil sur l'une des sorties du SFP G-PON MCR est de 9dB.

Selon le port testé du SFP G-PON MCR, la sensibilité (resp. puissance d'éblouissement) varie entre -32.9dBm et -34dBm (resp. -9.8dBm et -10.6dBm). Ces valeurs permettent d'envisager un budget optique maximum, dans le sens montant, jusque 36.5dB / 38dB, et un budget minimum de 13.4dB / 14.5dB. Le différentiel maximum de budget optique supporté entre 2 ONTs, connectés au SFP G-PON MCR, atteint la valeur de 23dB, bien supérieure à la valeur de 15dB définie dans la classe B+ [7]. Il a été vérifié qu'il est possible de connecter 2 ONTs sur chaque port du SFP G-PON MCR (selon la configuration de tests définie dans le tableau 1) en notant qu'il n'y avait pas de pertes de trames Ethernet pour un trafic bidirectionnel implémenté sur chaque ONT. Enfin, les tests de performance Ethernet ont montré que les SFP G-PON MCR ont un « throughput » bidirectionnel de 2Gbit/s (en descendant) et 1Gbit/s (en montant).

Tab. 1 : configuration de tests pour un ONT par port PON

Numéro du port du module SFP G-PON MCR	**Configuration budget optique (dB) / distance (km)**
1	28dB / 20km
2	25dB / 15km
3	20dB / 10km
4	15dB / ~ mètres

Les SFP G-PON MCR testés présentent une consommation électrique variant entre 1.44W et 1.92W, la puissance maximale spécifiée étant de 2.6W.

CONCLUSION

Il est ainsi démontré que le SFP G-PON MCR permet de raccorder 4 arbres PON sur le même port physique à l'OLT. Ces interfaces sont compatibles électriquement et mécaniquement avec les cartes ligne OLT et respectent le standard G-PON [2, 7]. Elles contribueront à la réduction des CAPEX et des OPEX, du fait de limitation des investissements (via une diminution des cartes ligne) et de la réduction de la consommation en énergie. La même approche pourra être appliquée aux futures technologies d'accès telles que XG-PON1 et NG-PON2.

RÉFÉRENCES

[1] ITU-T, " Gigabit-capable Passive Optical Networks (G-PON): Transmission convergence layer specification", 03/2008

[2] ITU-T, " Gigabit-capable Passive Optical Networks (G-PON): Physical Media Dependent (PMD) layer specification, Amendment", 02/2006

[3] F. Saliou, " Virtual splitter for Passive Optical Networks", NOC 2009

[4] F. Raharimanitra, P. Chanclou, G. Perrin, B. Charbonnier, M. Thual, " Demonstration of the use of an Optical Fibre Combiner with Low Loss to connect Four Single Mode Fibres to one Photoreceiver" OFC,.2010.

[5] N. Cheng, Z. Liao, Frank Effenberger, "Large Splitting and Long Reach Passive Optical Networks with Mode Coupling Receiver", ECOC, 2010

[6] Telcordia, "Generic Requirements for Multi-Fiber Optical Connectors", 1994

[7] ITU-T, "Gigabit-capable Passive Optical Networks (G-PON): Physical Media Dependent (PMD) layer specification", 03/2003

DEMONSTRATION EXPERIMENTALE D'UN LIEN DESCENDANT A 20GBPS DANS UN PON FDM

Aurélien Lebreton[1-2], Benoît Charbonnier[1], Jérôme Le Masson[2-3], Rongping Dong[2]

[1] *France Télécom Orange Labs, 2 av. Pierre Marzin, 22307 LANNION Cédex, France*
[2] *Lab-STICC, Université de Bretagne-Sud, Lorient, France*
[3] *Ecoles de Saint-Cyr Coëtquidan, Guer, France*

aurelien.lebreton@orange.com

RESUME

Nous démontrons expérimentalement une capacité agrégée de 20Gbps basée sur une architecture FDM PON en utilisant un algorithme d'allocation de ressource et une bande passante électrique de 5,5GHz.

MOTS-CLEFS : *Communication optique ; FDM/FDMA PON ; Allocation de ressources*

1. INTRODUCTION

Les futurs réseaux d'accès optiques passifs (PON) devront fournir un débit par client de l'ordre du Gbps. Les organismes de normalisation (FSAN & ITU) ont défini et standardisé ce que sera le prochain réseau d'accès optique passif (NG-PON2) en termes de technologie et d'exigences. Il devra notamment avoir une capacité agrégée de 40Gbps dans le sens descendant et 10Gbps pour le sens montant en multiplexant, de manière temporelle et en longueur d'onde, les données d'au moins 64 utilisateurs par lien, sur une distance de 20km [1]. Du point de vue des opérateurs, ce prochain système devra être compatible et coexister avec les systèmes déployés actuellement. Cependant les solutions proposées pour répondre à ces besoins [2] [3] ont pour inconvénient de nécessiter la présence d'un récepteur 10Gbps et d'un transmetteur 2.5Gbps chez le client pour subvenir à une demande de trafic individuelle qui sera au mieux de 1Gbps/500Mbps. Cette inconsistance entre le débit ligne et le débit réel est source de consommation énergétique et de coût pour le module client. Un autre facteur important est qu'avec l'accroissement du déploiement de la fibre et la migration vers une boucle locale 'toute optique', les clients connectés ne seront peut-être plus aussi demandeur de bande passante que les « early adopters ». Différentes classes de services devront alors coexister sur un même système. Le TDM n'est pas favorable à cette évolution.
C'est dans l'objectif de réduire le coût (matériel et énergétique) du module client que nous avons proposé [4] une solution basée sur le partage de l'accès en fréquence (FDM/FDMA) où nous avons démontré qu'avec une fréquence d'échantillonnage de 500MS/s il était possible de proposer 1Gbps par utilisateur. La coexistence avec des clients plus bas débit est aussi possible avec des modules clients encore moins onéreux. Dans ce papier nous allons considérer le sens descendant d'une architecture FDM et allons expérimentalement démontrer une capacité de 20Gbps sur 5.5GHz de bande passante électrique. Nous réaliserons la transmission de données pour 32 utilisateurs, correspondant à un taux de remplissage de 50% de l'arbre PON.

2. SYSTEME EXPERIMENTAL

Afin de mesurer les performances de notre système et d'évaluer la capacité globale d'un lien FDM descendant, nous avons réalisé le schéma expérimental de la figure 1. Nous avons sondé notre canal i.e. déterminé la performance en transmission entre le central et un utilisateur générique à l'aide d'un signal de référence de 250MHz modulé en QPSK. Nous faisons varier la fréquence centrale de ce signal entre 500MHz et 6GHz pour différents budgets optiques que nous modifions à l'aide d'un atténuateur optique variable (VOA). Nous faisons également varier la puissance RF du signal modulant le Mach Zehnder à l'aide d'un atténuateur RF variable.

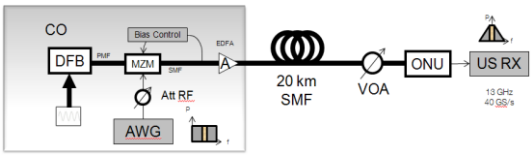


Fig. 1 : Schéma expérimental

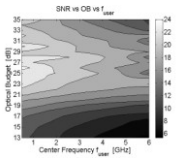


Fig. 2 : SNR vs Budget Optique vs Fréquence

La Fig. 1 1 représente le schéma expérimental où un laser DFB (Distributed Feed Back), émettant à 1550nm avec une puissance de 9dBm est modulé par un Mach Zehnder (MZM) de 10GHz de bande passante. Le signal modulant est composé du signal de référence et d'un signal complémentaire simulant la présence d'autres utilisateurs dans le PON. Le signal est ensuite amplifié à l'aide d'un EDFA (Erbium Doped Fibre Amplifier) à 13dBm, traverse 20km de fibre monomode standard (SMF) et est ensuite atténué à l'aide du VOA. A la réception, le signal est détecté par une photodiode ayant une efficacité de conversion de 0.88A/W et 11GHz de bande passante puis capturé par un oscilloscope 40GS/s (dans un système réel, celui-ci serait remplacé par un système de conversion de fréquence en bande de base et deux échantillonneurs 500MS/s). Pour chaque fréquence centrale, budget optique et puissance RF, l'erreur vectorielle (EVM) du signal démodulé est évaluée puis convertie en rapport signal à bruit (SNR). La Fig. 2 2 présente un exemple de cartographie des SNR en fonction du budget optique et de la fréquence centrale pour une puissance RF donnée. Cette mesure permet l'allocation de ressources présentée dans la partie suivante.

3. ALGORITHME D'ALLOCATION DE RESSOURCES

L'allocation de ressources détermine les paramètres suivants pour chaque utilisateur: puissance RF, fréquence centrale, niveau de modulation et bande passante. Les contraintes du système sont les demandes des utilisateurs, le budget de puissance, la réponse fréquentielle du canal ou encore la bande passante totale.

En considérant un ensemble de constellation prédéfinies de type *M*-QAM et un taux d'erreur binaire cible (BER_{target} = 10^{-3}), la fonction $b = \gamma(snr)$ donne la constellation 2^b-QAM utilisable pour un SNR donné. Avec cette fonction, le débit pour un utilisateur k à une fréquence centrale f_k est donné par **(1)** :

$$\mathrm{D}_k = \mathrm{w}_k . \gamma\left(\mathrm{snr}_k\left(f_k\right)\right), \quad \text{avec } \mathrm{snr}_k\left(f_k\right) = \frac{p_k . g_k\left(f_k\right)}{\mathrm{w}_k} \qquad \textbf{(1)}$$

$$\text{déterminer } \max_{p_k, \mathrm{bw}_k, f_k}\left(\min_{k\in[1..N]}\left(\frac{\mathrm{D}_k}{\mathrm{D}_k^{\mathrm{target}}}\right)\right) \quad \text{sous contrainte } \sum_{k\in[1..N]} p_k \le P \text{ and } \sum_{k\in[1..N]} \mathrm{w}_k \le \mathrm{W} \qquad \textbf{(2)}$$

Où $g_k(f_k)$ dans **(1)** est le « gain-to-noise ratio » obtenue à partir des mesures décrites dans la partie précédente, p_k la puissance allouée et w_k la bande passante allouée.

L'allocation dynamique de ressources consiste à trouver la meilleure distribution des paramètres en fonction de la demande en débit D_k^{target} de chaque utilisateur. Le problème revient à faire une maximisation du débit pondéré, D_k/D_k^{target} du moins bon utilisateur. Pour un budget de puissance *P* et une bande passante *W*, l'allocation de ressource peut être mathématiquement formulé comme un problème de recherche du maximum-minimum **(2)**.

Si l'on considère deux utilisateurs voisins, l'allocation de ressource peut être réduite à un problème à deux dimensions. L'objectif est de trouver $\{w_1, w_2, p_1, p_2\}$ dans le but de maximiser le minimum de D_1/D_1^{target} et D_2/D_2^{target}, avec comme contraintes $(w_1+w_2)\le$W' et $(p_1+p_2)\le$P'. La solution optimale de ce problème doit satisfaire $D_1/D_1^{target} = D_2/D_2^{target}$. Fig. 3 montre un exemple de représentation de D_1/D_1^{target} et D_2/D_2^{target} en fonction de p_1 et w_1.

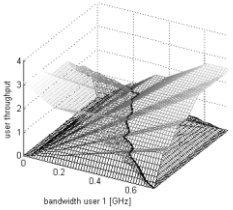


Fig. 3 : Débits pondérés pour 2 utilisateurs en fonction de leur puissance et bande passante

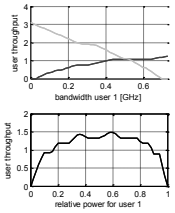


Fig. 4 : Vue 2D pour une puissance donnée

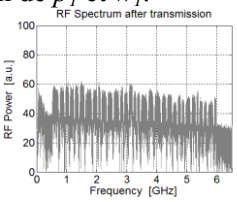


Fig. 5 : Spectre en réception

Pour une valeur de p_1 telle que $0 \leq p_1 \leq P'$ et $p_2 = P' - p_1$, il est possible de trouver w_1 et w_2 tels que $w_1 + w_2 = W'$ qui satisfassent la condition $D_1/D_1^{target} = D_2/D_2^{target}$. Comme illustré sur la Fig. 4 (haut), cela correspond au point d'intersection des courbes des débits pondérés des deux utilisateurs en fonction de leur bande passante respective. L'ensemble des points d'intersection pour toutes les valeurs de p_1 est représenté par la courbe en gras sur la Fig. 3 ou sur la Fig. 4 (bas). La dernière étape de cet algorithme consiste à trouver le maximum de cette courbe. Pour un nombre quelconque d'utilisateur, la méthode consiste à appliquer l'algorithme précédemment expliqué à des couples d'utilisateurs adjacents jusqu'à convergence. Après allocation, tous les utilisateurs reçoivent le même pourcentage du débit initialement demandé.

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous appliquons l'allocation de ressource à un signal comprenant 32 utilisateurs. Le budget optique et le débit cible de chaque utilisateur sont attribués aléatoirement selon une loi déterminée à partir de mesures effectuées lors des déploiements actuels. L'algorithme d'allocation détermine les meilleurs paramètres pour chaque utilisateur. Le signal généré avec ces paramètres est transmis puis démodulé. Les performances sont évaluées par mesure de BER. Afin de se placer à la puissance RF optimale, nous évaluons la capacité totale pour plusieurs puissances (Fig. 6) modulant le Mach Zehnder.

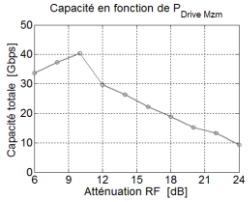


Fig. 6 : Capacité totale en fonction de l'atténuation RF

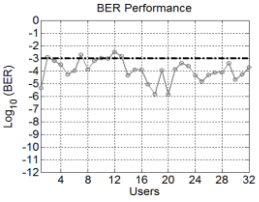


Fig. 7 : Mesure de BER

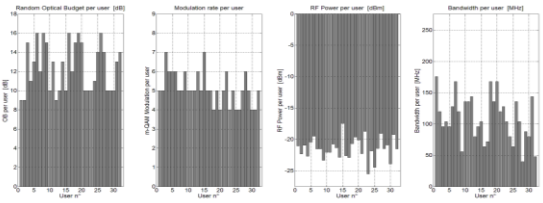


Fig. 8 : Résultats de l'allocation de ressources pour chaque utilisateur

L'atténuation RF pour laquelle la capacité totale est maximisée correspond à 10dB. En se plaçant à cet optimum, nous relevons le spectre d'allocation de ressources pour 32 utilisateurs (Fig. 5Fig. 8) ainsi que les mesures de BER (Fig. 7). La Fig. 8 donne le détail des paramètres alloués. En multipliant la bande passante allouée à chaque utilisateur par leur taux de modulation respectif, nous agrégeons une capacité de 20Gbps.

CONCLUSION

Nous avons présenté les résultats expérimentaux de l'architecture FDM PON pour le lien descendant. Nous avons vu qu'en considérant une bande passante de 5.5GHz et un taux de remplissage de 50%, nous agrégions une capacité totale de 20Gbps. En doublant la bande passante électrique utilisée, nous devrions arriver à une capacité plus importante tout en considérant plus d'utilisateur.

REMERCIEMENTS

Ce travail été effectué dans le cadre du projet FAON et a bénéficié d'une aide de l'Agence Nationale de la Recherche portant la référence 11-INFR-005-01

REFERENCES

[1] P. Chanclou et al., « Network operator requirements for the next generation of optical access networks », IEEE Network, vol. 26, no 2, p. 8 - 14, avr. 2012.
[2] H. Nakamura1, "NG-PON2 Technologies", OFC 2013, paper NTh4F.5
[3] Y. Luo et al., « Time- and Wavelength-Division Multiplexed Passive Optical Network (TWDM-PON) for Next-Generation PON Stage 2 (NG-PON2) », Journal of Lightwave Technology, vol. 31, no 4, p. 587-593, févr. 2013.
[4] A. Lebreton et al., « Low Complexity FDM/FDMA Approach for Future PON », OFC2013, paper OTh3A.7.

COMMUTATEURS OPTIQUES MULTICOUCHES POUR LES FUTURES GENERATIONS DE RESEAUX OPTIQUES SUR PUCE

Pierre Lecoy[1], Malak Channoufi[1,2], Rabah Attia[2], Bruno Delacressonniere[3]

[1] Laboratoire ETIS, UMR CNRS 8051, ENSEA-UCP, 95014 Cergy-Pontoise, France
[2]URCSE (Unité de Recherche Composants et Systèmes Electroniques), Ecole polytechnique de Tunisie
[3]LaMIPS (Laboratoire de Microélectronique et de Physique des Semiconducteurs), CRISMAT-NXPSemiconductors-PRESTO engineering, CNRS UMR 6508, 14906 Caen, France

pierre.lecoy@ensea.fr

RÉSUMÉ

La communication optique au sein des puces multiprocesseurs devient un axe de recherche prometteur qui offre des solutions au goulot d'étranglement atteint par les bus électriques. Dans ce papier on présente un routeur optique intégré dans les réseaux optiques sur puce utilisant des commutateurs optiques à anneaux résonnants multicouches. Cet aspect multicouches ainsi que l'optimisation du rayon de l'anneau des commutateurs seront discutés et évalués dans cette communication.

MOTS-CLEFS : *réseaux optiques sur puce, commutateurs optiques à anneaux résonnants*

1. INTRODUCTION

Pour faire face à l'augmentation de nombre de processeurs dans la même puce, tout en limitant la perte de puissance et l'occupation de surface, le routage des données par un réseau optique sur puce "ONoC" (Optical Network on Chip) [1,2] semble une solution prometteuse. Son efficacité dépend de la technologie et des performances des commutateurs optiques intégrés sur lesquels sont basés ces réseaux, ainsi que de la perte de puissance optique au long du chemin des signaux dans la puce. Un grand nombre de croisements de guides d'ondes se traduit par une perte de puissance optique et une diaphonie significatives. L'utilisation de guides d'onde superposés interconnectés par des commutateurs optiques semble être une solution pour éviter ces effets. Le commutateur optique multicouches présenté dans cette communication, basé sur un microrésonateur en anneau résonnant sur plusieurs niveaux de guides d'ondes en est l'élément clef. Compte tenu des les pertes radiatives qui diminuent lorsque le rayon de l'anneau augmente, et des pertes intrinsèques qui évoluent en sens inverse, nous démontrons un rayon optimal pour ces dispositifs optiques.

2. LES COMMUTATEURS OPTIQUES MULTICOUCHES

Afin de faciliter l'intégration des nouvelles architectures et topologies au sein des réseaux optiques sur puce, une structure régulière et optimisée de routeurs intégrés appelés "ROTAR" (fig.1a), a été définie et déjà présentée en [1]. Le routeur est constitué de 4 guides d'ondes implémentés sur deux niveaux superposés de guides en silicium et de 4 microrésonateurs en anneau situés aux croisements de ces guides d'onde. La direction de propagation de la lumière à travers ce routeur à 4 accès bidirectionnels est définie selon les configurations suivantes :

- Le saut est selon y lorsque le microrésonateur est à l'état "ON" (résonnant à la fréquence de la lumière) : le signal passe d'un guide à un autre par couplage à travers l'anneau résonnant.
- Le saut est selon x si le microrésonateur est à l'état "OFF" et donc le signal reste dans le même guide d'onde.

Les microrésonateurs (fig.1b) sont commandés à l'état "ON" par injection d'un courant dans la jonction p-n de l'anneau, modifiant l'indice du guide donc la fréquence de résonance de la lumière [3]

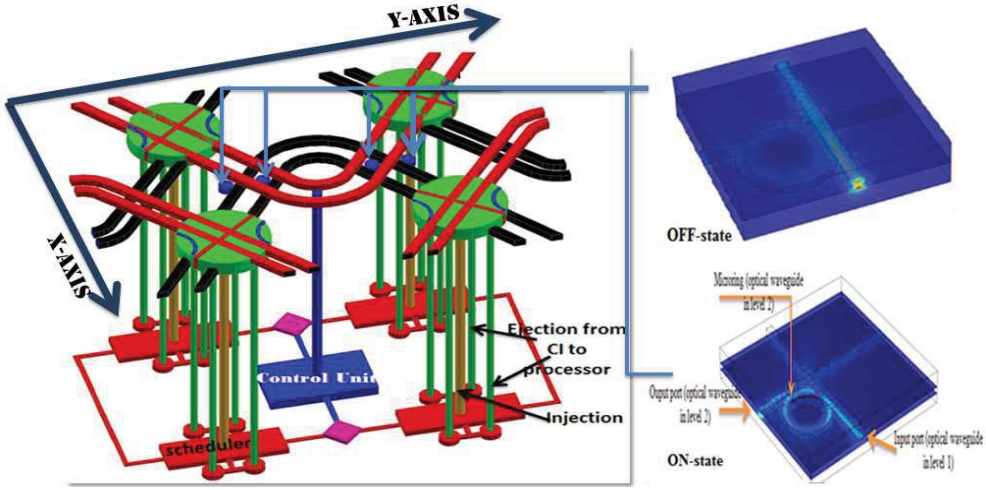


Fig. 1. (a) Représentation schématique de la structure en 3D du routeur optique multicouches. (b) Représentation du commutateur optique (microrésonateur) multicouche dans les états "OFF" et "ON".

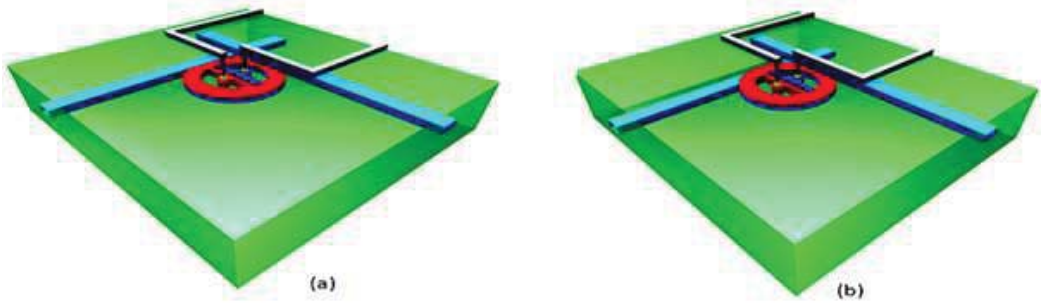


Fig. 2. Microrésonateur; (a) à deux niveaux des guides d'ondes superposés, (b) à 3 niveaux de guides d'onde.

Deux configurations du commutateur multicouches ont été comparées. La première utilise 2 niveaux de guides d'onde où l'anneau résonant est placé au dessous du guide d'onde supérieur et adjacent au guide d'onde inférieur avec un espacement de 100 nm entre les guides, le couplage se faisant par les champs évanescents (fig.2a). Dans la deuxième configuration inspirée de [4], l'anneau est dans une troisième couche intermédiaire entre les deux guides d'onde (fig. 2b). La perte d'insertion d'un guide à l'autre, obtenue par simulation en mode TE à la longueur d'onde de résonance voisine de 1,48 µm (qui dépend de R, rayon de l'anneau), varie de 6,8 à 8.5 dB en augmentant avec R (de 1 à 6 µm) dans la configuration à 3 niveaux (fig. 3), et de 4,8 dB à 6 dB dans la configuration à 2 niveaux, en passant par un minimum pour R = 2 µm environ.

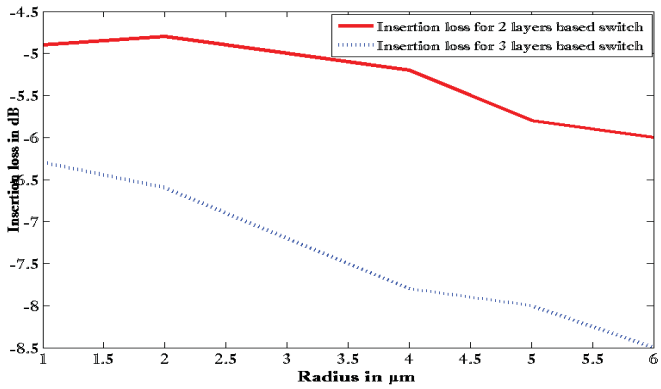


Fig. 3. Perte d'insertion fonction du rayon dans un microresonateur à 2 couches (rouge) et 3 couches (bleu)

La diaphonie est estimée à -23 dB avec 2 couches et -30 dB avec 3 couches dont c'est le principal intérêt, la performance globale est cependant plus favorable à la configuration à 2 couches. La différence de pertes peut s'expliquer par un coefficient de couplage plus faible dans le sens vertical (estimé à 0,6) que dans le sens latéral (estimé à 0,82).

3. EFFET DU RAYON DU COURBURE SUR LA CONCEPTION DES COMMUTATEURS OPTIQUES

Afin de déterminer le rayon optimal de l'anneau nous avons étudié les pertes dans des guides d'ondes courbés à l'aide du logiciel Femlab sur un demi-anneau en silicium (n = 3,5) de section transversale 450 * 300 nm, enrobé dans une couche de silice (n = 1,44) de 1 µm d'épaisseur (fig. 4). Négligeable pour un rayon de courbure R = 5 um, la perte radiative des modes TE et TM augmente quand R diminue mais reste inférieure aux pertes intrinsèques qui augmentent avec R, car le trajet optique augmente. Ceci explique l'existence d'un rayon optimal minimisant les pertes, de l'ordre de 2 µm. Cette faible valeur, due à la forte différence d'indice, est favorable à une forte intégration du dispositif.

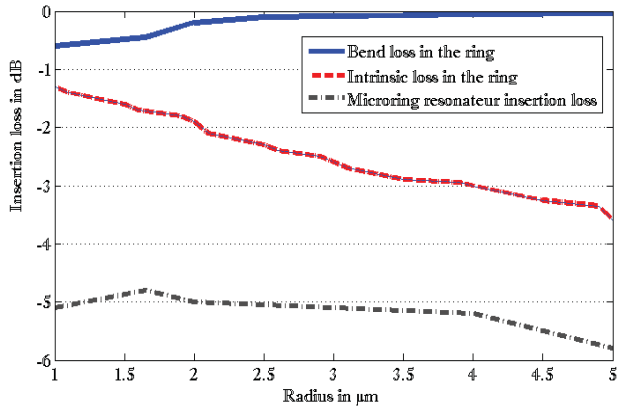


Fig. 4. Estimation des pertes dans l'anneau par courbure (bleu), intrinsèques (rouge) et totales (noire) en fonction de son rayon R de 1 à 5 µm.

CONCLUSION

Cette étude démontre une valeur optimale (entre 1.5µm et 2µm) du rayon de l'anneau résonnant pour les commutateurs optiques intégrés dans l'architecture multicouche de réseaux optique sur puce qui a été proposée. Ce compromis permet d'avoir une perte de propagation limitée lors de la commutation d'un guide à l'autre dans le réseau, tout en ayant une faible diaphonie entre guides. En outre, il apparaît un nombre optimal guides d'ondes empilés en architecture multicouches. Des réalisations de circuits sont prévues et permettront de valider expérimentalement ces conclusions.

REFERENCES

[1] M.Channoufi, P.Lecoy. R.Attia, B.Delacressonniere, S.Garcia, "Toward All Optical Interconnections in Chip Multiprocessor (2)", Reconfigurable Computing and FPGAs (ReConFig 2011), Cancun, Mexico, Nov. 2011.

[2] M.Channoufi, P.Lecoy, S.Le-Beux, B.Delacressonniere, R.Attia, "A novel optical network on chip design for future generation of multiprocessors systems on chip", International Journal of Advanced Computer Science and Applications (IJACSA), Vol.4, n°3, 2013

[3] Xi Xiao, Hao Xu, Xianyao Li, Yingtao Hu, Kang Xiong, Zhiyong Li, Tao Chu, Yude Yu, and Jinzhong Yu, "25 Gbit/s silicon microring modulator based on misalignment-tolerant interleaved PN junctions", OSA Optics Express 250930, Vol. 20, n°3, January 2012

[4] A. Biberman, K. Preston, G. Hendry, N. Sherwood-Droz, J. Chan, J. S. Levy, M. Lipson, K. Bergman, "Photonic Network-on-Chip Architectures Using Multilayer Deposited Silicon Materials for High-Performance Chip Multiprocessors," ACM Journal on Emerging Technologies in Computing Systems 7:1-7:25, June 2011.

OPTIMISATION D'UN BANC DE MESURE DE BRUIT DE PHASE ADDITIF DEDIE AUX LIAISONS OPTIQUES-HYPERFREQUENCE DE LONGUEURS KILOMETRIQUES

Lucien Pouget[1], Alexandre Marceaux[2], Mehdi Alouini[1]

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

[2] *Thales Air Systems, Hameau de Roussigny, 91470 Limours, France*

lucien.pouget@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous avons développé un banc de caractérisation de bruit de phase additif RF sur porteuse optique pour des liaisons de longueur kilométriques. Nous détaillons ici le protocole à suivre et les précautions à prendre pour abaisser au maximum le plancher de bruit de mesure d'un tel banc.

MOTS-CLEFS : *Liaison optique analogique ; Optique hyperfréquence ; Bruit de phase*

1. INTRODUCTION

Il est intéressant de pouvoir déporter des oscillateurs microondes et hyperfréquences sur de grandes distances par exemple pour la mise en réseaux d'antennes radar et de radiotélescopes, ou pour la synchronisation d'horloges atomiques [1]. Ce déport n'est pas possible en utilisant des câbles hyperfréquences du fait de leur atténuation. Une solution pour déporter un oscillateur sur des dizaines voire des centaines de kilomètres est la conversion du signal électrique en signal optique via la modulation directe ou externe d'un laser. Ainsi on exploite les performances de la fibre optique tant du point de vue de leur masse que de leur faible atténuation [2]. Or, la mise au point de liaisons optiques de longueur kilométrique tout en évitant d'amplifier optiquement le signal impose l'utilisation d'une fortes puissance qui se traduit par l'apparition d'effets nonlinéaires optiques. Il est donc nécessaire de pouvoir caractériser l'effet de ces nonlinéarités optiques sur les performances électriques de telles liaisons notamment en termes de bruit de phase radiofréquence (RF).

2. BANC DE MESURE DE BRUIT DE PHASE ADDITIF

Le bruit de phase RF traduit la pureté spectrale d'un oscillateur. Ainsi le signal issu d'un oscillateur réel s'écrit

$$y = (1 + a(t))\cos(\omega t + \varphi(t)) \quad (1)$$

où a(t) est le bruit d'amplitude et ϕ(t) le bruit de phase. Pour mesurer ce bruit de phase, on peut, par exemple, utiliser un mélangeur comme détecteur de phase comme décrit sur la figure 1. Ce montage permet de récupérer en sortie la densité spectrale de puissance du bruit de phase lorsque les deux signaux RF et LO sont mis en quadrature.

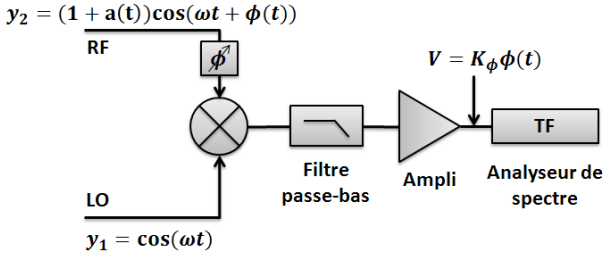


Figure 1. Principe de mesure du bruit de phase

Pour pouvoir quantifier avec une bonne sensibilité l'apport des nonlinéarités optiques sur le bruit de phase d'une liaison analogique, on peut utiliser un banc de mesure du bruit de phase additif comme représenté en figure 2a. Une telle architecture de banc permet de mesurer le bruit de phase ajoutée par la liaison optique et ainsi de ne pas prendre en compte le bruit de phase de l'oscillateur RF.

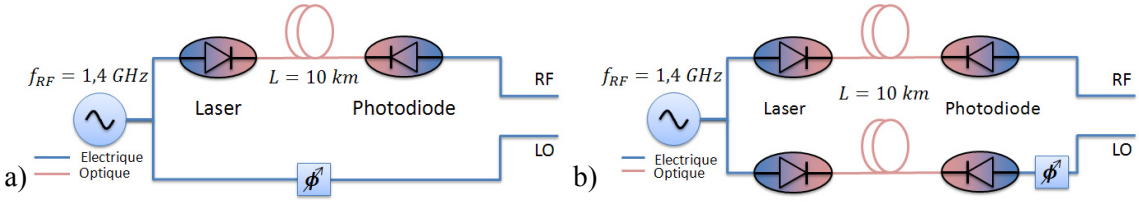


Figure 2. a) Principe d'un banc de mesure du bruit de phase additif. b) Banc de mesure de bruit de phase à deux liaisons

Cependant la mesure de bruit de phase dans une telle configuration, où la longueur d'un des deux bras excède très largement la longueur du bras de référence, pose problème. En effet, dans un tel cas, on voit apparaitre sur le spectre de bruit de phase un excès de bruit important lié à la décorrélation des deux signaux, RF et LO [3]. La courbe rouge dans la figure 3 montre cet excès de bruit pour une différence de longueur entre les deux bras d'environ 700 mètres. Pour faire disparaître cet artefact de mesure, on doit s'assurer que les deux bras du montage sont de la même longueur à la longueur d'onde électrique près. Cette condition ne pouvant être remplie en ajoutant 10 km de câble électrique dans le deuxième bras, on doit faire appel à une deuxième liaison optique qui servira de référence comme illustré en figure 2b. Sa longueur est dans un premier temps ajustée à la dizaine de mètres près à partir du décalage temporel produit par les deux bras sur une impulsion laser. Elle est ensuite ajustée au centimètre près en diminuant le bruit de battement d'une source large spectralement placée en entrée du montage. Une telle liaison ajustée en longueur permet de faire disparaitre une partie importante de l'excès de bruit comme le montre la courbe marron de la figure 3, mais ne permet pas de revenir au niveau obtenu avec une liaison optique courte de quelques mètres et un bras de référence électrique (courbe verte de la figure 3). Nous avons pu isoler l'origine du bruit résiduel en excès. Il provient principalement des lasers utilisés. Pour améliorer d'avantage la sensibilité du banc, il est donc nécessaire de corréler les bruits liés aux sources optiques. Un moyen simple d'y parvenir est de n'utiliser qu'un seul laser suivi d'un coupleur optique comme illustré dans la figure 4. Le bruit de phase mesuré dans une telle configuration est donné par la courbe bleue de la figure 3. On retrouve finalement des niveaux de bruit de phase quasiment identiques à ceux mesuré dans la configuration d'une liaison optique courte (Figure 2a avec L=10m) ouvrant ainsi la voie à des mesures de bruit de phase RF additifs sur des liaisons kilométriques.

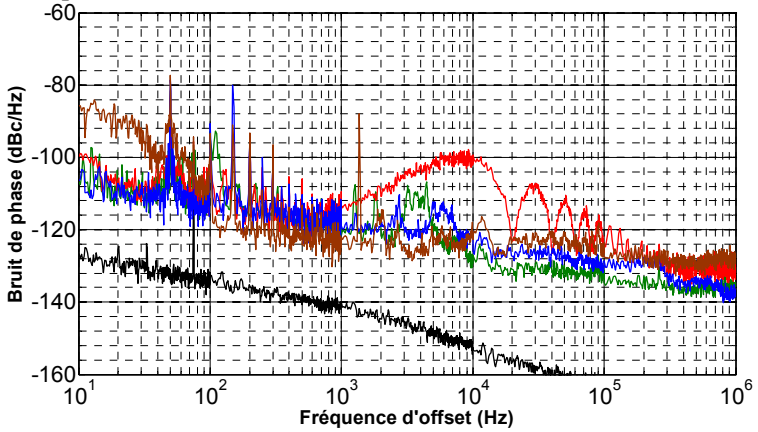


Figure 3. Mesures de bruit de phase. En noir, le plancher de mesure. En rouge, la mesure de la configuration de la figure 2a). En marron, mesure de la configuration de la figure 2b). En bleu, mesure de bruit de phase de la configuration de la figure 3b). En vert, bruit de phase de référence d'une liaison courte.

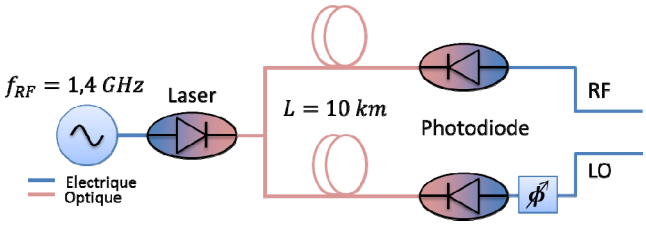


Figure 4. Banc de mesure de bruit de phase additif amélioré

CONCLUSION

Nous avons mis au point un banc de mesure de bruit de phase additif RF dédié à la mesure de la dégradation du bruit de phase électrique d'une liaison optique kilométrique. Nous avons obtenu des performances quasiment identiques à celles couramment obtenues sur des liaisons de quelques mètres de long. Ce développement ouvre la voie à la mesure de la dégradation du bruit de phase RF induit par les nonlinéarités optiques dans des liaisons de longueur kilométriques, objectif que nous nous sommes fixé il y a un an.

Ces travaux sont en partie financés par la Direction Générale de l'Armement.

REFERENCES

[1] G. Grosche et al., "Transmission of an Optical Carrier Frequency over a Telecommunication Fiber Link", in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, 2007, p. CMKK1.

[2] C. Cox, E. Ackerman, R. Helkey, et G. E. Betts, "Direct-detection analog optical links ", *Ieee Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 45, n° 8, p. 1375-1383, août 1997.

[3] H. Ludvigsen, M. Tossavainen, et M. Kaivola, "Laser linewidth measurements using self-homodyne detection with short delay ", *Opt. Commun.*, vol. 155, n° 1-3, p. 180-186, oct. 1998.

ETUDE DE L'IMPACT DE LA TRANSIMPEDANCE SUR LES PERFORMANCES D'UNE LIAISON DCO OU ACO-OFDM/IM-DD SUR FIBRE DU RESEAU D'ACCES PON

Max Fréjus O. Sanya[1,2], Léopold Djogbé[2], Antoine Vianou[2], Christelle Aupetit-Berthelemot[1]

[1]XLIM Dpt. C²S² UMR-CNRS 7252, Université de Limoges, 16 Rue Atlantis, 87068 Limoges, France
[2]LETIA, Dpt. GIT/EPAC, Université d'Abomey-Calavi, 01 BP 2009, Bénin

max-frejus.sanya@xlim.fr

RÉSUMÉ

Ce papier a pour but d'évaluer les performances à 10Gb/s d'une liaison optique OFDM sur fibre dans le contexte du réseau d'accès type NG-PON (classe B+) en utilisant les techniques DCO et ACO. En particulier, nous proposons d'analyser les différences induites ou non par l'utilisation d'une photodiode PIN avec transimpédance (TIA) en réception. Nous raisonnons en bande de base pour un signal OFDM transmis en modulation directe – détection directe (IM-DD). La performance étudiée est le taux d'erreur binaire (TEB) pour un budget optique fixe (BO=25dB).

MOTS-CLEFS : *DCO-OFDM ; IM/DD ; TIA ; TEB.*

1. INTRODUCTION

Compte tenu des évolutions rapides des services multimédias comme l'Internet à très haut débit, l'IPTV, la visiophonie et HD, la demande en débit dépasse les possibilités offertes par l'ADSL,VDSL, etc : d'où les solutions actuelles sur fibre optique. Les réseaux PONs (Passive Optical Network) déployés permettent d'offrir des débits de l'ordre de 2,5Gb/s par groupe de 32/64 utilisateurs sur 20 à 40km de fibre et les normalisations IEEE (Institute of Electrical and Electronics Engineers) et ITU (International Telecommunication Union) de systèmes à 10Gb/s NG-PON [1] (Next Generation-PON) sont en phase de finalisation. Le NG-PON2 propose des débits de l'ordre du 40Gb/s par longueur d'onde pour des portées pouvant atteindre 60km ou plus, avec une répartition d'au moins 64 utilisateurs sans modification de l'infrastructure de base. Au nombre des formats de modulation envisagés à efficacité spectrale meilleure que le NRZ, l'OFDM (Orthogonal Frequency Division Multiplexing) est celui qui présente une grande robustesse contre les canaux très sélectifs en fréquence. Deux techniques connues en plus de la symétrie hermitienne permettent d'implémenter l'OFDM dans le domaine optique [2] : il s'agit des techniques DC-Biased Optical (DCO) et Asymmetrically Clipped Optical (ACO). Le signal OFDM généré et transmis est détecté en réception par un module PIN-TIA assurant la fonction de conversion optique électrique, la pré-amplification et l'amplification sont parfois utilisées [3]. Ainsi, dans un contexte de diminution des coûts, nous avons analysé l'impact des caractéristiques de ce module sur les performances du système étudié.

2. PRESENTATION DE LA LIAISON OFDM SIMULEE ET MODELE UTILISE

La liaison OFDM simulée comprend trois parties essentielles : le modulateur OFDM, le canal optique et le démodulateur OFDM. Le signal OFDM obtenu après symétrie hermitienne sur les sous-porteuses d'une IFFT (Inverse Fast Fourier Transform) de symboles issus d'une modulation 4-QAM est bipolaire réel. Par l'ajout d'une composante continue (DC) adaptée suivi d'un clipping à zéro, on obtient un signal DCO-OFDM unipolaire réel et positif. Mais en réalisant directement un clipping à zéro du signal avec transmission des symboles QAM uniquement sur les sous-porteuses d'ordre impair de la IFFT, le signal obtenu est dit ACO-OFDM et directement unipolaire réel. Ce signal unipolaire sur-échantillonné, est converti en signal électrique pour enfin moduler directement un laser analogique : il s'agit d'un modulateur OFDM. La puissance lumineuse générée par la modulation du laser est transmise dans une fibre standard (SSMF-G652) pour être détectée en réception par un ensemble PIN-TIA avec filtre passe-bas : c'est le canal optique. Après décimation du signal électrique reçu et FFT du signal, les symboles obtenus sont ensuite égalisés (zéro forcing) pour compenser les distorsions dues au canal. On procède ainsi à une démodulation QAM suivie d'un décodage approprié : c'est le démodulateur OFDM. Le modèle utilisé est une co-simulation VPI transmission Maker®/MATLAB®. Le modulateur et le démodulateur sont implémentés avec Matlab pour 512 sous-porteuses et 1/16 de préfixe cyclique.

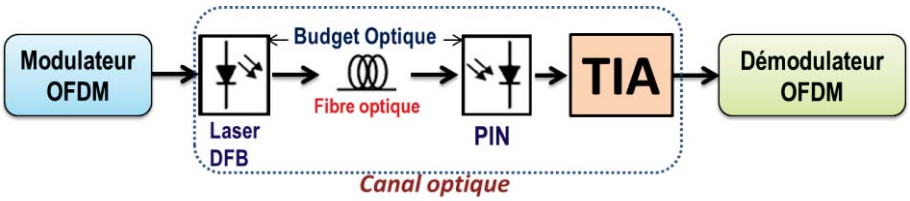


Fig. 1 : Schéma global de la liaison optique OFDM simulée : Notons la position de la TIA.

Le signal OFDM occupe une largeur spectrale de 5GHz. Le canal optique est modélisé sous VPI avec des paramètres électriques et optiques réalistes (Cf. Tab. 1). On considère pour BO=25dB (taux de répartition 1:64 en PON), le critère de performance taux d'erreur binaire (TEB) exprimé [4] en fonction de l'EVM (Error Vector Magnitude) et de la taille M de la constellation QAM suivant Eq. (1) :

$$BER \approx \frac{2\left(1-\frac{1}{\sqrt{M}}\right)}{\log_2(M)} \cdot erfc\left(\frac{\sqrt{\frac{3}{2(M-1)}}}{EVM}\right) \quad (2)$$

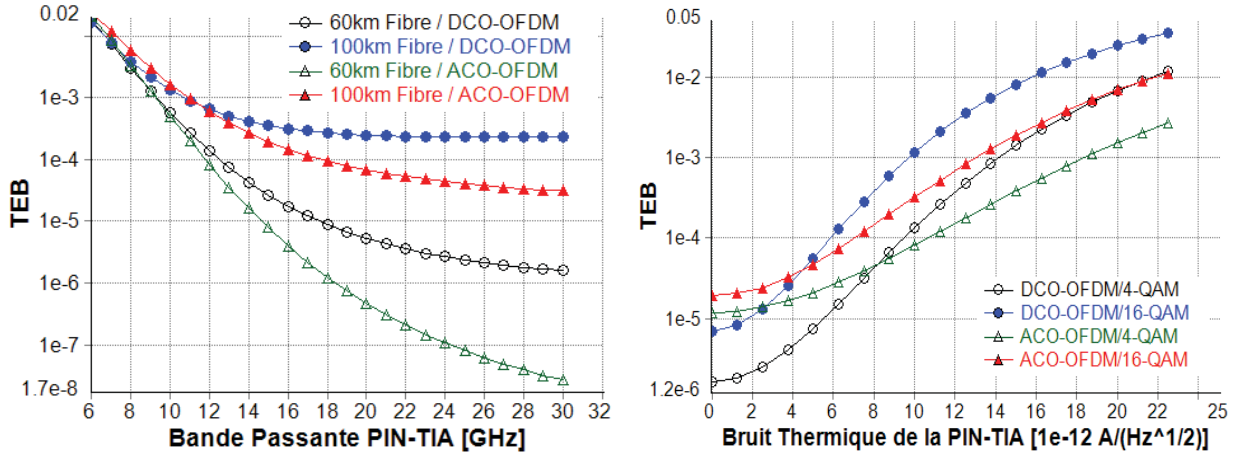
Tab. 1 : Paramètres du canal optique

Paramètres	**Valeurs**
RIN du Laser DFB analogique	-157dB
Courant de polarisation du laser	60 mA
Courant de seuil du laser	20 mA
Facteur de Henry ou Alpha	2.5
Rendement du laser	0.138 W/A
Bande passante du laser	17 GHz
Courant d'obscurité de la photodiode PIN	2 nA
Bruit thermique de la photodiode PIN	10 pA/Hz$^{1/2}$
Rendement de la photodiode PIN	0.9 A/W
Bande passante PIN-TIA, filtre rectangulaire ordre 4	9GHz
Coef. de dispersion chromatique	17 ps/km/nm
Coef. d'atténuation de la fibre	0.2 dB/km
PMD, Effets non linéaires et Raman de la fibre	OUI
Coef. de non linéarité de la fibre	2.6x10^{-20} m²/W
Coef. de PMD de la fibre	10^{-12}/31.62 s/m$^{1/2}$

3. RESULTATS OBTENUS & INTERPRETATIONS

L'analyse des résultats obtenus avec les techniques DCO et ACO en constellation 4-QAM montre d'une part, une amélioration du TEB (Cf. Fig. 2(a)) avec l'augmentation la bande passante de la photodiode (PIN-TIA) quelle que soit la technique utilisée pour des distances de 60 et 100km. D'autres parts, on note une dégradation du TEB due aux effets de la dispersion chromatique dans la fibre pour une transmission de 60 à 100km de distance. Un effet planché du TEB s'observe en DCO-OFDM sur 100km lorsque la bande passante de la PIN-TIA devient supérieure à 20GHz. Ce qui n'est pas le cas avec l'ACO qui est moins sensible aux bruits apportés par le module PIN-TIA : d'où les meilleures performances TEB obtenues avec la technique ACO en comparaison avec la DCO. Cependant, pour des bandes passantes inférieures à 12GHz, on remarque que les performances obtenues sont presque similaires que ce soit en DCO ou avec l'ACO. Ainsi pour un TEB=10^{-3}, un module PIN-TIA de 11GHz de bande passante permet de réaliser 100km de distance pour 60km avec 9,3GHz de bande passante. On démontre donc, dans un contexte PON bas coût, qu'il est possible de garantir un TEB=10^{-3} en déployant sur 100km de fibre, une liaison OFDM sans amplification ni compensation de dispersion de par l'utilisation d'une photodiode PIN-TIA de 12GHz. Les performances TEB peuvent être améliorées en utilisant la technique ACO pour des PIN-TIA de bandes passantes supérieures. En Fig. 2(b), on observe pour 60km de fibre, l'impact du bruit de la photodiode sur les performances TEB en utilisant les techniques DCO et ACO pour différentes constellations QAM. On remarque bien que le TEB se dégrade avec la croissance du bruit thermique dans la photodiode et ce, de façon pénalisante avec la 16-QAM qu'avec la 4-QAM pour les deux techniques étudiées. Ceci s'explique non seulement du fait d'un mauvais SNR du canal occasionné par la présence croissante du bruit dégradant l'EVM donc le TEB, mais également à cause du fait qu'un signal 16-QAM est plus sensible au bruit donc difficilement décodable en comparaison avec un signal en 4-QAM. On remarque par exemple que pour

obtenir de meilleures TEB en 4-QAM, il est bon d'utiliser la technique ACO lorsque la PIN-TIA est potentielle de produire des bruits thermiques supérieurs à 8pA/Hz$^{1/2}$. En effet, on note qu'en absence de bruit thermique dans la photodiode (cas très idéal) ou en présence de bruits très faibles (inférieures à 8pA/Hz$^{1/2}$), la technique DCO permettrait de réaliser de meilleures performances TEB. Ainsi avec une constellation 4-QAM, on arrive à maintenir le TEB à 10^{-3} pour 60km de fibre en utilisant une photodiode PIN-TIA 12GHz de 14.1pA/Hz$^{1/2}$ de bruit thermique en DCO pour environ 18.4pA/Hz$^{1/2}$ avec l'ACO.



(a) (b)

Fig. 2 : TEB obtenu avec la DCO/ACO en fonction de : (a)- la bande passante de la PIN-TIA en 4-QAM; (b) – du Bruit thermique de la PIN-TIA pour différents formats QAM.

Par ailleurs, en faisant varier le gain en dBΩ de la transimpédance de la photodiode (PIN-TIA), on remarque que les performances TEB ne changent pas, que ce soit avec la DCO ou avec la technique ACO.

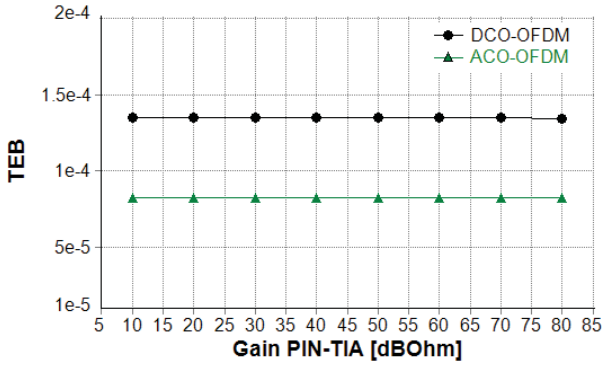


Fig. 3 : TEB obtenu en fonction du gain de la PIN-TIA pour 60km de distance avec une constellation 4-QAM.

Ceci s'explique par le fait que le gap de niveau existant entre le signal utile et le bruit est assez suffisant pour que tout autre apport de gain de la transimpédance ne puisse pas modifier les performances TEB. L'utilité de la TIA étant la conversion du photo-courant produit par la photodiode en niveau de tension électrique suffisante pour la démodulation.

CONCLUSION

Nous avons montré à débit agrégé de 10Gb/s et BO=26dB (taux de répartition 1:64 en PON), l'impact des paramètres du module PIN-TIA sur les performances TEB d'une liaison DCO- ou ACO-OFDM-IM/DD. Nous avons montré que dans un contexte PON bas coût, il est possible de garantir un TEB=10^{-3} en déployant sur 100km de fibre, une liaison DCO-OFDM sans amplification ni compensation de dispersion de par l'utilisation d'une photodiode PIN-TIA de 12GHz. Le TEB peut être amélioré avec la technique ACO (vu qu'elle est moins sensible au bruit de la PIN-TIA) et mieux encore, avec l'augmentation de la bande passante de la photodiode.

REFERENCES

[1] P. Chanclou et al., "Network Operator Requirements for the Next Generation of Optical Access Networks", IEEE Network, Journals & Magazines, vol.26, 2012.

[2] J. Armstrong, "OFDM for optical communications", Journal of Lightwave Technology, vol.27, 2009.

[3] M. Greshishchev, P. Schvan, "A 60-dB gain, 55-dB dynamic range, 10-Gb/s broad-band SiGe HBT limiting amplifier", Solid-State Circuits, IEEE Journal of, Vol. 34, pp. 1914-1920, Dec. 1999.

[4] R. A. Shafik, and al., "On the Error Vector Magnitude as a Performance Metric and Comparative Analysis," 2nd International Conference on Emmerging Technologies Pershavar, Pakistan, IEEE-ICET 2006.

INDEX DES AUTEURS

Adam, J.-L. 113
Adelin, B. 162
Ahmad, R. 180
Al Fares, L. 79
Ali Slimane, A. 165
Allix, M. 113
Alouini, M. 280
Amrani, F. 144
Amy-Klein, A. 85, 192
Andronico, A. 76, 98
Anet Neto, Luiz 36
Anfray, T. 36, 262
Argence, B. 85
Atoui, M. 238
Attia, R. 138, 247, 277
Aubin, G. 36, 262
Auguste, J.-L. 256
Aupetit-Berthelemot, C. 36, 262, 283
Bahloul, F. 138, 247
Baida, F.I. 63, 175, 178
Baladi, F. 150
Baldi, P. 195
Barat, David 241
Barbier, M. 244
Barsella, A. 213
Barthelemy, A. 18
Bastard, L. 60
Batte, T. 156
Bavoux, B. 241
Baz, A. 12
Bazin, A. 93
Bebe Manga Lobe, J. 21, 153
Bêche, B. 54
Belhadj Taher, A. 247
Ben Belgacem, M. 213
Ben Saleml, A. 122
Benisty, Henri 107
Benkelfat, B.-E. 42
Bercy, A. 85
Bernal, M.-P. 63
Besnard, P. 110, 141
Bessueille, F. 201
Bettiati, M. 150
Beugnot, J.-C. 82, 180
Bienstman, P. 69
Bigot, L. 12, 18, 119, 132, 250
Blanc, W. 15
Blondy, J.-M. 135
Bodyfelt, J. 183
Boivinet, S. 129
Bolaños, W. 198
Bonald, T. 265
Bonnefois, J.-J. 207
Bony, P.-Y. 30
Bosc, D. 214, 226
Bouazaoui, M. 12, 119
Boucaud, P. 168
Boudine, B. 171
Boudjouane, F. 238
Boudrioua, Azzedine 73, 171, 238
Boudrioua, Azzedine 150
Bouwmans, G. 12, 18, 119, 250
Bramerie, L. 39
Braud, A. 198
Brenot, R. 33
Brilland, L. 110, 141
Broquin, J.-E. 60, 220, 229
Burie, J.-R. 150
Cadier, B. 9, 192
Calo, C. 27
Calvet, P. 250
Camy, P. 198
Canat, G. 110
Carras, M. 183
Cathelinaud, M. 113
Cazier, N. 168
Chahal, R. 113
Chaibi, M. 36, 262
Champagnon, B. 201
Chanclou, P. 33, 36, 262, 271
Channoufi, M. 277
Chanteau, B. 85
Charbonnier, B. 274
Chardonnet, C. 85
Charlet, G. 132
Charra, F. 104
Charrier, J. 113
Chartier, T. 110, 116
Chauvet, M. 79
Checoury, X. 168
Chelouche, A. 238
Chevalier, N. 156
Cibiel, G. 147
Ciblat, P. 265
Claudon, J. 98
Conedera, V. 165
Coolen, L. 104
Coudreau, T. 90
Coulm, J. 201
Courjal, N. 63
Crouzil, T. 253
Dagens, B. 241
Dahdah, J. 63
Darquié, B. 85
De Micheli, M. 195
Degioanni, S. 201
Dehaese, O. 156
Dejonckheere, A. 217
Delacressonnière, B. 277
Delaizir, G. 256
Delaye, P. 244
Delesques, P. 265
Delplace, K. 119
Deniel, Q. 33

Desfarges-Berthelemot, A. 18
Desmoulin, A. 165
Devaux, F. 79
Di Bin, P. 247
Dias, F. 122
Digonnet, M. 66
Djogbe, L. 283
Djouadi, D. 238
Dong, R. 274
Dorkenoo, K.D.(. 213
Doualan, J.-L. 198
Douay, M. 250
Doucet, B.M. 268
Douillard, L. 104
Ducci, S. 76, 98, 235
Ducloux, E. 207
Dudley, J. 122
Duport, F. 69, 217
Dussardier, B. 15
El Eter, A. 175
El Hamzaoui, H. 12, 119
El Mansouri, I. 24
Erasme, D. 33, 36, 262, 268
Even, J. 183
Fang, L. 217
Fanjoux, G. 259
Fatome, J. 24, 30
Favero, I. 76, 98, 235
Ferdinand, P. 45, 87
Fernandez, A. 147, 165
Fischer, Alexis 150, 238
Fisher, A. 73
Fontaine, J. 223
Fotiadi, A. 129
Frederich, H. 104
Fresnel, S. 141
Frignac, Y. 42
Froc, G. 265
Gallion, P. 268
Garayt, J.P. 220
Garcia, M. 21
Gauthier-Lafaye, Olivier 162
Gauthier-Lafaye, Olivier 95
Gay, M. 39
Genevaux, P. 132
Genty, G. 122
Georges, P. 159
Gérard, J.-M. 98
Gérard, P. 223
Gerthoffer, A. 63
Ghibaudo, E. 220, 229
Gilles, H. 9
Girard, S. 9
Godin, T. 122
Gomez-Agis, F. 39
Gosset, C. 36
Granger, G. 135
Grard, E. 2
Grillot, F. 183, 268
Grosjean, T. 175
Guasoni, M. 30
Guendouz, M. 204
Guesmi, K. 138
Guillo, L. 271
Guyot, C. 63
Habert, R. 12
Haboucha, A. 116
Hadjoub, I. 238
Haelterman, M. 69, 217
Haji, L. 204
Halimi, O. 171
Hameed, N. 175
Hardy, I. 214, 226
Haret, L. 168
Haroche, S. 1
Hauden, J. 232
Henrot, F. 63
Hernandez, Y. 129
Hey Tow, K. 141
Hideur, A. 6
Hiraoui, M. 204
Honthaas, J. 207
Hugonnot, E. 250
Humbert, G. 256
Issa, H. 186
Itawi, A. 57
Jamier, R. 135
Jammot, A. 21
Jamon, D. 220
Jauslin, H.-R. 30
Jurdyc, A.-M. 201
Kaiser, F. 90
Kamp, M. 98
Kazmierski, C. 36
Kechaou, K. 36
Kermene, V. 18
Khodja, S. 238
Klaime, Kamil 156
Kovanis, V. 183
Krakowski, M. 21
Krasnokutska, I. 195
Kribich, R. 210
Kudinova, M. 256
Kudlinski, A. 122
Labat, D. 18
Laberdesque, R. 95
Lablonde, L. 9
Lafosse, Xavier 235
Lamponi, M. 21
Lanco, L. 235
Landais, D. 116
Larger, L. 122
Laroche, M. 6, 9
Laude, V. 82, 180
Laverdant, J. 104
Lazoul, M. 73
Le Cocq, G. 119, 132
Le Coq, Y. 85
Le Corre, A. 156
Le Goffic, O. 116
Le Guyader, B. 271
Le Masson, J. 274

Le Rouge, A. 18, 119
Le, S.D. 33
Lebreton, A. 274
Lebrun, S. 82, 101
Lecomte, A. 135
Lecomte, M. 21
Leconte, B. 9
Lecourt, J.-B. 129
Lecoy, P. 277
Lee, M.W. 150, 192
Lefèvre, Hervé 207
Lefèvre, Hervé 51
Léguillon, Y. 141
Lemaître, A. 76
Lemaitre, J. 214, 226
Leo, G. 76, 98, 235
Leparmentier, S. 256
Lepers, C. 42
Leproux, P. 244
Leroux, M. 271
Letartre, X. 125
Lethiec, C. 104
Leveque, L. 159
Llopis, O. 147, 165
Lopez, O. 85
Lorrain, N. 204
Loualiche, S. 156
Lucas-Leclin, G. 159
Lupi, J.-F. 15
Mager, L. 213
Mahé, H. 214, 226
Maillotte, H. 82, 180
Maître, A. 104
Mansuryan, T. 18
Marceaux, A. 280
Mariani, S. 76, 98
Martin, P.-O. 256
Martinez, A. 27
Massar, S. 69, 217
Mauguin, O. 76
Maulion, G. 210
Méchin, D. 110, 116, 141
Mégret, P. 129
Merghem, K. 27
Millot, G. 30
Milman, P. 90
Moncorgé, R. 198
Monmayrant, Antoine 95
Monmayrant, Antoine 162
Monnier, P. 93
Monteville, A. 116
Morin, P. 30
Mugnier, A. 116
Mussot, A. 122, 250
Nasser, N. 259
Nazabal, V. 113
Ndao, A. 178
Němec, P. 113
Nguyen, T.-H. 39
Niang, A. 144
Nicolodi, D. 85
Orsal, B. 153
Osinski, M. 268
Ostrowsky, D. 90
Oudar, J.-L. 217
Ouslimani, H. 60
Ozanam, C. 235
Pang, C.-X. 107
Pantzas, K. 57
Paques, M. 128
Paranthoen, C. 156
Pareige, C. 116
Parillaud, O. 21
Parsy, F. 220, 229
Passelergue, A. 256
Patriarche, G. 57
Pauliat, G. 82, 101
Pawela, Y. 232
Peng, L.H. 72, 73
Perennou, A. 186
Perrin, M. 253
Peterka, P. 15
Piccozzi, A. 30
Piron, R. 156
Pitois, S. 30
Poffo, L. 214
Pointel, A.-L. 232
Pommarede, X. 107
Popescu, T. 104
Pottie, P.E. 85
Pouget, L. 280
Provino, L. 116
Pureur, D. 116
Qian, K. 6
Quillier, E. 195
Quintard, V. 186
Quintin, N. 85
Quiquempois, Y. 12, 119, 132, 250
Raineri, F. 93
Raj, R. 93
Ramantanis, P. 42
Ramdane, A. 27
Restoin, C. 135
Rigaud, P. 18
Ripault, Q. 73, 189
Robert, Y. 21
Robin, T. 9, 192
Roca I Cabarrocas, P. 50
Rochette, M. 180
Romano, C. 116
Roncin, V. 192
Rosales, R. 27
Rougier, S. 135
Roussel, N. 45
Roy, P. 135, 244
Royer, F. 220
Sadani, B. 63
Sagnes, Isabelle 57
Saleh, K. 147
Salhi, M. 138, 144
Saliou, F. 33
Salsi, M. 132

Salvi, J. 178
Sanchez, F. 138, 144
Santarelli, G. 85
Sanya, M. 283
Savanier, M. 235
Scalart, P. 39
Schwob, C. 104
Sebais, M. 171
Seck, A. 42
Sentieys, O. 39
Shan, L. 101
Signoret, P. 210
Simohamed, L.M. 73
Simon, J.-C. 39
Sirtori, C. 98
Sirven, J.-B. 48
Smerieri, A. 69, 217
Souidi, Y. 192
Stefani, F. 85
Stepanenko, O. 195
Sugny, D. 30
Sylvestre, T. 82, 122, 180, 259
Talneau, Anne 107
Talneau, Anne 57
Tanzilli, Sébastien 90
Tazerout, M. 238
Thiam, D. 156
Todorov, Y. 98
Tong, L. 101
Touam, T. 238
Toupin, P. 110, 141
Trégoat, D. 141
Troles, Johan 141
Troles, Johann 110
Ulliac, G. 63, 232
Valentin, C. 250
Vandoorne, K. 69
Vianou, A. 283
Vienne, G. 101
Vinckier, Q. 69
Vinet, E. 21
Vouagner, D. 201
Vuong, J. 42
Wabnitz, S. 30
Wang, C. 183
Wang, H. 6
Ware, C. 265
Wen, Y. 104, 241
Wetzel, B. 122
Yvind, K. 156
Zghal, M. 122

Conception - impression : direction de la communication et de l'édition Université Paris 13 - juillet 2013