



34^e JNOG

Journées Nationales d'Optique Guidée
29-31 octobre 2014, Nice

RECUEIL DES COMMUNICATIONS



jnog2014.sciencesconf.org



Exposants

2BLightingTechnologies

LASER
COMPONENTS

MICRO-CONTROLE
une société Newport

Spectra-Physics
une société Newport

ALPhA NOV
Centre Technologique Optique et Lasers

LEUKOS
Innovative Optical Systems

amsTECHNOLOGIES
where technologies meet solutions

PHOTLINE
AN IXBLUE COMPANY

FC EQUIPMENTS
LE BON PRODUIT AU BON MOMENT !

vytran

Infractive
Vitalisez votre réseau

IXFIBER
AN IXBLUE COMPANY

Yenista
OPTICS

avec le soutien de

cnrs
dépasser les frontières

Université
Nice
Sophia Antipolis

WD
Fédération de
Recherche Wolfgang
Doeblin (FR 2800)

Prysmian
Group

PRYSMIAN
Draka

LEUKOS
Innovative Optical Systems

IXCORE
FONDATION POUR LA RECHERCHE



VILLE DE NICE

Comité scientifique et d'organisation

Comité Scientifique

Président : Bernard Dussardier, LPMC (Nice)
Azzedine Boudrioua, LPL (Villetaneuse)
Jean-Emmanuel Broquin, IMEP-LaHC (Grenoble)
Philippe Chanclou, Orange Labs (Lannion)
Benoît Cadier, iXfiber (Lannion)
Béatrice Dagens, IEF (Orsay)
Frédérique de Fornel, ICB (Dijon)
Pierre Ferdinand, CEA-LIST (Gif sur Yvette)
Olivier Gauthier-Lafaye, LAAS (Toulouse)
Frédéric Grillot (ENST) (Paris)
Jean-Pierre Hamaide, Alcatel Lucent (Nozay)
Anne-Marie Jurdyc, ILM (Villeurbanne)
Eric Lallier, Thalès R&T (Palaiseau)
Dominique Pagnoux, Xlim (Limoges)
Henri Porte, Photline (Besançon)
Yves Quiquempois, PHLAM/IRCICA (Lille)
Abderrahim Ramdane, LPN (Marcoussis)
Gilles Renversez, Institut Fresnel (Aix-Marseille)
Martin Rochette, Université McGill (Montréal, Québec, Canada)
Pierre Sansonetti, Draka Prysmian Group (Billy-Berclau)
Jean-Claude Simon, FOTON (Lannion)
Thibaut Sylvestre, Institut FEMTO-ST (Besançon)

Comité Local d'organisation

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (Nice) :

Pierre Aschieri
Pascal Baldi
Mourad Benabdesselam
Wilfried Blanc
Valérie Doya
Bernard Dussardier (président)
Nathalie Koulechhoff
Laurent Labonté
Franck Mady
Gérard Monnom
Eric Picholle
Sébastien Tanzilli
Stanislaw Trzesien
Michèle Ude

Société Française d'Optique:

Catherine Hercé

Programme

	Mercredi 29 octobre	Jeudi 30 octobre	Vendredi 31 octobre
8h -			
9h -	Accueil	Matériaux et composants	Capteurs, Instrumentation, techniques de caractérisation
10h -	Ouverture des 34 ^{èmes} JNOG	Pause café + exposants	Pause café + exposants
11h -	Propagation et interférométrie en optique guidée	Effets non linéaires en optique intégrée	Systèmes et réseaux de télécommunications optiques
12h -			
13h -	Repas	Repas	Clôture des 34 ^{èmes} JNOG
14h -	Session affiche + café + exposants	Session affiche + café + exposants	Repas
15h -	Amplificateurs et lasers à fibre	Nouveaux Paradigmes et nouveaux dispositifs	
16h -	Pause café	Pause café + exposants	
17h -	Amplificateurs et lasers à semi-conducteurs	Effets non linéaires dans les fibres optiques	
18h -			
19h -	Cocktail de Bienvenue	Repas de Gala	

Mercredi 29 octobre 2014 - 10:00 - 12:00

Amphithéâtre Chiavelli : Propagation et interférométrie en optique guidée

CONTRÔLE ASSISTÉ PAR CHAOS ONDULATOIRE DES MODES SINGULIERS DE FIBRES OPTIQUES HAUTEMENT MULTIMODES À GÉOMÉTRIE NON STANDARD, V. Doya.....	1
CONCEPTION ET RÉALISATION D'UNE FIBRE DE BRAGG PIXELISÉE HÉTÉROSTRUCTURÉE MONOMODE FLEXIBLE À GRAND COEUR, J. Yehouessi [et al.]	4
SPECTROSCOPIE DE FOURIER PAR PEIGNES DE FRÉQUENCES GÉNÉRÉS PAR UN LASER CONTINU, S. Pitois [et al.]	7
RÉALISATION ET CARACTÉRISATION D'UN INTERFÉROMÈTRE ADAPTATIF À 1,55 μ M, A. Peigné [et al.]	10
COMPENSATION DE LA DISPERSION CHROMATIQUE UTILISANT UN INTERFÉROMÈTRE À BRAS MULTIPLES À BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES SUR PLATEFORME SILICIUM, L. Anet neto [et al.]	13
VITESSE DE GROUPE DE 450 KM/S DANS UN FORT RÉSEAU APODISÉ, G. Skolianos [et al.]	16

Mercredi 29 octobre 2014 - 13:15 - 14:30

IBC : Exposition et Affiches

P01 - FIBRE EN SILICE À COEUR VITROCÉRAMIQUE DOPÉ ERBIUM ET MAGNÉSIUM PAR LA MÉTHODE DE «FLASH VAPORIZATION», J. Lupi [et al.]	19
P02 - AMPLIFICATION DE 8 MODES (GROUPE DE MODES LP11 ET LP21) AVEC GAIN DIFFÉRENTIEL AJUSTABLE, V. Rastogi [et al.]	22
P03 - MULTIPLEXAGE DE FAISCEAUX DANS UN GUIDE MULTIMODE SEGMENTÉ, P. Aschieri [et al.]	25
P04 - SPECTROSCOPIE DU THULIUM POMPÉ À 1070 NM DANS UNE FIBRE ALUMINO-SILICATE. FLUORESCENCE, PHOTO-NOIRCISSEMENT ET SIMULATION, J. Lupi [et al.]	28
P05 - MEMBRANES Si ₃ N ₄ STRUCTURÉES A HAUTE REFLECTIVITÉ POUR L'OPTOMÉCANIQUE, I. Krasnokutska [et al.]	31
P06 - ETUDE D'UN COMMUTATEUR HYBRIDE OPTOÉLECTRONIQUE GÉRANT DIFFÉRENTES CLASSES DE SERVICE, W. Samoud [et al.]	34
P07 - ETUDE DES MECANISMES DE CONVERSION PARAMETRIQUE OPTIQUE DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES NON LINEAIRES (PPLT(LN)-2D), H. Chikh-touami [et al.]	37
P08 - FORMATION OF NANO DOMAINS DURING THE FABRICATION OF SPE WAVEGUIDES ON A PPLN CRYSTAL AND ITS IMPACT ON THE SHG EFFICIENCY., M. Neradovskiy [et al.]	40
P09 - GUIDES D'ONDES NONLINEAIRES ENTERRES TRES CONFINANTS REALISES PAR ECHANGE PROTONIQUE SUR NIOBATE DE LITHIUM COUPE Z, O. Stepanenko [et al.]	43
P10 - GUIDES D'ONDES GaN SUR SUBSTRAT Si PRESENTANT DE FAIBLES PERTES A LA PROPAGATION DANS LE VISIBLE., M. Gromovyi [et al.]	46
P11 - PREMIERS RÉSULTATS SUR LA RÉDUCTION DE LA LARGEUR DES MODES OPTIQUES DE LASERS AUTO-IMPULSIONNELS À BASE DE SEMI-CONDUCTEURS À 1,55 μ M, A. Chaouche ramdane [et al.]	49

P12 -ETUDE DE L'ELARGISSEMENT SPECTRAL D'UNE DIODE LASER SOUMISE A UN RETOUR OPTIQUE SELECTIF EN FREQUENCE ISSU D'UN FBG, M. Lee [et al.]	52
P13 - LA TECHNOLOGIE SWIFTS DONNE UNE NOUVELLE DIMENSION AUX CAPTEURS PAR FIBRE DE BRAGG, M. De mengin [et al.]	55
P14 - ANISOTROPIE STRUCTURELLE INDUITE PAR L'ÉTIRAGE À CHAUD D'UNE PRÉFORME EN SILICE PURE - ETUDE PAR DYNAMIQUE MOLÉCULAIRE ET PAR SPECTROMÉTRIE RAMAN, X. Bidault [et al.]	58
P15 -MESURES SIMULTANÉES DES DÉFORMATIONS AXIALES ET RADIALES AU SEIN DES MATÉRIAUX, R. Guyard [et al.]	61
P16 - RÉALISATION DE GUIDES D'ONDES MONOMODES À 405 NM PAR ÉCHANGE D'IONS Ti^{+} / Na^{+} SUR VERRE SILICATE, E. Jordan [et al.]	64
P17 - DYNAMIQUE DE MODULATION D'UN LASER SEMI-CONDUCTEURS À LEVIER DE GAIN OPÉRANT SOUS INJECTION OPTIQUE EXTERNE, J. Sarraute [et al.]	67
P18 - CARACTÉRISATION DE LA RÉTRODIFFUSION BRILLOUIN DANS UNE FIBRE OPTIQUE CHALCOGÉNURE $AS_{42}S_{58}$ MICROSTRUCTURÉE, J. Tchahame nougnihi [et al.]	70
P19 - REALISATION DE MICRO-RESONATEURS EN MATERIAUX POLYMERES, DE FORME ARBITRAIRE, PAR LA METHODE DE GRAVURE DIRECTE PAR LASER AVEC ABSORPTION LINEAIRE ULTRA-FAIBLE, Q. Tong [et al.]	73
P20 - LASER RAMAN IMPULSIONNEL POUR LA MESURE DU MÉTHANE À 1645 NM, P. Benoit [et al.]	76
P21 - DIODES LASER ÉMETTANT À 894NM, SANS ALUMINIUM DANS LA RÉGION ACTIVE, POUR HORLOGES ATOMIQUES COMPACTES AU CÉSIIUM, N. Von bandel [et al.]	79
P22 - TRANSMISSION EXALTÉE À TRAVERS DES OUVERTURES ANNULAIRES INCLINÉE (SAAA), T. Alaridhee [et al.]	82
P23 - CONVERSION DE FRÉQUENCE ET AMPLIFICATION SENSIBLE À LA PHASE DANS DES GUIDES LUMIÈRE LENTE, A. Martin [et al.]	85
P24 - COMPARAISON ENTRE MODULATION DE PHASE ALEATOIRE ET SINUSOÏDALE POUR SUPPRIMER LA DIFFUSION BRILLOUIN STIMULÉE, M. Le parquier [et al.]	88
P25 - LA GENERATION DES IMPULSIONS ULTRACOURTES A 1065 NM DANS UNE FIBRE A CRISTAUX PHOTONIQUES FORTEMENT NON LINEAIRE, L. Cherbi [et al.]	91
P26 - SENSIBILITÉ DE LA RÉSONANCE D'UNE NANO-ANTENNE OPTIQUE À OUVERTURE PAPILLON FIBRÉE, E. Atie [et al.]	94
P27 - SYSTÈME À FIBRE DOPÉE THULIUM AVEC IMPULSIONS DÉCLENCHÉES AU-DESSUS DU KW RAPIDEMENT ACCORDABLES SPECTRALEMENT, F. Guty [et al.]	97
P28 - ETUDE DE FIBRES OPTIQUES HYBRIDES NANOSTRUCTURÉES DANS LE SYSTÈME SiO_2-SnO_2 RÉALISÉES PAR LE PROCÉDÉ "SOL-GEL POWDER IN TUBE" ET ÉMISSION LASER PAR DOPAGE EN YTTERBIUM, G. Granger [et al.]	100
P29 - CONDENSATION ET THERMALISATION D'ONDES CLASSIQUES DANS UN GUIDE D'ONDES OPTIQUE, C. Michel [et al.]	103
P30 - FAÇONNAGE D'IMPULSIONS OPTIQUES PAR FILTRAGE INTRA-CAVITÉ DANS UN LASER A FIBRE, S. Boscolo [et al.]	106
P31 - LASER A FIBRE DOPEE ERBIUM EMETTANT A 1600 NM. FONCTIONNEMENT CONTINU ET	

VERROUILLE EN PHASE, K. Guesmi [et al.]	109
P32 - ÉTUDE DU PIÉGEAGE OPTIQUE BASE SUR UNE NANO-ANTENNE MÉTALLIQUE INTÉGRÉE À L'EXTRÉMITÉ D'UNE FIBRE OPTIQUE POUR LA MICROSCOPIE OPTIQUE EN CHAMP PROCHE, N. Hameed [et al.]	112

Mercredi 29 octobre 2014 - 14:30 - 16:00

Amphithéâtre Chiavelli : Amplificateurs et lasers à fibre

VERS L'UTILISATION DE FIBRES OPTIQUES À CRISTAUX PHOTONIQUES DANS LES CHAINES LASER ULTRA-INTENSES : NOUVEAU "FRONT-END" DU LULI2000, L. Meignien.....	115
NOUVELLES ARCHITECTURES DE FIBRES OPTIQUES A TRES LARGE AIRE MODALE POUR LA MONTEE EN PUISSANCE DES LASERS FIBRES, A. Benoît [et al.]	118
LASER A FIBRE A VERROUILLAGE DE MODES DE HAUTE ENERGIE A 1560 NM, M. Tang [et al.]	121
GENERATION D'IMPULSIONS ULTRACOURTES DE FORTE PUISSANCE DANS UN AMPLIFICATEUR A FIBRE DOPEE ERBIUM, H. Wang [et al.]	124
GÉNÉRATION D'IMPULSIONS MONO-FRÉQUENCE DE 1 KW DANS DES AMPLIFICATEURS FIBRÉS À SÉCURITÉ OCULAIRE, W. Renard [et al.]	127

Mercredi 29 octobre 2014 - 16:30 - 17:45

Amphithéâtre Chiavelli : Amplificateurs et lasers à semi-conducteurs

STRUCTURES LOCALISÉES DANS LES LASERS À SEMI-CONDUCTEURS POUR LE TRAITEMENT DE L'INFORMATION, M. Giudici [et al.]	130
STABILITÉ À LONG TERME D'UN PEIGNE DE FRÉQUENCES OPTIQUES GÉNÉRÉ À L'AIDE DE LASERS À VERROUILLAGE DE MODES PASSIF À BASE DE BÂTONNETS QUANTIQUES INAS/INP, K. Merghem [et al.]	133
ETUDE DU RENDEMENT DE CONVERSION NONLINEAIRE DANS UN OSCILLATEUR InAs/InP A NANOSTRUCTURES QUANTIQUES EMETTANT A 1550 nm, H. Huang [et al.]	136
ETUDE EXPÉRIMENTALE DES RÉGIMES D'AUTO-INJECTION OPTIQUE DANS LES LASERS À CASCADE QUANTIQUE, L. Jumpertz [et al.]	139

Jeudi 30 octobre 2014 - 08:30 - 10:00

Amphithéâtre Chiavelli : Matériaux et composants

OPTOMECHANIQUE AVEC DES MEMBRANES A CRISTAL PHOTONIQUE, K. Makles [et al.]	142
IMPLICATION DES IONS Er^{3+} DANS LE PROCESSUS DE NOIRCISSEMENT DES FIBRES OPTIQUES DOPÉES ERBIUM, Y. Mebrouk [et al.]	145
L'INTERACTION ENTRE LE PHOTO ET LE RADIO-NOIRCISSEMENT DANS LES FIBRES ALUMINOSILICATES DOPEES YTTERBIUM, J. Duchez [et al.]	148
UN MODELE SUFFISANT DE PHOTO-, RADIO- ET PHOTO-RADIO-NOIRCISSEMENT DES FIBRES OPTIQUES EN SILICE DOPEES YTTERBIUM, F. Mady [et al.]	151
FIBRES MICROSTRUCTUREES SULFURES ET SUPERCONTINUUM INFRAROUGE: POTENTIALITES ET INCONVENIENTS, O. Mouawad [et al.]	154

AMELIORATION DES PROPRIETES SPECTROSCOPIQUES DES IONS Tm^{3+} DANS UNE FIBRE OPTIQUE EN SILICE PAR DOPAGE AVEC DES NANOPARTICULES, M. Vermillac [et al.]	157
--	-----

Jeudi 30 octobre 2014 - 10:30 - 12:00

Amphithéâtre Chiavelli : Effets non linéaires en optique intégrée

DISPOSITIFS OPTIQUES À POLARITONS: INTERFÉROMÈTRE DE MACH-ZEHNDER ET DIODE RÉSONNANTE À EFFET TUNNEL, H. Nguyen [et al.]	160
OSCILLATEUR PARAMÉTRIQUE OPTIQUE À BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES NON LINÉAIRES PPLT-2D, M. Lazoul [et al.]	163
CARACTERISATIONS OPTIQUES NONLINEAIRES DE GUIDES D'ONDES NON HOMOGENES SUR PPLN, I. Krasnokutskaya [et al.]	166
GUIDES D'ONDES PLASMONIQUES NONLINÉAIRES DE TAILLE FINIE: NOUVELLES MÉTHODES DE RÉOLUTION ET NOUVEAUX RÉSULTATS, W. Walasik [et al.]	169
EFFICACITE ET GAIN DE COHERENCE DE L'OSCILLATEUR PARAMETRIQUE OPTIQUE CONTRAPROPAGATIF, PRESENTANT DES DEFAUTS DE PERIODICITE, EN FONCTION DE LA LARGEUR DE BANDE D'UNE POMPE STOCHASTIQUE, C. Montes [et al.]	172

Jeudi 30 octobre 2014 - 14:30 - 16:15

Amphithéâtre Chiavelli : Nouveaux paradigmes et nouveaux dispositifs

DISTRIBUTION QUANTIQUE DE CLÉS AVEC DES SYSTÈMES PHOTONIQUES PRATIQUES, E. Diamanti	175
DISTRIBUTION D'INTRICATION DANS DES CANAUX STANDARDS TÉLÉCOMS POUR LA CRYPTOGRAPHIE QUANTIQUE HAUT DÉBIT, D. Aktas [et al.]	177
REALISATION D'UN RESERVOIR COMPUTER OPTOELECTRONIQUE ENTIEREMENT ANALOGIQUE, F. Duport [et al.]	180
UTILISATION DE L'EFFET BRILLOUIN POUR LA RÉALISATION D'UN FILTRE OPTIQUE À PROFIL RECTANGULAIRE AJUSTABLE EN BANDE, W. Wei [et al.]	183
GÉNÉRATION LINÉAIRE DE TRAINS IMPULSIONNELS TRIANGULAIRES OU PARABOLIQUES A HAUT-DÉBIT, C. Finot	186
DE LA CONVERSION DE FREQUENCE DANS LES FIBRES MICROSTRUCTUREES VERS DES CAPTEURS A FIBRE OPTIQUE NON-LINEAIRE, K. Tarnowski [et al.]	189

Jeudi 30 octobre 2014 - 16:45 - 18:45

Amphithéâtre Chiavelli : Effets non-linéaires dans les fibres optiques

CASCADE D'ONDES DISPERSIVES DANS UNE FIBRE A DISPERSION OSCILLANTE, A. Bendahmane [et al.]	192
ÉCLATEMENT DES BANDES DE GAIN PARAMETRIQUE DANS UNE FIBRE À DISPERSION OSCILLANTE, C. Finot [et al.]	195
INSTABILITE MODULATIONNELLE DANS UNE FIBRE OPTIQUE PRESENTANT UN PROFIL DE DISPERSION OSCILLANT COMPLEXE, A. Mussot [et al.]	198
OPÉRATION DES SOURCES RÉGÉNÉRATIVES BASÉES SUR L'AUTO-MODULATION DE PHASE ET	

L'AUTO-DÉCALAGE FRÉQUENTIEL DE SOLITONS, T. North [et al.]	201
INSTABILITE DE MODULATION VECTORIELLE DE TYPE MANAKOV DANS UNE FIBRE OPTIQUE A DISPERSION NORMALE, B. Frisquet [et al.]	204
MÉLANGE À QUATRE ONDES MULTIPLE DANS LES FIBRES OPTIQUES, M. Baillot [et al.]	207
ÉMERGENCE DE FLATONS DANS LES FIBRES OPTIQUES, B. Varlot [et al.]	210

Vendredi 31 octobre 2014 - 08:30 - 10:00

Amphithéâtre Chiavelli : Capteurs, Instrumentation, techniques de caractérisation

LES CAPTEURS A FIBRES OPTIQUES EN CHINE, P. Ferdinand [et al.]	213
VALIDATION D'UN SYSTEME DE DEPORT DE LUMIERE A FIBRES OPTIQUES HAUTEMENT BIREFRINGENTES POUR APPLICATION A LA POLARIMETRIE DE MUELLER ENDOSCOPIQUE, S. Manhas [et al.]	216
LASER FDML ACCORDABLE A HAUTE CADENCE, INTERFACE A UN SYSTEME D'ACQUISITION FPGA EN CONTINU, POUR L'INTERROGATION D'UN ACCELEROMETRE A RESEAUX DE BRAGG, M. Ben abdallah [et al.]	219
ANALYSE TEMPS-FREQUENCE PAR OFDI POUR LA CARACTERISATION DE FIBRES MULTIMODES, A. Fall [et al.]	222
APPLICATION DE MÉTHODES D'ANALYSE STATISTIQUE MULTIVARIÉES AUX MESURES S^2 , B. Sévigny [et al.]	225

Vendredi 31 octobre 2014 - 10:30 - 12:15

Amphithéâtre Chiavelli : Systèmes et réseaux de télécommunications optiques

NOUVELLES GENERATIONS DE FIBRES MULTIMODES ADAPTEES AUX TRANSMISSIONS OPTIQUES MULTIPLEXEES SPATIALEMENT, P. Sillard	228
RÉDUCTION DU BRUIT DE PHASE NON-LINÉAIRE D'UN SIGNAL NRZ-QPSK À 20 GBIT/S GRÂCE À UNE NANOCAVITÉ À CRISTAL PHOTONIQUE, T. Nguyen [et al.]	231
ROBUSTESSE DES MODULATIONS QPSK-OFDM A 100 GBPS ET 16QAM-OFDM A 200 GBPS AUX IMPERFECTIONS D'IMPLEMENTATION PRATIQUE ET DE TRANSMISSION, M. Song [et al.]	234
LE TRES HAUT DEBIT SUR LONGUES PORTEES DANS LES RESEAUX D'ACCES OPTIQUES AVEC LE DUAL-EML, M. Chaïbi [et al.]	237
CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE ET EXTENSION DU MODÈLE DE BRUIT GAUSSIEN POUR LES SYSTÈMES MONOCANAL NON GÉRÉS EN DISPERSION, P. Jennevé [et al.]	240
CENTRES DE DONNEES A BASE DE PAQUETS OPTIQUES ET DE TRANSPONDEURS ELASTIQUES, M. Mestre [et al.]	243

CONTRÔLE DES MODES SINGULIERS DE FIBRES OPTIQUES HAUTEMENT MULTIMODES À GÉOMÉTRIE NON STANDARD

Valérie Doya, Markus Allgaier, Olivier Legrand, Claire Michel, Fabrice Mortessagne

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

valerie.doya@unice.fr jnog2014@sciencesconf.org

RÉSUMÉ

Si les fibres optiques multimodes à section transversale non circulaire constituent des laboratoires d'études privilégiés pour sonder les manifestations ondulatoires du chaos des rayons, ces dernières confèrent des propriétés singulières aux modes de propagation. Nous montrons comment le contrôle des modes dans des fibres hautement multimodes peut être simplifié par l'introduction d'une complexité induite par la dynamique géométrique.

MOTS-CLEFS : *propagation guidée, fibres multimodes*

1. INTRODUCTION

Après avoir été délaissées à la fin des années 80 au profit des fibres monomodes, les fibres optiques multimodes suscitent un regain d'intérêt dans le domaine des télécommunications optiques en tant que support de transmission. Pour répondre aux attentes toujours croissantes de capacité de transmission, les modes de propagation constituent potentiellement comme des canaux de transmission indépendants[1]. D'un point de vue purement fondamental, les fibres optiques multimodes servent de laboratoire d'étude des manifestations ondulatoires du chaos des rayons émergeant suite à la modification de la géométrie de la section transversale[2, 3]. Dans ce travail, nous montrons comment les modes d'une fibre à section transversale tronquée présentant des propriétés spatiales et spectrales singulières peuvent être facilement contrôlés et sélectionnés dans des fibres hautement multimodes grâce à la complexité géométrique sous-jacente du système.

2. MODES SINGULIERS LE LONG DE TRAJECTOIRES PÉRIODIQUES

Les fibres considérées possèdent un cœur multimode tronqué de rayon $R = 62.5\mu\text{m}$ telle que la longueur de la portion tronquée $d = 1.05R$, et, une différence d'indice entre le cœur et la gaine de l'ordre de 0.2 tel qu'un millier de modes guidés sont dénombrés. Dans ce régime où la limite géométrique des rayons est valide, le comportement ondulatoire est conditionné par les propriétés de la dynamique géométrique. L'espace des phases, qui reporte l'angle du rayon par rapport à la normale au contour en fonction de sa position sur le contour à chaque réflexion est l'outil usuellement utilisé pour caractériser la dynamique géométrique. Ainsi, dans notre système, contrairement au cas d'une section circulaire, deux types de dynamique coexistent : une dynamique régulière associée à l'évolution de rayons autour de trajectoires périodiques stables ainsi qu'une dynamique chaotique caractérisée par l'évolution erratique des rayons (voir figure 1(b)). Ces deux comportements se retrouvent au niveau ondulatoire : certains modes, dits réguliers, présentent une localisation spatiale du champ le long des trajectoires périodiques, d'autres, dits chaotiques, ont une répartition diffuse du champ. On s'intéresse en particulier aux modes pour lesquels l'intensité du champ se localise le long de l'axe de symétrie de la section transversale de la fibre, associée à une trajectoire périodique après deux rebonds sur le contour de la section de la fibre (fig.1(c)). Cette trajectoire est dite stable et se trouve au centre de l'îlot principal de stabilité de l'espace des phases.

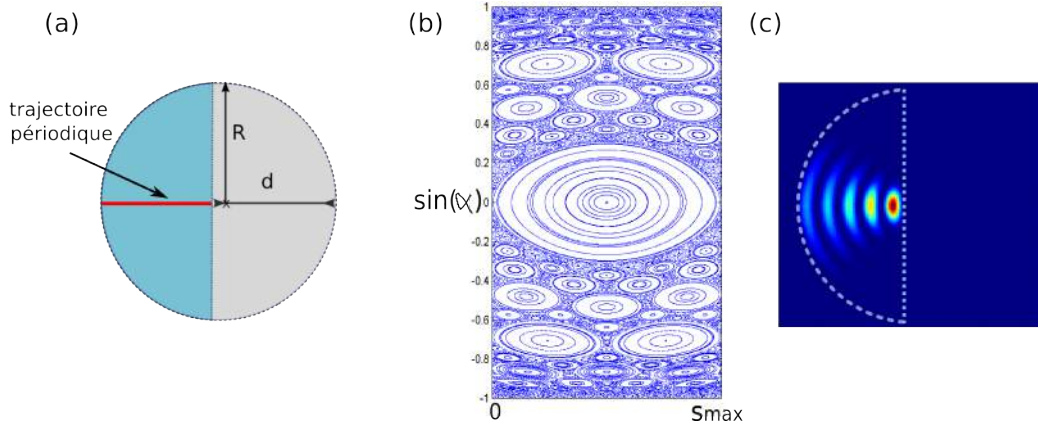


FIGURE 1 : (a) Section transverse de la fibre tronquée, (b) espace des phases associé à une fibre tronquée avec $d = 1.05R$. Les îlots de stabilité sont entourés d'une mer chaotique. (c) Mode localisé le long de la trajectoire périodique à deux rebonds.

Les modes associés peuvent ainsi être vus comme les modes gaussiens fondamentaux d'un résonateur stable à deux dimensions constitué par la section transverse de la fibre. Leurs vecteurs d'onde transverses k_t sont alors donnés par la condition de résonance le long de la trajectoire périodique $\mathcal{L}$:

$$k_t \mathcal{L} = 2\pi n + \Delta\phi + \phi_{\text{Gouy}}, \quad (1)$$

avec n un entier donnant l'ordre du mode, $\Delta\phi$ la phase induite par les réflexions sur l'interface cœur/gaine et ϕ_{Gouy} la phase de Gouy induite par la focalisation du faisceau gaussien à proximité de la partie plane. La stabilité de la trajectoire sous-jacente et l'existence d'un point de focalisation commun à la famille de ces modes réguliers permettent de les contrôler de façon simplifiée dans une fibre supportant pourtant un millier de modes guidés. Ainsi, en focalisant un faisceau laser sur la zone de focalisation des modes, il est possible de sélectionner un ensemble de modes réguliers. La figure 2 reporte l'intensité en fonction du vecteur d'onde transverse, le spectre en vecteur d'onde transverse, correspondant à la propagation de cette condition initiale. La réponse obtenue est celle associée aux modes gaussiens fondamentaux du

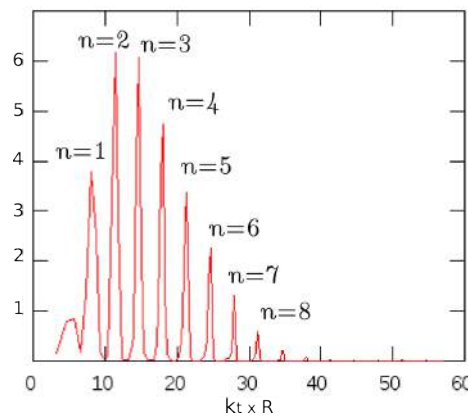


FIGURE 2 : Intensité en fonction du vecteur d'onde transverse k_t associée à la propagation d'un faisceau gaussien focalisé sur la zone de focalisation des modes réguliers. Seuls les modes réguliers sont excités et se propagent. n correspond à l'ordre des modes réguliers excités (eq.1).

résonateur stable. L'intervalle spectral libre est proportionnel à $2\pi/\mathcal{L}$. Par leur localisation spatiale d'intensité et la distribution de leur vecteur d'onde transverse, ces modes réguliers apparaissent singuliers par

rapport aux autres modes supportés par la fibre. Isolés par ces propriétés, ils peuvent se présenter comme des candidats originaux pour réaliser du multiplexage modal. En outre, dans de précédents travaux, nous avons montré que nous pouvions amplifier sélectivement des modes localisés dans une fibre double gaine à section tronquée avec $d = 0.5R$ [4].

CONCLUSION

Nous présenterons de façon détaillée lors de l'exposé les propriétés de ces modes singuliers, leur amplification sélective et exposeront leur potentiel applicatif notamment pour le multiplexage modal.

RÉFÉRENCES

- [1] D. Richardson, J. M. Fini, L. E. Nelson, "Space-division multiplexing in optical fibres", *Nature Photonics*, vol. 7, pp354-362, 2013.
- [2] V. Doya, O. Legrand, F. Mortessagne, C. Miniatura, "Speckle statistics in a chaotic multimode fiber," *Phys. Rev. E*, vol. 65, 0566223, 2002.
- [3] V. Doya, O. Legrand, F. Mortessagne, C. Miniatura, "Light scarring in an optical fiber," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, 024102, 2002.
- [4] C. Michel, S. Tascu, V. Doya, P. Aschiéri, W. Blanc, O. Legrand, and F. Mortessagne, "Experimental phase-space-based optical amplification of scar modes," *Phys. Rev. E*, vol. 85, 047201, 2012.

CONCEPTION ET REALISATION D'UNE FIBRE DE BRAGG PIXELISEE HETEROSTRUCTUREE MONOMODE FLEXIBLE A GRAND CŒUR

Jean-Paul Yehouessi, Assaad Baz, Géraud Bouwmans, Olivier Vanvincq, Laurent Bigot,
Yves Quiquempois

Laboratoire PhLAM -Institut IRCICA

CNRS- Université Lille1, 50 avenue Halley , 59658 Villeneuve d'Ascq, France

Jean-Paul.Yehouessi@univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Dans cet article nous présentons la réalisation d'une fibre de Bragg pixelisée hétérostructurée passive à grande aire effective, monomode sur une plage de longueur d'onde allant de 950 nm à 1700 nm. Cette fibre présente un diamètre de mode de 40 μm et est utilisable avec un rayon de courbure inférieur à 10 cm.

MOTS-CLEFS : *fibre de Bragg, fibre microstructurée, fibre à bande interdite photonique, Fibre de Bragg pixelisée.*

1. INTRODUCTION

La montée en puissance dans les lasers à fibres est notamment limitée par l'apparition des effets non-linéaires liés aux fortes densités surfaciques de puissance atteignables par ces systèmes. L'augmentation des aires effectives dans les fibres conventionnelles est freinée par le besoin d'un contrôle précis du contraste d'indice pour atteindre de faibles ouvertures numériques, synonymes du caractère monomode de la fibre. Obtenir une fibre intrinsèquement monomode est donc une tâche délicate par cette approche pour des diamètres de modes supérieurs à 25 μm typiquement.

Les fibres microstructurées sont étudiées afin de pallier les différentes limitations en permettant un contrôle fin des ouvertures numériques ou en rejetant les modes d'ordres supérieurs indésirables. Parmi ces fibres, les fibres de Bragg constituent une alternative convaincante aux fibres à saut d'indice. Ces fibres sont composées d'un cœur de bas indice entouré d'une alternance d'anneaux concentriques de haut et bas indice. Néanmoins le premier challenge dans la réalisation des fibres de Bragg est de s'affranchir des remontées de pertes observées dans leurs bandes de transmission, ces remontées étant dues aux couplages des modes de cœur avec des modes $\text{LP}_{lm(l \neq 0)}$ des anneaux de haut indices [1]. Le second challenge est de discriminer la propagation des modes d'ordres supérieurs pour obtenir une fibre monomode en pratique. La levée de ces deux verrous permettrait d'améliorer significativement les performances des fibres de Bragg pour la génération et le transport de faisceaux laser puissants.

2. MODELISATION ET CONCEPTION

Dans l'approche proposée ici, la résolution du premier verrou passe par une pixelisation des anneaux de haut indice en les réalisant à partir d'inclusions circulaires de haut indice. Cette pixelisation entraîne une réduction du nombre de modes guidés dans les anneaux de haut indice ce qui induit une absence des remontées de pertes au sein des bandes de transmission [2]. Cette approche donne lieu à une variante de cette famille de fibres appelées « fibre de Bragg pixelisées (PiBF) » (Fig. 1(a)).

En ce qui concerne la discrimination modale par les pertes, elle peut s'appuyer, en partie, sur le fait que les fibres de Bragg offrent la possibilité de contrôler la distance entre les anneaux de haut indice. Cette liberté permet d'influer significativement sur les pertes d'un mode LP_{lm} du cœur de la fibre en appliquant une condition dite « demi-onde » sur les couches de bas indice de la gaine de Bragg pour le mode donné. Dans ce cas, Δr , la distance inter-anneaux à appliquer, est donnée par la relation :

$$\Delta r = \frac{\pi r_c}{u_{lm}}$$

Où r_c est le rayon de cœur et u_{lm} la fréquence de coupure du mode LP_{lm} de cœur [3].

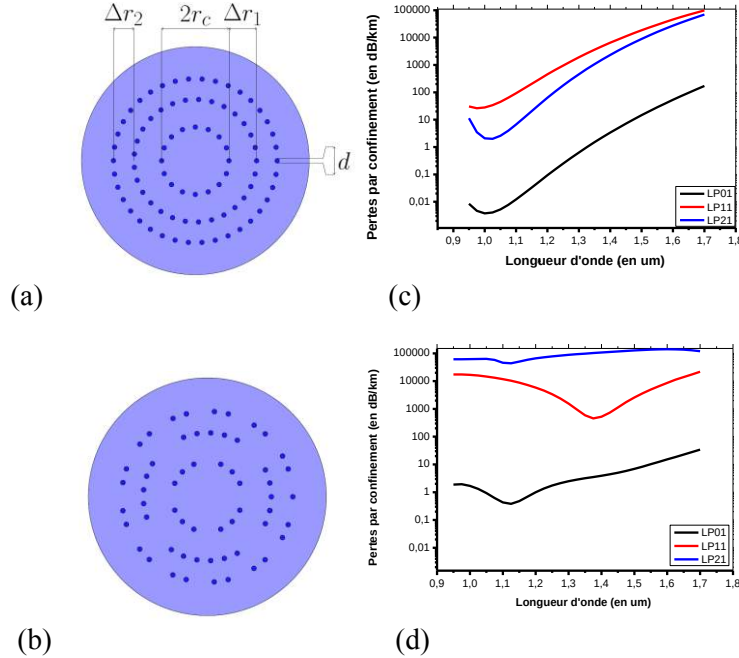


Fig. 1 : (a) Fibre de Bragg pixelisée avec la double condition demi-onde ; (b) Fibre de Bragg pixelisée avec la double condition demi-onde et hétérostructurée ; (c) et (d) Résultats numériques des pertes par confinement des modes LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} pour les fibres représentées sur les figures respectivement (a) et (b)

Une première réalisation expérimentale de fibre de Bragg pixelisée ayant un rayon de cœur de $17 \mu m$ et dont l'épaisseur des deux couronnes de bas indice est équivalente à l'application d'une condition demi-onde pour le mode LP_{11} a permis l'obtention d'une fibre monomode pour des longueurs d'onde comprises entre 1350 nm et 1700 nm [2]. Le caractère multimode de cette fibre aux longueurs d'onde inférieures à 1350 nm est lié à la présence des modes LP_{21} et LP_{02} . Le diamètre de mode obtenu était de $26 \mu m$.

Afin d'obtenir une fibre monomode aux longueurs d'onde d'émission de l'ytterbium ($1030\text{--}1100 \text{ nm}$), nous avons exploré la possibilité de modifier les distances inter-anneaux de haut indice en utilisant de multiples conditions demi-onde pour les modes LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} . Nous avons choisi de simuler une fibre optique dont le diamètre de cœur vaut $48 \mu m$. Le rayon des plots de haut indice est fixé à $1.67 \mu m$, le diamètre normalisé au pas vaut 0.36 , le profil d'indice parabolique des plots de haut indice présente une différence d'indice maximale par rapport à la silice de $30 \cdot 10^{-3}$. La première couronne de bas indice possède une épaisseur fixée à $19.8 \mu m$ ce qui équivaut à une condition demi-onde appliquée au mode LP_{11} . La seconde couronne de bas indice est dimensionnée afin de défavoriser la propagation des modes LP_{21} et LP_{02} : son épaisseur est de $14.7 \mu m$ (Fig. 1(a)). Les résultats numériques montrent que, malgré l'application des deux conditions demi-onde aux deux couronnes bas indice, les pertes par confinement des modes d'ordre supérieur restent faibles à courtes longueurs d'onde (Fig. 1(b)). Afin d'augmenter les pertes par confinement des modes d'ordres supérieurs, une hétérostructuration des anneaux pixelisés a été envisagée : elle consiste à retirer des plots de haut indice. Après l'étude de diverses hétérostructurations de la gaine nous avons identifié le design de fibre proposé à la Fig. 1(c) comme celui créant une fuite suffisante des modes d'ordres supérieurs tout en maintenant des pertes par confinement assez faibles pour le mode fondamental (Fig. 1(d)).

3. REALISATION EXPERIMENTALE

Une réalisation expérimentale des deux fibres simulées a été faite. L'observation du mode en sortie de fibre pour diverses longueurs d'onde montre que la fibre PiBF sans hétérostructuration présente une propagation multimode quelle que soit la longueur d'onde considérée. En effet, le faisceau d'une source supercontinuum injecté dans le cœur avec un décalage transverse de 15 μm prouve l'existence du mode LP_{11} après 1 m de fibre maintenue droite (Fig. 2(a)). A contrario, la fibre PiBF hétérostructurée n'admet pas la propagation de modes d'ordre supérieur après 1 m de fibre maintenue droite dans les mêmes conditions d'injection. Le diamètre de mode à 1050 nm dans ces conditions est estimé à 40 μm (Fig. 2(b)).

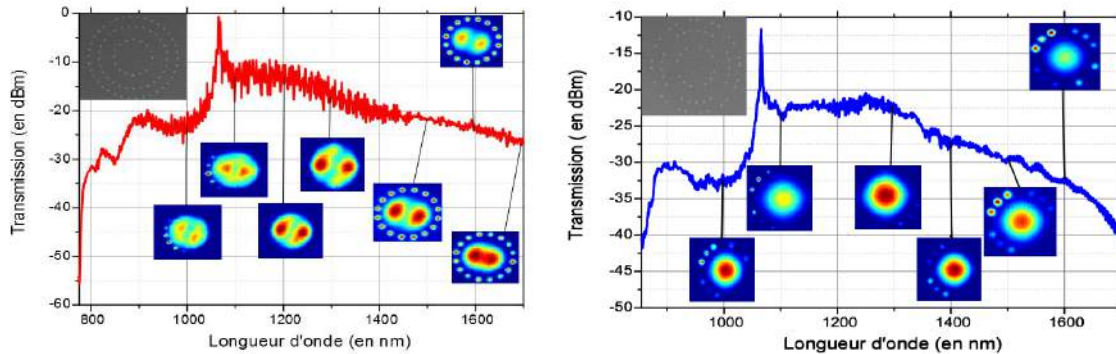


Fig. 2 : (a) Spectre de transmission de la fibre de Bragg pixelisée sans hétérostructuration avec une image de la répartition d'intensité en sortie à différentes longueurs d'onde. (b) Même illustration dans le cas de la fibre de Bragg pixelisée avec hétérostructuration.

Les pertes mesurées dans le cas de la fibre PiBF hétérostructurée courbée sur un rayon de 75 cm sont de l'ordre de 0,3 dB/m pour des longueurs d'onde situées entre 1000 nm et 1300 nm (zone d'intérêt pour les lasers ytterbium). Cette valeur chute autour de 0,1 dB/m pour les longueurs d'onde comprises entre 1300 et 1700 nm. Il convient de noter que la transmission de la fibre est préservée pour des rayons de courbures aussi faibles que 10 cm.

CONCLUSION

Nous avons simulé et réalisé une fibre de Bragg pixelisée et hétérostructurée à grande aire effective monomode dont le diamètre de mode vaut 40 μm à 1050 nm. Cette fibre offre, en outre, une bonne robustesse vis-à-vis des courbures. Cette géométrie de fibre constitue d'ores et déjà une structure très intéressante pour la réalisation de fibres flexibles adaptées au transport de puissance dans la gamme spectrale couverte par les ions ytterbium et l'erbium ainsi qu'une base prometteuse pour la réalisation de lasers ytterbium de forte puissance.

RÉFÉRENCES

- [1] S Février et al. « Low-loss singlemode large mode area all-silica photonic bandgap fiber » Optics express, vol.14, no.2, pages 562-9, 2006
- [2] A Baz et al. « Pixelated high-index ring Bragg fibers » Optics Express, vol 3490, 2012.
- [3] D. Jain et al. « Mode area scaling with multi-trench rod-type fibers. » Optics Express, vol 21, no.2, pages 1448-55, 2013.

SPECTROSCOPIE DE FOURIER PAR PEIGNES DE FRÉQUENCES GÉNÉRÉS PAR UN LASER CONTINU

Stéphane Pitois¹, Philippe Morin¹, Gil Fanjoux², Nathalie Picqué³ et Guy Millot¹

¹ *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR CNRS Université de Bourgogne 6303, 9 avenue Alain Savary, F-21078 DIJON, France*

² *Institut FEMTO-ST, UMR CNRS Université de Franche Comté 6174, UFR Sciences route de Gray, F-25030 BESANÇON, France*

³ *Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans Kopfermann Str. 1, D-85748 GARCHING, Germany*

Guy.Millot@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons le principe de spectroscopie à deux peignes de fréquences générés à partir d'une seule source laser continue mono-fréquence modulée en intensité par deux modulateurs électro-optiques rapides délivrant des impulsions de 50 ps. Les impulsions sont élargies spectralement en exploitant le phénomène de « wave breaking » dans une fibre optique non linéaire à forte dispersion normale. Les spectres des deux peignes sont remarquablement plats. Notre dispositif s'affranchit de techniques complexes d'asservissement des peignes. La sensibilité du spectromètre est augmentée par l'utilisation d'une fibre creuse à cristal photonique de 48 m de long. Le dispositif compact et entièrement fibré est testé pour mesurer les raies d'absorption du dioxyde de carbone dans la région de 1570 nm. Le spectromètre tire profit des équipements télécoms disponibles commercialement.

MOTS-CLEFS : *spectroscopie par transformée de Fourier ; peignes de fréquences ; fibre à cristal photonique ; dioxyde de carbone.*

1. INTRODUCTION

La spectroscopie de Fourier basée sur l'emploi de deux peignes de fréquences [1-6] est une technique en plein développement, ouvrant de nouvelles perspectives en physique atomique et moléculaire: gain de six ordres de grandeur en terme de temps d'acquisition, sensibilité, résolution et étalonnage absolu des fréquences [5,6], spectroscopie linéaire et non-linéaire. La méthode, statique, ne fait plus usage de l'interféromètre de Michelson à balayage. Elle détecte les interférences dans le domaine temporel entre deux peignes avec des fréquences de répétition légèrement différentes. Jusqu'à présent, des oscillateurs femtosecondes ont été utilisés pour générer les peignes de fréquences. La nécessité de synchroniser, avec une précision interférométrique, les formes d'ondes émises par les deux lasers requiert des techniques expérimentales avancées de métrologie des fréquences et limite son potentiel d'application. Dans cette contribution, nous introduisons une nouvelle méthode de spectroscopie par peignes de fréquences. Les deux peignes de fréquences sont générés à partir d'un même laser mono-fréquence continu, évitant ainsi tout besoin d'asservissement. D'autre part la sensibilité du spectromètre est augmentée par l'utilisation d'une fibre creuse à cristal photonique [7] remplie de gaz permettant d'obtenir facilement de grands parcours d'absorption sans cuve à réflexions multiples. Notre spectromètre à transformée de Fourier à deux peignes de fréquences tout fibré et ultra-compact est testé pour la mesure des raies d'absorption du dioxyde de carbone au voisinage de 1570 nm.

2. MÉTHODE ET DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

La spectroscopie à deux peignes de fréquences consiste à faire battre les deux peignes -dont la différence de taux de répétition est bien choisie- sur un détecteur rapide. Les battements entre couples de raies adjacentes, une de chaque peigne, génèrent un peigne radiofréquence, plus facile à

analyser par les techniques rapides de traitement de signaux digitaux. Dans le domaine temporel, les impulsions d'un des peignes échantillonnent périodiquement (Fig.3) les impulsions du second peigne et le cas échéant la réponse transitoire, ou décroissance d'induction libre, du milieu absorbant, de façon semblable à un oscilloscope à échantillonnage optique.

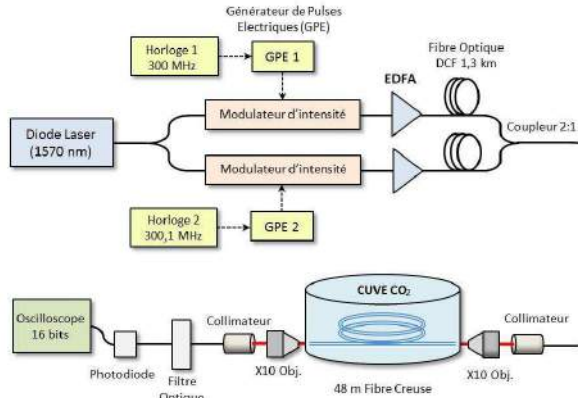


Fig. 1 : Dispositif expérimental.

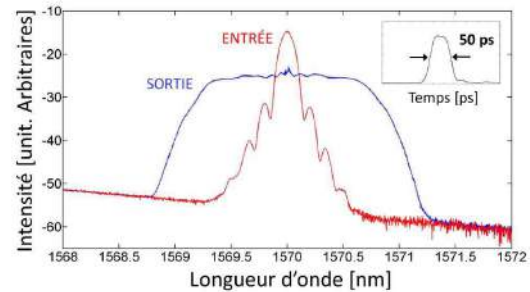


Fig. 2 : Spectres des impulsions avant et après élargissement dans la fibre DCF (échelle d'intensité logarithmique).

Notre objectif ici est de générer les deux peignes de fréquences à partir d'une seule source laser émettant une onde continue aux longueurs d'ondes télécom. Le schéma du dispositif expérimental est représenté sur la figure 1. Une diode laser émettant au voisinage de 1570 nm est modulée en intensité par deux modulateurs électro-optiques pilotés par des horloges électriques ultra-stables. Les peignes résultants sont ensuite amplifiés par deux amplificateurs à fibre dopée Erbium (EDFA). Des contrôleurs de polarisation (non représentés sur le schéma) permettent un alignement des directions de polarisation des peignes avant leur combinaison dans un coupleur fibré 2:1. Les caractéristiques des peignes ainsi obtenus sont les suivantes : taux de répétition de 300 MHz, impulsions super-gaussiennes de 50 ps, différence des taux de répétition $\Delta f_{rep}=100$ kHz, longueur d'onde centrale au voisinage de 1570 nm permettant l'emploi de matériels télécom, puissance maximale de 30 dBm. L'originalité du montage est de s'affranchir de toute technique complexe d'asservissement des deux peignes. En effet l'emploi d'une seule source laser continue confère automatiquement aux deux peignes la même fréquence porteuse. Par ailleurs la modulation de l'onde porteuse par des modulateurs pilotés par des horloges électriques ultrastables (précision absolue de 1 Hz) et l'usage d'une diode laser de grande pureté spectrale (de l'ordre de quelques kHz) permettent de contrôler avec précision la différence des taux de répétition des deux peignes. Afin d'assurer un fonctionnement du spectromètre sur une gamme spectrale de plusieurs nanomètres, les spectres des deux peignes sont élargis par « wave breaking » dans une fibre optique non linéaire à forte dispersion normale ($D=-89$ ps/nm/km) de 1.378 km (DCF) [8]. Le spectre des impulsions obtenu à la sortie de la DCF pour une puissance d'entrée de 21 dBm est représenté sur la figure 2 en comparaison avec le spectre initial. Notons la forme remarquable rectangulaire du spectre avec un plateau caractéristique d'un régime de « wave breaking ». Les oscillations du spectre initial sont caractéristiques quant à elles d'impulsions de forme super-gaussienne ainsi que celle représentée dans l'insert de la figure 2. Nous avons vérifié l'absence d'effet Brillouin durant la phase d'élargissement spectral. Notons que des spectres plus larges peuvent être obtenus en augmentant la puissance initiale.

Une grande longueur d'absorption est obtenue en injectant le gaz de dioxyde de carbone dans une fibre à cristal photonique creuse de 48 m de long (NKT Photonics HC 1550-02). Un filtre optique permet de conserver que la partie positive du spectre et de s'affranchir du phénomène de repliement spectral [5,6]. L'acquisition des interférogrammes est réalisée à l'aide d'une photodiode rapide et d'un oscilloscope de grande dynamique (Picoscope 5000, 16 bits). La figure 3 montre un exemple d'interférogramme obtenu à la sortie de la fibre creuse pour une pression de dioxyde de carbone de 1020 mbars. La figure 4 montre le spectre obtenu, à partir de ce type

d'interférogramme, pour un temps de mesure de 5 ms. Le spectre met clairement en évidence les raies d'absorption R28 et R30 de la bande 30012–00001. Par comparaison le spectre du dessous est obtenu à l'entrée de la fibre creuse.

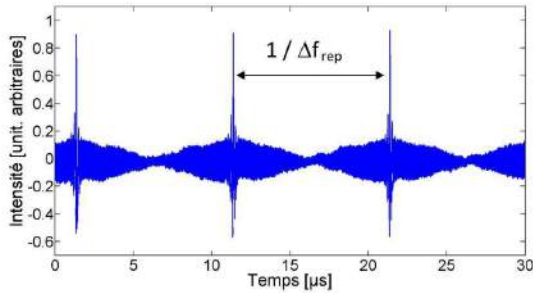


Fig. 3 : Exemple d'interférogramme obtenu à la sortie de la fibre creuse PCF remplie de CO₂.

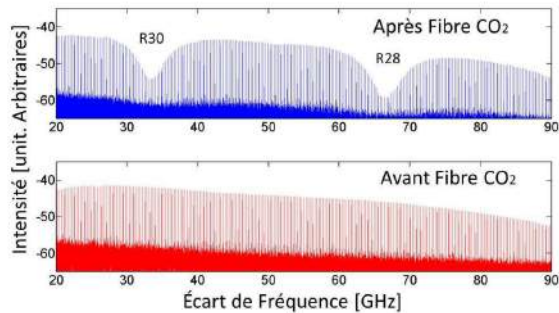


Fig. 4 : Exemple de spectres calculés à partir d'interférogrammes observés, tel que celui de la figure 3 (échelle d'intensité logarithmique). L'abscisse est l'écart de fréquence par rapport à la fréquence de la diode laser.

CONCLUSION

Nous avons développé un spectromètre à transformée de Fourier à deux peignes de fréquences générés à partir d'une seule source laser continue modulée en intensité par deux modulateurs électro-optiques. Nous avons optimisé le spectromètre aux longueurs d'ondes des télécommunications, profitant ainsi des équipements télécoms optoélectroniques et de notre savoir faire sur l'exploitation des effets non linéaires dans les fibres optiques. Une grande longueur d'absorption a été obtenue en injectant le gaz dans une fibre à cristal photonique creuse de 48 m de long. Le dispositif tout fibré a été testé en mesurant les raies d'absorption du dioxyde de carbone au voisinage de 1570 nm. De plus amples mesures seront présentées durant le colloque. Nous pensons que la sensibilité du spectromètre sera suffisante pour effectuer une mesure précise du rapport isotopique ¹³C/¹²C dans le dioxyde de carbone, ouvrant ainsi la voie à des applications médicales telle que la détection de la bactérie *Helicobacter pylori* présente dans l'air expiré chez les patients atteints de certaines affections chroniques de l'estomac.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Schiller, "Spectrometry with frequency combs," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 9, p. 766, 2002.
- [2] F. Keilmann, C. Gohle and R. Holzwarth "Time-domain mid-infrared frequency-comb spectrometer," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 13, p. 1542, 2004.
- [3] A. Schliesser, M. Brehm, F. Keilmann and D.W. van der Weide "Frequency-comb infrared spectrometer for rapid, remote chemical sensing," *Opt. Express*, vol. 13, no. 22, p. 9029, 2005.
- [4] I. Coddington, W.C. Swann and N.R. Newbury "Coherent multiheterodyne spectroscopy using stabilized optical frequency combs," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, article n° 013902, 2008.
- [5] B. Bernhardt, A. Ozawa, P. Jacquet, M. Jacquety, Y. Kobayashi, T. Udem, R. Holzwarth, G. Guelachvili, Th.W. Hänsch and N. Picqué "Cavity-enhanced dual-comb spectroscopy," *Nat. Photon.*, vol. 4, p. 55, 2010.
- [6] T. Ideguchi, A. Poisson, G. Guelachvili, N. Picqué and Th.W. Hänsch "Adaptive real-time dual-comb spectroscopy," *Nat. Comm.*, vol. 5, article n° 3375, 2014.
- [7] F. Benabid, J.C. Knight, G. Antonopoulos and P.St.J. Russell "Stimulated Raman scattering in Hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber," *Science*, vol. 298, article n° 5592, p. 399, 2002.
- [8] C. Finot, B. Kibler, L. Provost and S. Wabnitz, "Beneficial impact of wave-breaking for coherent continuum formation in normally dispersive nonlinear fibers," *J. Opt. Soc. Am. B.*, vol. 25, no. 11, p. 1938, 2008.

REALISATION ET CARACTERISATION D'UN INTERFEROMETRE ADAPTATIF A 1.55 μM

Arnaud Peigné^{1,3}, Umberto Bortolozzo², Stefania Residori², Stéphanie Molin³, Daniel Dolfi³, et Jean-Pierre Huignard⁴

¹ Thales Underwater Systems, 525 route des Dolines, Sophia-Antipolis, France

² Institut Non Linéaire de Nice, Université de Nice-Sophia Antipolis, CNRS,
1361 route des Lucioles, 06560 Valbonne, France

³ Thales Research and Technology France, 1 avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau, France

⁴ Jphopto, 20 rue de Campo Formio, 75013 Paris, France

arnaud.peigne@thalesgroup.com

RÉSUMÉ

Nous proposons le principe et l'étude d'un interféromètre adaptatif (insensible aux perturbations basses fréquences) permettant une mesure de petits déphasages dans un environnement bruité. Ce type de dispositif est particulièrement adapté à la réalisation de capteurs à fibres optiques ultrasensibles. La démodulation de phase s'appuie sur le principe du mélange à deux ondes dans une valve optique à cristaux liquides. La présentation portera sur la description et la caractérisation de l'interféromètre opérant dans le proche infrarouge. En particulier, nous nous intéresserons ici à ses performances en termes de résolution spatiale et de bande passante.

MOTS-CLEFS : interférométrie adaptative, holographie, capteurs à fibres optiques

1. INTRODUCTION

De nombreuses applications requièrent la mesure de très faibles modulations de phase dans un environnement bruité (par exemple par la température ou par la pression statique). L'interférométrie adaptative permet cette mesure en filtrant intrinsèquement les perturbations lentes de l'environnement. L'interféromètre est réalisé en faisant interférer une onde de référence et une onde « signal », portant une perturbation de phase, dans un milieu non-linéaire. Le processus mis en jeu (mélange à deux ondes) induit un hologramme de phase sur lequel le champ incident est diffracté. Parmi les milieux les plus étudiés, on peut noter les cristaux photo-réfractifs [1] ainsi que les structures à puits quantiques [2].

Dans la présente étude, le milieu non-linéaire utilisé est une valve optique à cristaux liquides. Il s'agit d'un modulateur spatial de lumière adressé optiquement [3]. Il permet de transcrire le réseau d'intensité issu de la recombinaison des ondes de l'interféromètre en réseau de phase dans le cristal liquide, profitant ainsi de la très grande variation d'indice permise par ce dernier. Les fronts d'ondes des ordres diffractés sont donc adaptés aux fluctuations de phase lentes qui sont filtrées lors de la démodulation. De plus, l'interféromètre présente une fonction de transfert intrinsèquement linéaire. Dans la suite, on s'intéresse dans un premier temps au principe de fonctionnement de la valve optique à cristaux liquides puis on présente la caractérisation d'un interféromètre adaptatif à 1.55 μm en termes de bande-passante et de résolution spatiale.

2. DESCRIPTION DE LA CELLULE HOLOGRAPHIQUE

La valve optique utilisée (Fig. 1.a) est constituée d'une fine couche de cristal liquide encapsulée entre un photoconducteur et une fenêtre en verre. Deux électrodes transparentes en ITO permettent l'application d'une tension de polarisation V_{biais} entre la surface d'entrée du photoconducteur et la surface interne de la fenêtre en verre. Le photoconducteur qui a été retenu pour opérer à 1,55 μm est l'arséniure de gallium semi-isolant (AsGa-SI). Lorsqu'un champ optique E_{in} d'intensité $I_{\text{in}} \propto |E_{\text{in}}|^2$ est incident sur la valve optique, la variation de conductivité électrique

du photoconducteur crée une chute de tension sur le cristal liquide. La réorientation des molécules de cristal liquide, fortement biréfringente, induit alors une modification de l'indice de réfraction. Ce dernier prend la forme $n = n_{obs} + n_2 I_{in}$ où n_{obs} est l'indice de réfraction sous champ optique nul, et n_2 est l'indice de réfraction non-linéaire dépendant des propriétés de la valve optique. La caractéristique de la valve optique utilisée (Fig. 1.b) est obtenue en la plaçant entre polariseur et analyseur croisés et en mesurant le déphasage d'une onde de lecture à 543 nm en fonction de l'intensité du champ optique incident. Le déphasage mesuré a été converti en biréfringence équivalente du cristal liquide. A partir de la courbe de dispersion du cristal liquide, on pourrait obtenir l'indice de réfraction non-linéaire n_2 à 1,55 μm .

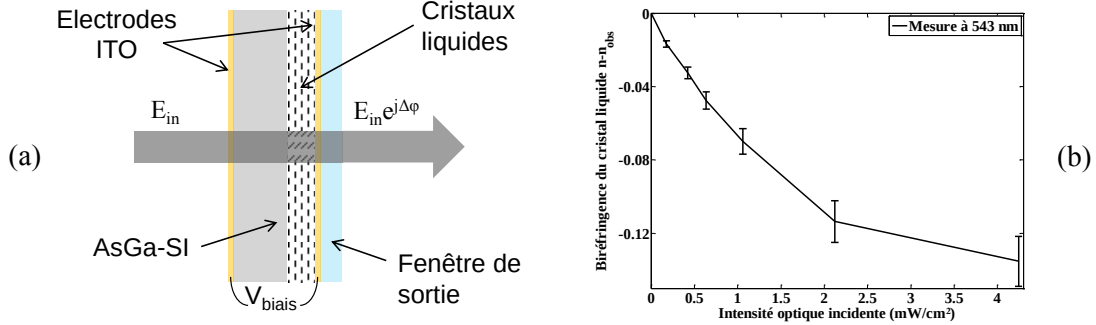


Fig. 1 : (a) Valve optique à cristaux liquides constituée d'une couche de cristaux liquides E48 (Merck) encapsulée entre un substrat photoconducteur d'AsGa-Si et une fenêtre en verre. (b) Caractéristique $\Delta n = f(I_{in})$ de la valve optique.

3. INTERFEROMETRE ADAPTATIF PROCHE INFRA-ROUGE

Description du montage

L'interféromètre adaptatif (Fig. 2) a été réalisé en configuration Mach-Zehnder. Il est composé d'un coupleur à fibre optique deux voies 50/50 formant les bras « référence » et « signal » et injecté par un laser à 1.55 μm . L'onde de référence et l'onde « signal », portant une modulation de phase, sont alors recombinaées en espace libre sur la valve optique. En sélectionnant un ordre de diffraction, et pour un point de fonctionnement fixé de la valve optique (V_{biais} et I_{in}), il est possible de mesurer la résolution spatiale et la bande-passante.

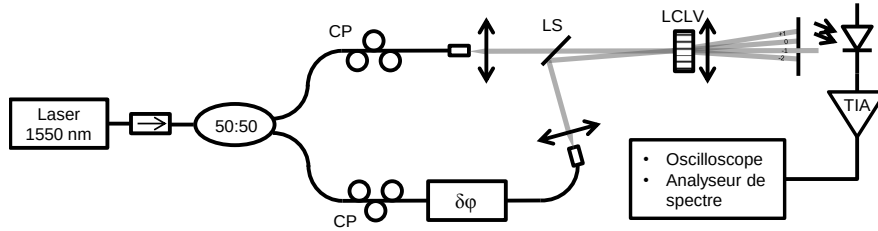


Fig. 2 : Interféromètre adaptatif en configuration Mach-Zehnder CP : contrôleur de polarisation ; LS : lame séparatrice ; LCLV : valve optique à cristaux liquides ; TIA : amplificateur de courant

Résolution spatiale

La théorie de la diffraction prévoit que l'efficacité de diffraction d'un réseau de phase est inversement proportionnelle au pas du réseau inscrit dans le cristal liquide. Le plus petit pas du réseau qu'il est possible d'obtenir est donné par la résolution spatiale des cristaux liquides, et conditionne la compacité de l'interféromètre. La limite théorique (pas minimal) est donnée par la longueur de cohérence électrique du cristal liquide définie par la relation :

$$l_{coh} = \left(\frac{K}{\epsilon_0 \Delta \epsilon} \right)^{1/2} \frac{d}{V_{eff}} \quad (1)$$

Où $\Delta \epsilon \approx 10$ est l'anisotropie diélectrique du cristal liquide, $K = 11 \text{ pN}$ sa constante élastique, $d = 25 \mu\text{m}$ son épaisseur et V_{eff} la tension effective qui lui est appliquée. Pour les cristaux liquides utilisés, nous avons estimé l_{coh} à environ 6 μm . On présente (Fig. 3.a) l'efficacité de diffraction η

sur l'ordre -1 (rapport entre l'intensité dans l'ordre -1 et l'intensité optique incidente sur l'onde de référence) en fonction du pas du réseau, estimé à partir de la répartition gaussienne de l'intensité (encart Fig. 3.a). On constate que l'efficacité maximale $\eta_m = 0.12$ est atteinte pour un pas de l'ordre de 700 μm . Cet écart par rapport à la limite imposée par la longueur de cohérence du cristal liquide est dû à la diffusion des charges dans l'épaisseur du photoconducteur (encore trop importante dans ce premier essai), ce qui réduit le contraste du réseau d'indice. En effet, quand l'épaisseur du photoconducteur est importante par rapport à la longueur de diffusion des porteurs, les mécanismes de transports de charges sont influencés par la présence d'une composante transverse du champ électrique ce qui augmente la longueur de diffusion effective [4]. Dans ces conditions, la résolution spatiale de la valve optique est imposée par le photoconducteur.

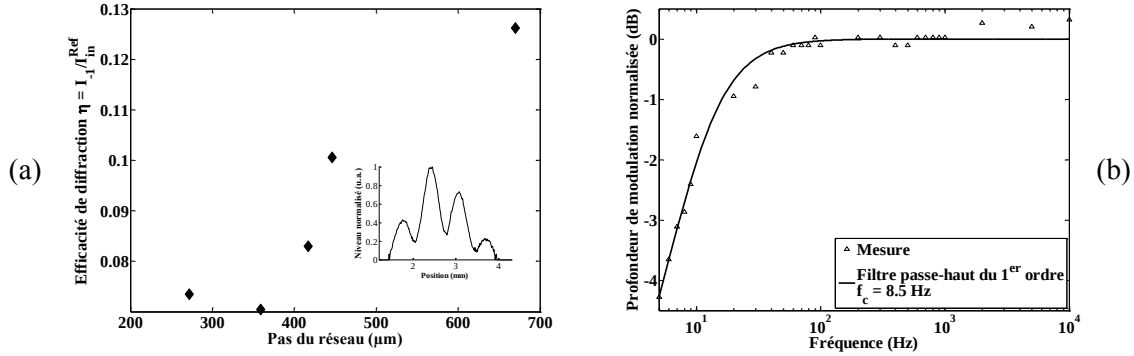


Fig. 3 : (a) Efficacité de diffraction en fonction du pas du réseau d'intensité sur le photoconducteur ; (b) bande passante de l'interféromètre

Bande-passante

Le réseau de phase inscrit dans le cristal liquide s'adapte aux perturbations plus lentes que son temps de réponse. Cette condition détermine la bande-passante de l'interféromètre. La fréquence de coupure à -3 dB est définie par :

$$f_c = \frac{\pi}{2} \frac{K}{\gamma d^2} \left[\left(\frac{V_{eff}}{V_s} \right)^2 - 1 \right] \quad (2)$$

Où $V_s \approx 1.1 \text{ V}$ est la tension de seuil du cristal liquide, et $\gamma = 0.02 \text{ Pa.s}$ sa viscosité rotationnelle. On a alors $f_c < 10 \text{ Hz}$ dans la plage de tension effective du cristal liquide ($V_{eff} < 2 \text{ V}$). On mesure (Fig. 3.b) l'amplitude de modulation du signal diffracté en fonction de la fréquence de la perturbation de phase sur le bras « signal » de l'interféromètre. On obtient une fréquence de coupure de 8.5 Hz ce qui est compatible avec les valeurs théoriques.

CONCLUSION

Nous avons démontré qu'il est possible de réaliser un interféromètre opérant à 1.55 μm insensible aux variations de phase lentes. Ce type de dispositif est particulièrement adapté à la mesure de déphasages induits dans une fibre optique. La résolution spatiale du dispositif ainsi que sa bande-passante ont été étudiées. La mesure de la sensibilité de l'interféromètre (modulation d'intensité du signal diffracté en fonction du déphasage) constituera la suite des travaux présentés.

RÉFÉRENCES

- [1] Kamshilin, A. A., Romashko, R. V. and Kulchin, Y. N., "Adaptive interferometry with photorefractive crystal," J. Appl. Phys. 105, 031101 (2009)
- [2] Sun, H., Nolte, D. D., Hyland, J. and Harmon, E., "Dynamic holography in quantum well cavities," Proc. SPIE 8619, 86190E (2013)
- [3] Bortolozzo, U., Residori, S. and Huignard, J. P., "Adaptive Holography in Liquid Crystal Light-Valves," Materials 5, 1546-1559 (2012)
- [4] Wang, L. and Modell, G., "Resolution limits from charge transport in optically addressed spatial light modulators", J. Appl. Phys. 78, 6923 (1995)

COMPENSATION DE LA DISPERSION CHROMATIQUE UTILISANT UN INTERFEROMETRE A BRAS MULTIPLES A BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES SUR PLATEFORME SILICIUM

L. Anet-Neto¹, M. Gay¹, L. Bramerie¹, C. Peucheret¹, M. Joindot¹, J.-C. Simon¹, J. Bourderionnet², S. Combrié², A. De Rossi², Z. Han³, P. Boucaud³, X. Checoury³

¹ CNRS, UMR 6082 Foton, Université de Rennes 1, ENSSAT, F-22305 Lannion, France

² Thales Research and Technologies, 91767 Palaiseau, France

³ Institut d'Electronique Fondamentale, CNRS, Univ. Paris Sud 11, 91405 Orsay, France

anetneto@enssat.fr

RÉSUMÉ

Cette étude théorique vise à démontrer l'utilisation d'un interféromètre optique à base de cristaux photoniques accordables pour compenser la dispersion chromatique d'un lien optique à modulation en intensité et détection directe. Le principe de fonctionnement est présenté pour des transmissions NRZ à 10 Gbit/s après propagation sur 150 km de fibre monomode standard.

MOTS-CLEFS : *cristaux photoniques ; dispersion ; traitement tout-optique du signal.*

1. INTRODUCTION

Nous sommes actuellement les témoins de l'émergence de thématiques de recherche portant sur l'utilisation du silicium comme plateforme pour la réalisation de circuits photoniques intégrés. L'intérêt suscité par la photonique sur silicium est dû notamment au fait que ces composants peuvent être fabriqués en mettant à profit la maturité des techniques de fabrication microélectroniques. Comme le silicium est couramment utilisé comme substrat dans les circuits d'électronique intégrée, il est également possible de concevoir des dispositifs hybrides dans lesquels des composants optiques et électroniques peuvent être intégrés sur une seule puce compacte. De plus, plusieurs travaux ont démontré le développement de briques de base pour le traitement tout-optique du signal, telles que les lignes à retard, les déphaseurs et les coupleurs de poids réglable [1]. Cette approche ouvre la porte à des solutions plus économes en énergie et permet, dans certains cas, la conception de fonctionnalités non envisageables avec des systèmes électroniques conventionnels.

Dans cet article, nous utilisons un interféromètre à bras multiples contenant des lignes à retard accordables à base de cristaux photoniques pour compenser les effets de la dispersion chromatique. Le principe de fonctionnement est démontré dans des liens optiques utilisant la modulation d'intensité non-retour à zéro (NRZ) à 10 Gbit/s et la détection directe sur 150 km de fibre monomode.

2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU COMPOSANT

L'architecture du composant est montrée sur la Fig. 1a. Le dispositif est créé à partir d'une imbrication de plusieurs interféromètres constitués de séparateurs (C_0 , C_{00} et C_{01}), de lignes à retard fixes constituées de spires, de lignes à retards accordables à base de cristaux photoniques (PhC_0 , PhC_{00} et PhC_{01}) et de coupleurs (C'_0 , C'_{00} et C'_{01}). Le champ électrique à la sortie du dispositif est composé de la somme de tous les champs qui traversent les divers bras de la structure :

$$E_{OUT}(\omega_0, t) = e^{-j\omega_0 t} \sum_{m=0}^3 C_m A(t - \tau_m) e^{j\varphi_m} \quad \text{Éq. 1}$$

L'Éq.1 montre que la sortie du dispositif est caractérisée par un terme φ_m de pondération en phase sur la porteuse optique ω_0 et un terme τ_m de pondération en retard sur l'enveloppe d'information $A(t)$ modulant celle-ci en amplitude. Le coefficient C_m caractérise une pondération en amplitude

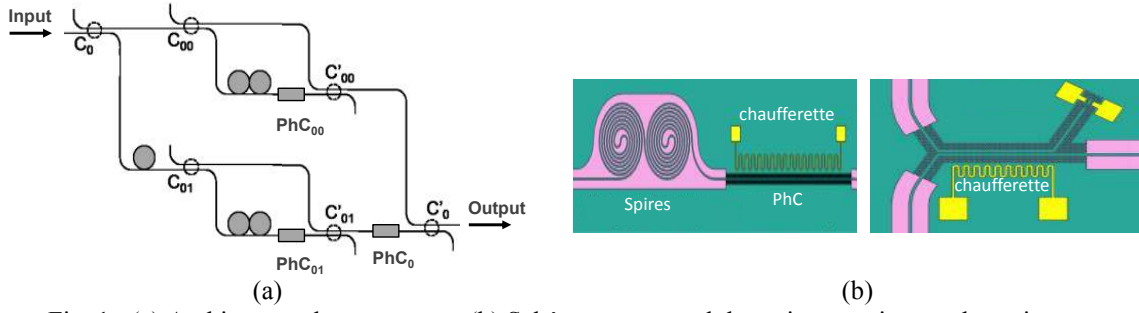


Fig. 1 : (a) Architecture du composant. (b) Schéma conceptuel des spires et cristaux photoniques.

associée aux coefficients de couplage des séparateurs et coupleurs ainsi qu'aux pertes des spires et cristaux photoniques traversés dans un bras m . Les pondérations en phase et retard sont constituées à la fois de composantes fixes (φ_s et $m\tau$), associées aux spires, et de composantes variables ($\varphi_{PhC,m}$ et $\delta\tau_m$), associées aux cristaux photoniques. L'accordabilité des cristaux photoniques est réalisée grâce à la variation thermique de l'indice de groupe des guides. Tout comme les paramètres des cristaux photoniques, les taux de couplage des séparateurs et coupleurs sont aussi accordables grâce à des chauffettes, comme montré sur le schéma conceptuel de la Fig. 1b. Les coupleurs et séparateurs sont modélisés comme des blocs à quatre ports, symétriques et sans pertes, tous parfaitement adaptés et isolés. Les pondérations en phase et en retard sont :

$$\varphi_m = \underbrace{mL_S\beta_S(\omega_0)}_{m\varphi_s} + \underbrace{L_{PhC}\beta_{PhC,m}(\omega_0)}_{\varphi_{PhC,m}} ; \quad \tau_m = \underbrace{mL_S \frac{\partial\beta_S}{\partial\omega} \Big|_{\omega=\omega_0}}_{=m\tau} + \underbrace{L_{PhC} \frac{\partial\beta_{PhC,m}}{\partial\omega} \Big|_{\omega=\omega_0}}_{\delta\tau_m} \quad \text{Éq. 2}$$

où β_S et β_{PhC} représentent, respectivement, les constantes de propagation dans les spires et cristaux photoniques. L_S désigne la longueur d'une spire (la longueur de spire du bras m vaut mL_S) et L_{PhC} désigne la longueur de la section de guide à cristal photonique. L_{PhC} est supposée identique dans chaque bras du composant ; seules les valeurs des $\beta_{PhC,m}$ différencient les cristaux photoniques.

Le principe de fonctionnement de ce dispositif paraît très similaire à celui d'un filtre électronique à réponse impulsionnelle finie : le champ optique en sortie est composé d'une combinaison des versions retardées et pondérées du champ à l'entrée. Cette propriété conduit, par exemple, à des applications de filtrage [2] qui ne seront pas abordées ici. Notons qu'une caractéristique essentielle différencie les approches dans le domaine optique et électrique, à savoir le fait que la première est basée sur le fonctionnement en régime cohérent. Pour l'approche égaliseur, nous fixons l'intervalle spectral libre de la fonction de transfert du dispositif et nous nous servirons essentiellement des déphasages $\varphi_{PhC,m}$ induits par les cristaux photoniques pour compenser la dispersion chromatique du lien.

3. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Il est connu que les effets de la dispersion chromatique après détection directe se traduisent par l'apparition d'évanouissements en fréquence dans le canal de transmission limitant la capacité du système [3]. L'interféromètre à bras multiples peut compenser partiellement un tel effet. Cela revient à trouver les déphasages des cristaux photoniques capables de générer une réponse fréquentielle après détection directe (en bande de base) la plus uniforme possible, c'est-à-dire, avec le minimum de distorsions sur le spectre du signal de modulation.

Pour cela, nous utilisons l'algorithme de Nelder-Mead [4] pour trouver les déphasages $\varphi_{PhC,m}$ capables de minimiser l'erreur quadratique moyenne entre la réponse du canal après détection directe et un gabarit uniforme de référence. La propagation sur fibre optique est modélisée grâce à l'approche classique de l'enveloppe lentement variable [5]. Puis, nous calculons la réponse fréquentielle du canal à travers le rapport entre les spectres des signaux électriques transmis et après détection directe. Dans nos simulations, le dispositif est placé après l'émetteur, constitué d'un laser à 1550 nm sans chirp et dont la conversion courant électrique – puissance optique est linéaire.

Le courant de seuil du laser est de 25 mA et celui-ci est polarisé à 100 mA avec une efficacité de conversion électro-optique unitaire. Pour assurer le fonctionnement en régime de petit-signal, nous fixons l'indice de modulation en intensité m_{IM} à 10^{-6} (Icône = 0.1 mA). La bande passante du laser est supposée beaucoup plus élevée que la bande occupée par le signal et aucune distorsion n'est donc induite sur ce dernier lors de la modulation de la porteuse optique. Seule la dispersion chromatique est prise en compte dans la propagation sur les 150 km de fibre. Le coefficient de dispersion à 1550 nm est de 16.5 ps/km.nm. La photodiode a un facteur de conversion de 1 A/W et une bande à -3 dB de 8 GHz. En ce qui concerne les signaux NRZ, nous considérons un débit de 10 Gbit/s avec des temps de montée et de descente (10% - 90%) de 35 ps. Un amplificateur électrique en réception compense les pertes dues à la propagation dans les cristaux photoniques et dans les spires.

Les coefficients de couplage de tous les séparateurs du dispositif sont fixés à 50% pour limiter le nombre de paramètres d'ajustement. Les pertes des cristaux photoniques sont considérées fixes (4.5 dB) et indépendantes du retard associé. Des excursions de phase entre 0 et 2π rad sont obtenues dans les cristaux photoniques avec une variation du retard $\delta\tau_m$ associé entre 9.5 ps et 9.7 ps. Les spires ont un coefficient d'atténuation de 2 dB/cm et des indices de groupe et de phase à 1550 nm de 3.6 et 2.7 respectivement. Les coefficients de couplage des coupleurs sont adaptés afin de compenser les pertes engendrées par les spires et cristaux photoniques dans chaque bras. Nous fixons le retard τ d'une spire à 50 ps afin d'assurer un ISL de 20 GHz et permettre l'égalisation d'un signal NRZ à 10 Gbit/s occupant la plage fréquentielle [-10,10] GHz en bande de base.

La réponse fréquentielle (paramètre S_{21}) sans égalisation et en régime petit signal montrée dans la Fig.2 annonce une limitation de la bande de transmission du canal à peu près à 4 GHz (permettant la transmission d'un signal NRZ à environ 4 Gbit/s) pour une transmission sans distorsion sur 150 km. L'effet d'un tel canal sur le diagramme de l'œil NRZ à 10 Gbit/s, en régime large signal (taux d'extinction de 4.8 dB), est également montré dans la Fig. 2 avec un diagramme de l'œil complètement fermé. L'apport de l'interféromètre dans l'amélioration de la transmission peut être identifié à la fois sur la réponse du canal et sur le diagramme de l'œil après détection. En effet, en utilisant les valeurs optimales $\varphi_{PhC,0} = 3.3$ rad, $\varphi_{PhC,00} = 0.4$ rad et $\varphi_{PhC,01} = 3.6$ rad trouvés grâce à l'algorithme de Nelder-Mead, nous éliminons notamment l'évanouissement du canal à 5 GHz et diminuons ainsi les distorsions du signal. Cela nous permet d'avoir un diagramme de l'œil plus ouvert et donc une meilleure transmission.

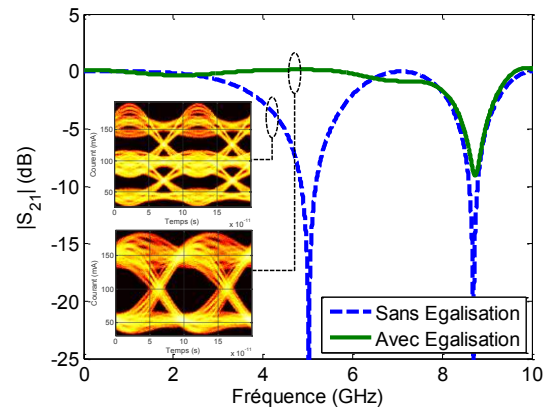


Fig. 2 : Effets de la propagation sans et avec égalisation optique.

CONCLUSION

Nous avons démontré le principe de fonctionnement d'un interféromètre à bras multiples à base de cristaux photoniques accordables pour la compensation de la dispersion chromatique d'un lien à modulation en intensité et détection directe. Une amélioration conséquente du diagramme de l'œil NRZ à 10 Gbit/s après 150 km a pu être constatée grâce au bon choix des déphasages des cristaux photoniques avec l'algorithme de Nelder-Mead.

REFERENCES

- [1] Capmany, J., Novak, D., Nature Photonics, vol. 1, pp. 319-330, 2007.
- [2] Sancho, J. *et al.*, Nature Communications, vol. 3, pp. 1075, 2012.
- [3] Bjerkan, L. *et al.*, Journal of Lightwave Technology, vol.14, no.5, pp. 839-850, 1996.
- [4] Nelder, J. A., Mead, R., The Computer Journal, vol. 7, pp. 308-313, 1965
- [5] Agrawal, Govind P., "Nonlinear Fiber Optics," Academic Press, 2013.

VITESSE DE GROUPE DE 450 KM/S DANS UN FORT RESEAU APODISÉ

George Skolianos,¹ Arushi Arora,¹ Martin Bernier,² Réal Vallée,² et Michel J. F. Digonnet^{1*}

¹Edward L. Ginzton Laboratory, 348 Via Pueblo Mall, Stanford University, California

^{*}silurian@stanford.edu

²Center for Optics, Photonics, and Lasers (COPL), Université Laval, Québec G1K 7P4, Canada

RÉSUMÉ

Nous démontrons expérimentalement un retard de groupe de 11.3 ns dans un réseau de Bragg apodisé à forte modulation d'indice (0.0024) et faible perte (0.0076 dB) et de seulement 5.1 mm de longueur. Ceci correspond à une vitesse de groupe record dans une fibre de 450 km/s, et à un facteur de qualité Q de $\sim 7.8 \times 10^6$. Ce résultat a été obtenu en inscrivant le réseau avec un laser femtoseconde dans une fibre chargée de deutérium et traitée thermiquement. Ces résultats ouvrent de nouvelles perspectives d'applications des réseaux, en particulier en optique non-linéaire et en électrodynamique quantique.

MOTS-CLEFS : réseaux de Bragg ; lumière lente ; vitesse de groupe ; facteur Q .

1. INTRODUCTION

Les réseaux de Bragg photo-inscrits sont parmi les composants fibrés les plus critiques dans plusieurs domaines, tout particulièrement les capteurs, les lasers à fibres, et en télécommunication. Une application plus récente et encore peu explorée mais fondamentalement importante consiste à utiliser un réseau de Bragg comme un interféromètre à ondes multiples, auquel cas il peut produire des résonances extrêmement étroites. Au voisinage d'une telle résonance, la lumière est piégée et sa vitesse de groupe est très faible. Ces composants peuvent donner lieu à des applications intéressantes sur une plateforme compacte, robuste, thermiquement stable, et de fabrication peu coûteuse, y compris la génération de lumière lente en milieu fibré, des capteurs de contraintes aux sensibilités records, des cavités optiques à facteurs de qualité élevés, le stockage d'information, et les applications en électrodynamique quantique nécessitant des confinements optiques élevés.

La Fig. 1a montre le profil de modulation de l'indice d'un réseau fortement apodisé. Dans un tel réseau, la condition de Bragg s'écrit

$$\lambda_B(z) = 2(n_0 + \Delta n_{dc}(z))\Lambda \quad (1)$$

où n_0 est l'indice effectif du mode de la fibre avant l'inscription, Λ la période du réseau, et $\Delta n_{dc}(z)$ la moyenne locale de la modulation d'indice. Puisque Δn_{dc} dépend de la position z le long du réseau, la longueur d'onde de Bragg dépend également de z , selon la courbe pleine de la Fig. 1b. Pour une longueur d'onde de Bragg donnée, par exemple λ_{B1} , il y a deux positions le long du réseau, aux alentours de z_1 et z'_1 , qui réfléchissent à λ_{B1} . Entre z_1 et z'_1 la longueur d'onde de Bragg est suffisamment différente de λ_{B1} pour que le réseau soit essentiellement transparent à λ_{B1} . Le réseau se comporte donc comme un interféromètre de Fabry Perot. Dans ce continuum de paires de longueurs d'onde de Bragg, il y a certaines paires ($i = 0$ à 3 sur la Fig. 1b) pour lesquels le chemin optique entre z_i et z'_i est tel que les multiples portions de champ électrique transmises par le réseau sont en phase, tout comme dans un Fabry Perot, et produisent une résonance en transmission. Dans un réseau uniforme, ces résonances existent également, mais elles ont une force limitée à cause de la forte réflexion du réseau entre z_i et z'_i (toutes les positions le long d'un réseau uniforme réfléchissent à la même longueur d'onde). Pour obtenir de fortes résonances, il faut donc que le réseau (1) soit apodisé, (2) ait de faibles pertes (comme dans tout résonateur optique), et (3) soit aussi fort que possible (un grand Δn_{dc}). Pour satisfaire ces conditions, il est préférable d'utiliser des réseaux fabriqués par laser femtoseconde, une technique qui produit des réseaux à bien moindres pertes que les réseaux photo-inscrits classiques [2], ainsi que des modulations élevées.

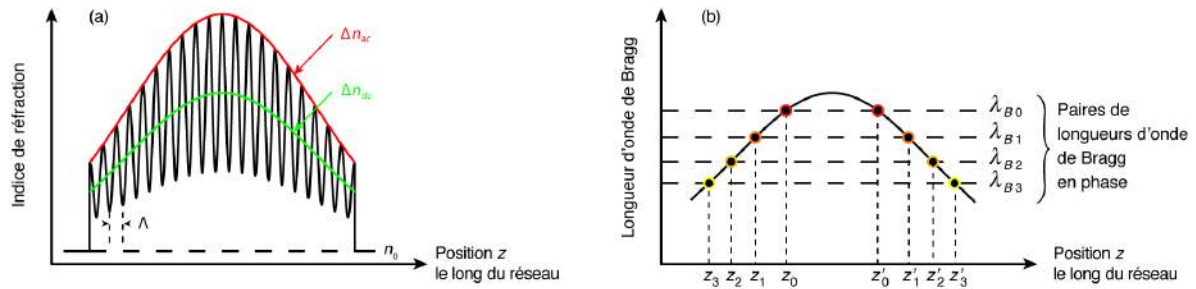


Fig. 1 : Profil d'indice d'un réseau apodisé, et condition pour l'existence de modes de Fabry Perot.

2. MESURES ET PROPRIETES

Les réseaux ont été fabriqués dans une fibre monomode de OFS, New Jersey. Cette fibre, semblable à la fibre SMF-28, a une gaine en polyimide afin de pouvoir traiter le réseau thermiquement (le polyimide résiste à des températures jusqu'à $\sim 350^\circ\text{C}$). La fibre est d'abord saturée de deutérium dans une chambre pressurisée à 82 atmosphères à température ambiante pendant 14 jours. Les réseaux sont inscrits avec un laser Ti-saphire verrouillé (806 nm) doublé en fréquence et un masque de phase, à travers la gaine afin de préserver l'intégrité mécanique du réseau. Afin de produire un réseau très court et fortement apodisé, la fibre n'est pas balayée par rapport au laser. Le traitement thermique consiste à chauffer le réseau à 100, 200, 300, et 350°C 30 minutes à chaque palier. Après chaque palier, les spectres de transmission et de retard de groupe sont mesurés en utilisant un laser accordable et les principes décrits dans [1],[2]. En général, au cours de ce recuit la modulation d'indice Δn_{ac} diminue et les pics de transmission augmentent, alors que les pics de retard de groupe croissent puis décroissent au delà d'une certaine température.

Le spectre de transmission (cf. Fig. 2a) obtenu après le traitement à 300°C (traitement qui produit approximativement le retard de groupe le plus élevé) présente plusieurs résonances sur le bord et juste à l'intérieur de la bande interdite, du côté des courtes longueurs d'onde, et aucune résonance de l'autre côté, comme prévu pour cette forme d'apodisation [3]. Les résonances s'affinent vers le centre de la bande interdite. La largeur du pic de réflexion est de 2.5 nm ; elle est plus étroite que juste après la fabrication du réseau parce que le traitement thermique réduit la modulation de l'indice. Le pic de lumière lente le plus élevé a un retard de groupe de 11.3 ns et un indice de groupe de ~ 665 , ce qui correspond à une vitesse de groupe de seulement 450 km/s. Cette valeur constitue un nouveau record pour une fibre optique. La largeur spectrale à mi-hauteur mesurée de cette résonance (~ 0.2 pm) donne un facteur de qualité $Q = 7.8 \times 10^6$.

Ces spectres peuvent être simulés numériquement [3] si l'on connaît le profil $\Delta n_{ac}(z)$ du réseau. Si ce profil était proportionnel à l'énergie totale déposée pendant l'inscription, il aurait la même forme que le faisceau laser, une Gaussienne de largeur à mi-hauteur de 5 mm. Deux effets modifient ce profil : (1) la saturation du changement d'indice diminue la valeur maximum de $\Delta n_{ac}(z)$ autour du centre du réseau ; (2) puisqu'il y a un seuil d'intensité laser en dessous duquel l'indice n'est pas modifié, les bords du profil sont tronqués. Le profil a donc été modélisé comme une Gaussienne plus étalée que le faisceau laser et tronquée avec une sinusoïde (afin d'éviter de créer des oscillations artificielles). Nous avons supposé que Δn_{ac} , Δn_{dc} , et le profil des pertes du réseau ont la même forme spectrale (les pertes augmentent avec Δn_{ac}). Le bruit de détection a été tenu en compte en ajoutant -26.4 dB au spectre de transmission calculé. Nous avons simulé les spectres de transmission et de retard de groupe d'un réseau ayant ce profil et ajusté les paramètres du profil jusqu'à l'obtention du meilleur accord entre les spectres calculés et mesurés.

Le profil ainsi optimisé est montré sur la Fig. 2a. Le spectre calculé pour ce profil est en bon accord avec le spectre mesuré, pour la transmission (Fig. 2a) comme pour le retard de groupe (Fig. 2b). Chaque résonance est constituée de deux pics, un pour chaque mode de polarisation du réseau (les petits pics intermédiaires proviennent du bruit dans la détection synchrone). La largeur totale du profil est de 5.1 mm, proche de la largeur du faisceau. Cette optimisation suggère qu'au centre du

réseau $\Delta n_{ac} = \Delta n_{dc} = 2.42 \times 10^{-3}$ et le coefficient de perte est de 0.34 m^{-1} (soit seulement 0.0076 dB). C'est une des plus faibles pertes mesurées dans un réseau si fort.

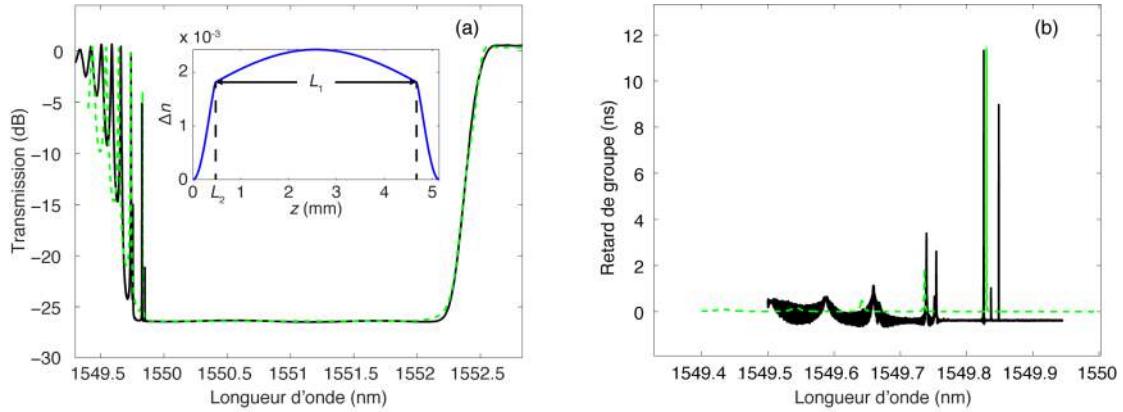


Fig. 2 : Spectres (a) de transmission et (b) de retard de groupe calculés et mesurés, et profil d'indice optimisé.

Ces simulations montrent également que la résonance la plus forte (la plus proche de λ_B) est le mode fondamental de la cavité Fabry Péro qui existe au sein de ce réseau apodisé [1],[3]. Au voisinage de cette résonance, le champ électrique est donc concentré près du centre du réseau. Pour cette résonance, le facteur Q calculé est de 7.8×10^6 , en excellent accord avec la mesure. Le facteur de Purcell (importante métrique en électrodynamique quantique), $f = 3Q/(4n_0^3 \pi^2 V_m)$, où V_m est le volume du mode (calculé à partir de la distribution en intensité du mode), est de 25.52, une des valeurs les plus élevées publiées pour une fibre. Un réseau de ce type inscrit dans une fibre à fort $\chi^{(3)}$ fournirait le confinement nécessaire pour obtenir une conversion nonlinéaire très efficace. On s'attend à un bénéfice semblable pour un laser fait d'un tel réseau dopé avec des points quantiques.

Ces résultats ne représentent qu'une fraction des possibilités offertes par ces réseaux à lumière lente. Dans un autre réseau aux pertes encore plus réduites et de $\sim 1 \text{ cm}$ de longueur, nous avons observé un retard de groupe de 47 ns, soit un facteur Q de 2.5×10^7 . Cette valeur est comparable à ce qui a été observé dans des microsphères en silice [4], mais un réseau a l'avantage d'être beaucoup plus robuste et de couplage optique aisé. Dans un troisième réseau ayant une longueur de $\sim 1 \text{ cm}$ mieux adaptée aux pertes, nous avons mesuré une sensibilité à une contrainte longitudinale de 4.9×10^6 , soit plus de deux fois plus élevé que dans un réseau presque uniforme [2].

CONCLUSION

En utilisant un fort réseau apodisé de faible perte, nous avons ralenti expérimentalement la lumière dans une fibre jusqu'à 450 km/s, ce qui correspond à un retard de groupe de 11.3 ns sur une longueur de seulement 5.1 mm. Ce résultat a été possible en fabriquant le réseau avec un laser femtoseconde dans une fibre chargée de deutérium, suivi d'un recuit afin de réduire les pertes. Les spectres du réseau sont en bon accord avec la théorie. Ce réseau a une modulation d'indice de 2.42×10^{-3} et un coefficient de perte de seulement 0.34 m^{-1} . Ces travaux démontrent qu'il est possible de réaliser des structures résonantes ayant un grand facteur de qualité (2.5×10^7) avec un simple réseau, ce qui ouvre de nouvelles perspectives pour de nombreuses applications.

RÉFÉRENCES

- [1] G. Skolianos, M. Bernier, R. Vallée, and M. J. F. Digonnet, "Observation of ~ 20 -ns group delay in a low-loss apodized fiber Bragg grating," *Opt. Lett.* Vol. 39, No. 13, p. 3978, 2014.
- [2] H. Wen, *et al.*, "Slow-light fiber-Bragg-grating strain sensor with a 280-femtostrain/ $\sqrt{\text{Hz}}$ resolution," *J. Lightwave Technol.* Vol. 31, No. 11, p. 1804, 2013.
- [3] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *J. Lightwave Technol.* Vol. 15, p. 1277, 1997.
- [4] D. W. Vernooy, A. Furusawa, N. P. Georgiades, V. S. Ilchenko, and H. J. Kimble, "Cavity QED with high-Q whispering gallery modes," *Phys. Rev. A* Vol. 57, R2293–R2296 (1998).

FIBRE EN SILICE À CŒUR VITROCÉRAMIQUE DOPÉ ERBIUM ET MAGNÉSIUM PAR LA MÉTHODE DE « FLASH VAPORIZATION »

Jean-François Lupi¹, Michèle Ude¹, Stanislaw Trzesien¹, Wilfried Blanc¹, Borut Lenardič²,
Hervé Guillon³, Bernard Dussardier¹

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

² Optacore, Trpinceva ulica 39, 1000 Ljubljana, Slovenia

³ Kemstream, rue de la Vieille Poste, PIT de la Pompi gnane, Bât. T2, 34055 Montpellier CEDEX 1

bernard.dussardier@unice.fr

RÉSUMÉ

Une fibre en silice dopée à l'erbium et au magnésium a été fabriquée pour la première fois par FCVD et dopée par une méthode de « vaporisation flash ». Le cœur de la fibre contient des nanoparticules de taille < 50 nm, avec une densité volumique de 10^{20} à 10^{21} m⁻³. Les pertes de fond sont inférieures à 0,6 dB/m. Nous étudions les propriétés d'absorption et de fluorescence de l'erbium autour de 1,55 μ m.

MOTS-CLEFS : Erbium ; fibre ; silice ; nanoparticules ; vitrocéramique.

1. INTRODUCTION

Développer des nouvelles fibres optiques dopées aux ions de terre rare (TR) pour les amplificateurs de puissance et les lasers nécessite des améliorations continues des propriétés spectroscopiques des fibres en plus de l'optimisation de la compacité et de l'efficacité économique des dispositifs. Certaines applications de fibres dopées TR souffrent de limitations en termes de propriétés spectroscopiques résultant de l'aggrégation des TR ou d'un environnement local inapproprié quand ils sont insérés dans la silice. Une solution intéressante consiste à utiliser la silice comme matériau hôte et support mécanique du guide d'onde, et à intégrer dans celui-ci des nanoparticules (NP) de structure et de composition appropriées, et dopées TR. La méthode originale proposée par le LPMC est basée sur le procédé MCVD (*Modified Chemical Vapour Deposition*). Comme les systèmes silicatés ont une forte immiscibilité stable quand ils contiennent des oxydes de métaux divalents, on profite des traitements thermiques inhérents à ce procédé pour obtenir des NP par le mécanisme de séparation de phase. En apportant les éléments séparateurs de phase et les ions TR par la méthode dite de dopage en solution, les NP croissent *in situ* dans le matériau lorsque des ions d'alcalino-terreux (Mg^{2+} , Ca^{2+} ou Sr^{2+}) sont incorporés en même temps que les TR [1]. La distribution de taille des NP, les pertes par diffusion induite et les propriétés spectroscopiques des ions de TR dépendent des paramètres de fabrication [2]. Le terme 'vitrocéramique' est utilisé ici par simplicité, que les NP soient cristallines ou amorphes.

Récemment, des méthodes alternatives de dopage aux TR et aux modificateurs de la silice (principalement Al) pendant le procédé MCVD ont été développées pour satisfaire les spécifications particulières des fibres pour lasers de très forte puissance. Parmi celles-ci, celles impliquant le dopage en phase gazeuse jusque vers la zone de réaction et de dépôt dans le tube substrat de silice offrent en principe une grande souplesse, notamment en terme de choix d'éléments chimiques.

Dans cet article nous mettons en œuvre pour la première fois la méthode de dopage en phase gazeuse par « vaporisation flash » (*Flash Vaporization*) [3] pour créer une fibre à cœur en vitrocéramique dopée Er^{3+} et étudier le potentiel de cette méthode pour contrôler les propriétés optiques des fibres dopées TR. Ces caractérisations préliminaires permettent d'identifier qualitativement les contributions respectives des ions Er^{3+} encapsulés dans les NP de ceux présents dans la matrice environnante.

2. PRÉPARATION ET CARACTÉRISATION DES FIBRES OPTIQUES

La préforme a été préparée par FCVD, une variante de la MCVD utilisant un four à induction au lieu d'un chalumeau. Les réactifs de la couche de cœur ont été fournis par une *VapBox*, Kemstream, Montpellier) à double injection. Deux solutions volatiles de précurseurs sont nébulisées dans une chambre chauffée. Le mélange gazeux résultant de l'évaporation immédiate des gouttelettes est poussé vers la zone de réaction dans un conduit thermostaté. La couche dopée est synthétisée par oxydation des réactifs et vitrifiée immédiatement. Les précurseurs de Si et Ge sont du TEOS et du TEOG, ceux de Er et Mg sont du tetramethylheptanedionate d'erbium et de magnésium). Puis la préforme a été rétreinte classiquement, et fibrée. Le cœur a une ouverture numérique de 0,11 pour un diamètre de 8,6 μm .

La préforme et la fibre ont été analysées par MEB (microscopie électronique à balayage) et EDX (analyse dispersive en énergie). L'absorption des fibres optiques est obtenue par la méthode de la fibre coupée (« *multi cutback* »). L'atténuation de fond à 1,2 μm , moyennée sur plusieurs échantillons de 3 à 5 m, est inférieure à 0,6 dB/m. Aux pics d'absorption de l'erbium (978 et 1534 nm) l'atténuation est respectivement 86 dB/m et 182 dB/m. La concentration moyenne en ions Er^{3+} dans le cœur est ainsi estimée à $\sim 4,4 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ($\pm 10\%$), soit $\sim 2100 \text{ at.ppm}$. La fluorescence sous excitation laser à 980 nm a été collectée contra-propagativement, à température ambiante, en veillant à annuler les effets de réabsorption.

La Fig. 1 montre les NP dans le cœur d'échantillons de préforme et de fibre. On note d'abord que le fibrage n'a pas causé la disparition des NP. Leur dimension moyenne a un peu diminué, de 50 nm à ~ 20 nm. La distance interparticulaire a été aussi réduite. On estime la densité volumique des NP dans la fibre entre 10^{20} et 10^{21} m^{-3} .

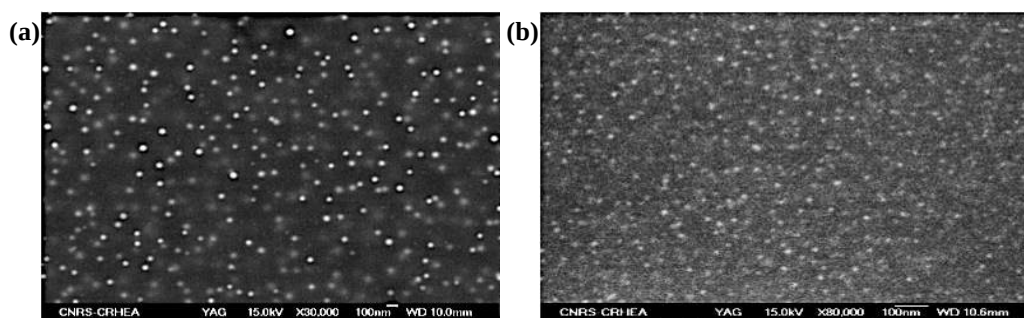


Fig. 1 : Contraste chimique de la zone de cœur sous MEB. (a) : préforme polie, (b) fibre clivée. Les points blancs les plus nets correspondent à des NP à la surface de l'échantillon. Barres d'échelle : 100 nm.

Les analyses EDX indiquent que le germanium, le magnésium et l'erbium sont répartis sur toute la section du cœur. L'erbium a toutefois une distribution hétérogène. La résolution de l'EDX ($\sim 1 \mu\text{m}$) est supérieure à la taille d'une NP et même de l'intervalle interparticulaire moyen. Ceci ne permet donc pas de conclure quantitativement sur une éventuelle partition (incorporation totale) des ions Er^{3+} et Mg^{2+} dans les NP, comme nous l'avons observé ailleurs sur le même système avec la méthode de dopage par la solution [4]. Toutefois, on note une forte élévation de concentration en erbium lorsque le faisceau électronique irradie les zones riches en NP par rapport aux zones pauvres en, ou dépourvues de NP. Ceci indiquerait une surconcentration en erbium dans les NP, bien supérieure à la concentration moyenne indiquée plus haut : c'est une situation propice aux aggrégats, et donc aux transferts d'énergie entre ions Er^{3+} et au *quenching* (atténuation voire annulation) de la fluorescence infrarouge.

La Fig. 2 montre les spectres d'absorption et d'émission de la fibre. Ils sont comparés aux spectres de fibres dopées Er^{3+} caractéristiques : types I, II et III, respectivement germano-silicate, alumino-germano-silicate et aluminosilicate [5]. Le spectre d'absorption de la fibre étudiée ressemble à une fibre de type III, alors que celui d'émission est caractéristique d'une fibre germano-silicate.

On peut interpréter ceci en considérant deux populations d'ions Er^{3+} : une encapsulée dans les NP, l'autre dissoute dans la matrice environnante. Chaque spectre est alors une superposition des contributions des deux populations. Dans le cas d'une surconcentration d'ions Er^{3+} dans les NP, alors le *quenching* diminue voire annule la contribution de ces ions dans le spectre d'émission (Fig. 2(b)) : celui-ci est alors caractéristique du spectre d'émission de la matrice hôte, ici en germano-silicate. Par contre, le spectre d'absorption n'est pas influencé par le *quenching* : alors les ions Er^{3+} encapsulés dans les NP produisent aussi un spectre caractéristique de leur environnement proche (Fig. 2(a)). On peut s'attendre à ce que la proximité d'ions Mg^{2+} dans l'environnement de Er^{3+} modifie le spectre d'absorption de ces ions de terre rare pour produire un spectre du type II ou III (en effet Al^{3+} est situé à proximité de Er^{3+}) [2,4]. Ici, le spectre d'absorption est très proche de celui d'une fibre de type III, i.e. on ne voit presque pas d'effets de la contribution des ions Er^{3+} en environnement germano-silicate (matrice), à part un léger décalage du pic d'absorption vers l'infrarouge. Ceci indiquerait que la contribution principale du spectre d'absorption provient des ions Er^{3+} situés dans les NP. En conséquence, une majorité des ions Er^{3+} serait encapsulée dans les NP avec une forte extinction de la fluorescence due à la concentration local élevée.

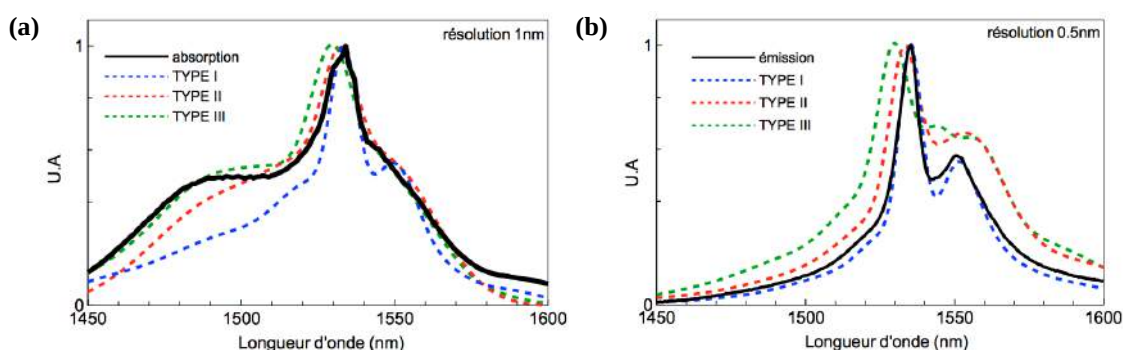


Fig. 2 : Spectres d'absorption (a) et d'émission (b) de la fibre codopée Er+Mg, comparés aux courbes d'absorption et d'émission de fibres de types I, II et III.

CONCLUSION

La méthode de dopage de préformes MCVD par un système de dopage par *Vaporisation Flash* a permis de créer un cœur de type vitrocéramique dopé aux ions de terre rare. Les caractérisations préliminaires indiquent qu'une fraction majoritaire des ions Er^{3+} seraient encapsulées dans les nanoparticules. Toutefois, la sur-concentration locale en ions Er^{3+} dans les NP provoquerait un *quenching* important. Ceci pourra être amélioré, par exemple en diminuant la concentration globale en ions Er^{3+} , par rapport à la concentration d'agents séparateurs de phase (ici, Mg) tout en conservant les paramètres de génération de NP offrant une transparence meilleure que 0,6 dB/m. Ces hypothèses nécessitent d'être confirmées par d'autres caractérisations optiques, compositionnelles et structurales, dont certains résultats seront présentés lors de la conférence.

RÉFÉRENCES

- [1] W. Blanc, V. Mauroy, L. Nguyen, S.N. Bhaktha, P. Sebbah, B. P. Pal, B. Dussardier, "Fabrication of Rare Earth-Doped Transparent Glass Ceramic Optical Fibers by Modified Chemical Vapor Deposition,"
- [2] F. d' Acapito, W. Blanc and B. Dussardier, "Different Er^{3+} environments in Mg-based nanoparticle-doped optical fibre preforms," *J. Non-Cryst. Sol.*, vol. **401**, p. 50-53, 2014.
- [3] B. Lenardic, M. Kveder, H. Guillon and S. Bonnafous, "Fabrication of specialty optical fibers using flash vaporization method," in *Proc. SPIE 7134, Passive Components and Fiber-based Devices V*, M.-J. Li, P. Shum, I. H. White, and X. Wu, ed. Vol. 71341K-11, 2008.
- [4] W. Blanc, C. Guillermier, B. Dussardier, "Composition of nanoparticles in optical fibers by Secondary Ion Mass Spectrometry," *Opt. Mater. Exp.*, vol. **2**, p. 1504-1510, 2012.
- [5] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications*, 1st edition (Wiley-Interscience) p. 250-254, 1994.

AMPLIFICATION DE 8 MODES (GROUPE DE MODES LP_{11} ET LP_{21}) AVEC GAIN DIFFÉRENTIEL AJUSTABLE

Vipul Rastogi¹, Ankita Gaur¹, Pierre Aschieri² et Bernard Dussardier²

¹ Department of Physics, Indian Institute of Technology, Roorkee, 247 667, India

² Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Université Nice Sophia Antipolis, UMR CNRS 7336, Parc Valrose, 06108 NICE CEDEX, France

(pierre.aschieri@unice.fr)

RÉSUMÉ

Nous proposons une analyse numérique d'une fibre amplifiant les groupes de modes LP_{11} et LP_{21} d'une fibre faiblement multimode avec un gain modal différentiel ajustable. La fibre se compose d'un cœur central et d'un cœur annulaire qui est dopé aux ions Er^{3+} . Les modes du cœur central de la fibre amplificatrice sont excités par les modes de la fibre de transport faiblement multimode et sont convertis dans des modes appropriés du cœur annulaire de la fibre amplificatrice. Le couplage entre les modes du cœur central et les modes du cœur périphérique annulaire se fait par l'intermédiaire de réseaux asymétriques à pas long. L'amplification pour les deux groupes de modes se fait sur des longueurs indépendantes ce qui permet d'ajuster le gain différentiel. Les modes annulaires amplifiés sont recouplés dans les modes de cœurs par des réseaux asymétriques à pas longs appariés aux premiers réseaux.

MOTS-CLEFS : télécommunications; amplificateur à fibre; multiplexeurs; optique guidée.

1. INTRODUCTION

La demande croissante de bande passante dans les systèmes de télécommunication optique pousse à envisager d'autres supports que la fibre unimodale pour la transmission de l'information. Dans ce contexte, le multiplexage spatial basé sur des fibres multicoeur ou des fibres faiblement multimodes sont des concepts très attractifs mais qui nécessitent une modification profonde de tous les composants d'une chaîne de transmission et en particulier des amplificateurs EDFA qui doivent fonctionner dans un régime multimode. Le paramètre essentiel de ces amplificateurs multimodes est qu'ils doivent offrir un gain équivalent sur tous les modes pour compenser les pertes modales de propagation différentielles qui apparaissent sur la ligne de transmission. Plusieurs systèmes d'amplification ont été proposés basés sur des configurations différentes d'amplificateurs à fibres multimodes mais le seul paramètre ajustable pour contrôler le gain différentiel reste le schéma de pompage qui doit être finement ajusté [1,2].

Nous proposons un dispositif d'amplification qui amplifie de façon équivalente 8 modes (deux orientations et deux polarisations) des deux groupes de modes LP_{11} et LP_{21} d'une fibre faiblement multimode avec plus de 20 dB de gain pour chaque groupe. La fibre amplificatrice se compose de deux cœurs concentriques. La structure guidante permet un couplage optimisé avec les modes de la fibre de transport faiblement multimode. Le cœur annulaire concentrique est dopé aux ions Er^{3+} . Les modes LP_{11} et LP_{21} de la fibre de transport faiblement multimode sont injectés dans le cœur central de la fibre amplificatrice et convertis dans des modes orthogonaux du cœur annulaire par l'intermédiaire d'une paire de réseaux asymétriques à pas long indépendants l'un de l'autre. Après une longueur d'amplification optimisée pour chaque groupe de mode, ceux-ci sont recouplés

sur les modes du cœur central par deux réseaux indépendants, appairés aux convertisseurs d'entrée. L'indépendance des deux réseaux permet d'optimiser la longueur d'amplification pour les deux groupes de modes et obtenir un gain modal différentiel nul sur tous les modes.

2. DESCRIPTION DU DISPOSITIF D'AMPLIFICATION

La fibre amplificatrice double cœur est formée d'un cœur central $r < a$ avec une différence d'indice Δn_1 et d'un cœur annulaire $b < r < c$ avec une différence d'indice Δn_2 par rapport à l'indice de la gaine optique. La section transverse et le profil d'indice sont donnés sur la figure 1(a). L'anneau est dopé avec des ions Er^{3+} et fonctionne comme un cœur amplificateur. Un schéma du procédé d'amplification et les profils d'intensité sont donnés par la figure 1(b) et correspondent aux paramètres de fibre suivants : $\Delta n_1 = 0,018$, $\Delta n_2 = 0,02$, $a = 4,5 \mu\text{m}$, $b = 6 \mu\text{m}$ et $c = 9 \mu\text{m}$ pour la longueur d'onde 1530 nm . Les paramètres de la fibres ont été choisis de façon à ce qu'il n'y ait pas de résonance entre les modes de cœur et les modes du guide annulaire et qu'il y ait suffisamment d'espacement en terme d'indice effectif ($> 5 \times 10^{-4}$) entre les modes pour qu'il n'y ait pas de couplage par micro courbures.

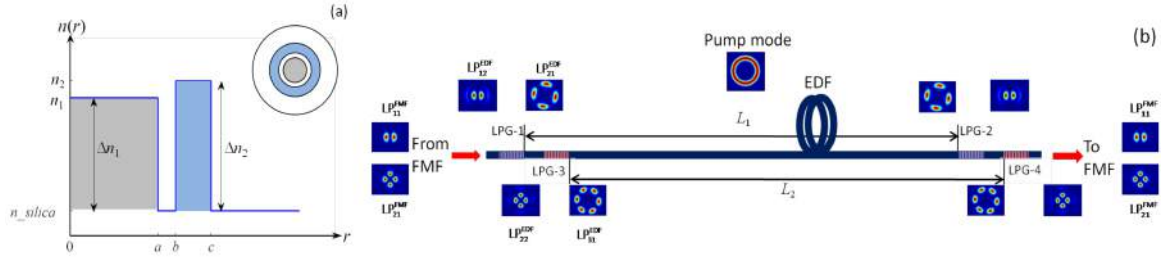


Fig.1. (a) Section transverse de la fibre et profil d'indice de la fibre amplificatrice, la zone dopée est colorée en bleu, (b) représentation schématique du couplage et de l'amplification modale.

Les modes des groupes LP₁₁ et LP₂₂ de la fibre faiblement multimode (FMF) sont convertis respectivement vers les modes LP₂₁ et LP₃₁ de la fibre amplificatrice (MMEDF) grâce à deux réseaux asymétriques d'indices à pas longs. Ces modes annulaires sont convertis à nouveau, après amplification, vers les modes de cœurs par l'intermédiaire deux réseaux asymétriques d'indices à pas longs. Le fait que les réseaux soient asymétriques permet un couplage entre des modes de symétrie différente ce qui n'est pas possible avec un réseau symétrique classique [3]. Le mode LP₀₂ est choisi comme mode de pompe. Les paramètres de la fibre ont été choisis pour que les recouvrements entre les modes LP₀₂ et LP₂₁ et entre les modes LP₀₂ et LP₃₁ soient identiques, ce qui aide à la réalisation d'un faible gain différentiel. Néanmoins, le gain de chaque groupe de mode est ajustable grâce à la longueur de l'amplificateur qui est indépendante pour chaque groupe de mode.

3. MODÉLISATION DU GAIN

La puissance transportée par les deux groupes de modes de la fibre faiblement multimode LP₁₁ et LP₂₂ pour chaque orientation et chaque polarisation est fixée à $30 \mu\text{W}$. Ces modes excitent les modes de cœurs de la fibre amplificatrice avec des pertes de couplage qui sont respectivement de $1,02 \text{ dB}$ et de $1,43 \text{ dB}$ pour le couplage entre les modes LP₁₁ et LP₁₂ et les modes LP₂₁ et LP₂₂. Les pertes de conversion entre les modes LP₁₂ et LP₂₁ dues aux réseaux asymétriques à pas long sont de $1,25 \text{ dB}$ et pour la conversion entre les modes LP₂₂ et LP₃₁ les pertes sont de $0,65 \text{ dB}$. Le maximum du champ des modes LP₂₁ et LP₃₁ est principalement confiné dans le cœur annulaire où réside le dopage Er^{3+} . Le modèle d'amplification est inspiré par la référence [1] et pour les valeurs

numériques la concentration d' Er^{3+} est de $N_0=1 \times 10^{-24} m^{-3}$, les sections efficaces d'émission et d'absorption à la longueur d'onde signal $1530 nm$ sont $5,71 \times 10^{-25} m^2$ et $5,64 \times 10^{-25} m^2$ respectivement et la section efficace d'absorption de la pompe est $2,86 \times 10^{-25} m^2$. On a choisi le mode LP_{02} pour le mode de pompe à $980 nm$ pour assurer une absorption efficace de la pompe. Pour le calcul du gain sont prises en compte des pertes de couplage associées aux conversions modales représentées par la figure 1(b).

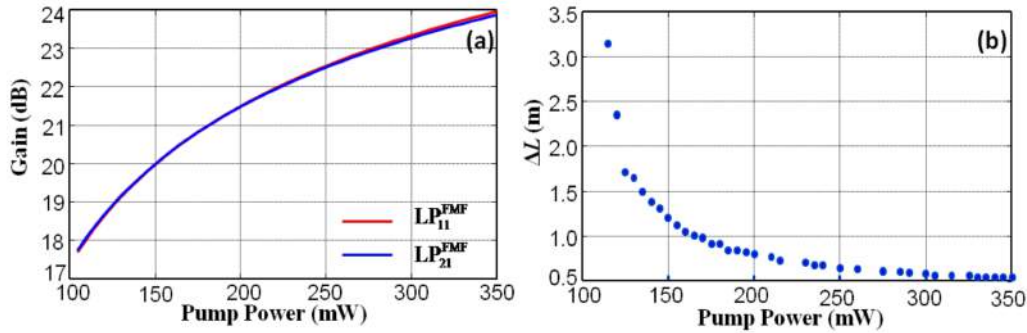


Fig.3. (a) Variation du gain avec la puissance de la pompe pour $L_1 = 17,8 m$ (groupe de mode LP_{11}) et $L_2 = 16,6 m$ (groupe de mode LP_{21}). Le gain et la DMG sont respectivement de 20 dB et 0 dB à 150 mW. (b) Différence des longueurs d'amplification (ΔL) en fonction de la puissance de la pompe pour obtenir une DMG nulle et 20 dB de gain.

La figure 3(a) qui représente le gain pour les deux groupes de modes en fonction de la puissance de pompe, montre que le choix de $L_1 = 17,8 m$ (groupe de mode LP_{11}) et $L_2 = 16,6 m$ (groupe de mode LP_{21}) permet d'obtenir un gain identique pour les deux groupes de modes pour une pompe de 150 mW. Si la puissance de pompe est augmentée, une légère différence de gain apparaît qui peut être compensée par la différence ΔL de longueur d'amplification pour les deux groupe de modes comme le montre la figure 3(b). Pour des raisons pratiques et pour réduire au minimum la complexité du dispositif, il est préférable d'avoir la plus petite différence de longueur ΔL possible entre L_1 et L_2 .

CONCLUSION

Nous avons proposé un nouveau dispositif d'amplification des groupes de modes LP_{11} et LP_{21} d'une fibre faiblement multimode pour les systèmes optiques de télécommunication basés sur le multiplexage modal. Les simulations numériques ont montré qu'une fibre double cœur associée à des réseaux asymétriques à pas longs permet d'obtenir un gain modal différentiel nul grâce à des longueurs indépendantes des amplificateurs pour les deux groupes de modes.

RÉFÉRENCES

- [1] N. Bai, E. Ip, Y. K. Huang, E. Mateo, F. Yaman, M. J. Li, S. Bickham, S. Ten, J. Liñares, C. Montero, V. Moreno, X. Prieto, V. Tse, K. M. Chung, A. P. T. Lau, H. Y. Tam, C. Lu, Y. Luo, G. D. Peng, G. Li, T. Wang, "Mode-division multiplexed transmission with inline few-mode fiber amplifier," Opt. Express **20**, 2668-2680 (2012).
- [2] G. Le Cocq, Y. Quiquempois, A. Le Rouge, G. Bouwmans, H. El Hamzaoui, K. Delpace, M. Bouazaoui, et L. Bigot, "Few mode Er^{3+} -doped fiber with micro-structured core for mode division multiplexing in the C-band," Optics Express **21**, 31646 (2013).
- [3] R. Slavik, "Coupling to circularly asymmetric modes via long-period gratings made in standard straight fiber," Opt. Commun. **275**, 90-93 (2007).

MULTIPLEXAGE DE FAISCEAUX DANS UN GUIDE MULTIMODE SEGMENTÉ

Pierre Aschieri¹, Valérie Doya¹ et D. Makarov²

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

² V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Vladivostok, Russia

(pierre.aschieri@unice.fr)

RÉSUMÉ

Dans cet article, nous montrons que le multiplexage de faisceaux sans interférence peut être obtenu dans des guides périodiques multimodes. Ce multiplexage de faisceaux se base sur des propriétés de chaos ondulatoire qui ont été mises en évidence sur ce type de dispositif. On montre, par exemple que, deux faisceaux optiques incidents restent collimatés le long de la propagation dans le guide d'onde sans interférer si leurs trajectoires géométriques associées sont construites sur les résonances de la section de Poincaré. On montrera que ce type de dispositif peut présenter un intérêt pour le traitement du signal optique.

MOTS-CLEFS : *chaos ondulatoire ; guide d'onde ; multiplexage de faisceaux.*

1. INTRODUCTION

Un guide segmenté multimode, représenté sur la figure 1, consiste en un réseau de segments de guidage à haut indice de réfraction inclus dans un substrat de bas indice de réfraction. Ces guides particuliers sont connus pour être très intéressants pour certaines applications dans le domaine de l'optique intégrée[1,2]. Des travaux récents ont aussi montré que ces guides multimodes périodiques pourraient être des dispositifs prometteurs et polyvalents pour l'étude expérimentale du chaos ondulatoire[3].

Pour des configurations particulières du guide d'onde, la dynamique de rayons dans l'approximation géométrique peut être très riche et très complexe par rapport aux guides d'ondes classiques. Dans le cas des guides d'ondes très multimodes, où l'hypothèse géométrique de la propagation des rayons reste valable, l'extension de l'analyse géométrique au domaine ondulatoire montre une réminiscence de la dynamique complexe des rayons. Ainsi, un comportement non

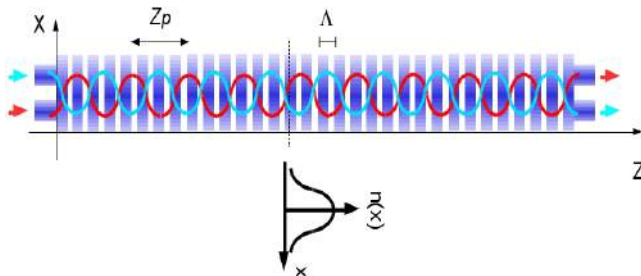


Fig.1. Guide segmenté multimode présentant un profil transverse d'indice gaussien.

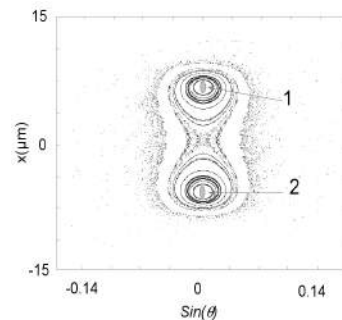


Fig 2: Section de Poincaré pour un guide présentant deux résonances principales.

intuitif de lumière peut être observé dans les guides multimodes périodiques. Par exemple, un faisceau correctement injecté dans la structure, ne diffracte pas mais reste collimaté tout au long de la propagation dans le guide contrairement à guide d'onde classique, où le faisceau d'entrée est rapidement dispersé sur les modes excités par la condition initiale.

Pour induire une dynamique des rayons et un comportement ondulatoire riches et complexes, le guide doit avoir un profil d'indice longitudinal périodique et un profil transverse d'indice non harmonique, une forme gaussienne par exemple [3], avec un accroissement d'indice de l'ordre de $\delta n = 0.025$. La dynamique complexe des rayons des rayons peut être clairement identifiée par la construction des sections de Poincaré qui sont très utilisées pour étudier les systèmes non linéaires périodiquement perturbés. Elles consistent en une projection de la trajectoire (x, θ, z) dans le plan de phase (x, θ) à des positions $z = \Lambda n$, ($n = 1, 2, 3, \dots$) où Λ représente la période de la segmentation du guide.

La section de Poincaré qui est donnée par la figure 2 met en évidence la présence de résonances paramétriques non linéaires qui se manifestent par une synchronisation entre la période de segmentation ($\Lambda = 300 \mu m$) et la période d'oscillation des rayons $Z_p = 600 \mu m$. Ces résonances paramétriques jouent un rôle clé dans la dynamique des rayons. Si un rayon incident est injecté dans une résonance, alors la trajectoire du rayon est piégée et reste confinée dans la résonance. Il en est de même pour les ondes, un faisceau incident se propagera sans diffraction dans le guide d'onde si sa trajectoire est construite sur une résonance de la section de Poincaré. De façon surprenante, les modes excités par le faisceau gaussien incident interagissent collectivement pour établir un faisceau non diffractant le long d'une trajectoire construite sur une résonance. En revanche, si le faisceau incident n'est pas injecté sur une résonance, celui-ci se disperse dans la section du guide ou sort de la zone de guidage en fonction de la configuration du guide [3].

2. MÉLANGE DE FAISCEAUX

Le multiplexage du faisceau est effectué dans une configuration de guide d'onde qui présente deux résonances principales dans la section de Poincaré (voir figure 2). Deux faisceaux sont injectés simultanément dans les deux résonances de la section de Poincaré (les positions "1" et "2" indiquées sur la figure 2). L'amplitude du champ du second faisceau est réduite par rapport au premier faisceau afin d'obtenir une image claire des deux faisceaux superposés dans le guide. La répartition de l'intensité de champ est représentée sur la figure 3, les deux faisceaux coexistent, sans diffractés, dans le guide d'ondes lors de la propagation. L'absence d'interférences entre les faisceaux s'explique par le fait qu'ils occupent simultanément des positions différentes dans l'espace des phases. La distribution de champ transversal de la sortie du guide d'ondes montre clairement que les deux

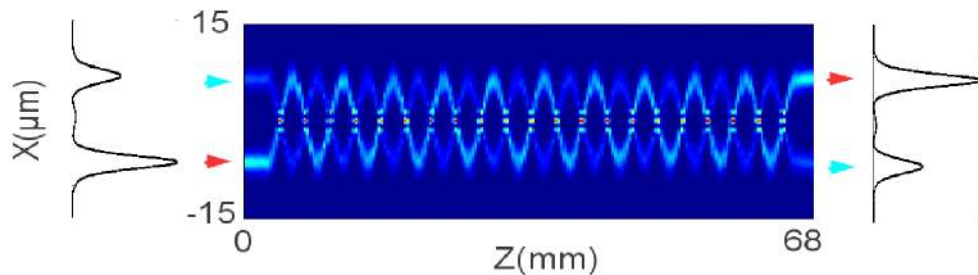


Fig 3: Deux faisceaux sont injectés simultanément dans le guide. La répartition d'intensité du champ montre que les faisceaux ne se dispersent pas sur les modes du guide et qu'ils n'interfèrent pas. Les profils transverses du champ en entrée et en sortie de guide sont identiques.,

faisceaux d'entrée restent inchangés et identiques au profil initial. En ce qui concerne les pertes de propagation, malgré la discontinuité d'indice due à la segmentation, les pertes de propagation calculées sont très faibles, de l'ordre de 0,01 dB/cm, ce qui est deux ordres de grandeur plus faible que les pertes de propagation induites par le processus de fabrication du guide.

Il est à noter qu'un résultat similaire pourrait être obtenu par l'utilisation d'un guide uniforme non segmenté présentant un profil d'indice parabolique donc non dispersif. La différence repose ici sur le fait que la non dispersion des faisceaux incidents repose sur les conditions d'injection de la lumière dans le guide ce qui n'est pas le cas du guide parabolique uniforme. Le guide multimode périodique est un système *mixte* où cohabitent les régimes de propagation réguliers et chaotiques, il est donc possible de passer d'un régime à l'autre grâce à une simple perturbation du système. Ce type de dispositif peut présenter un intérêt pour le traitement du signal optique. Les deux faisceaux étant séparés dans l'espace au cours de la propagation excepté au niveau du point central du guide, l'ajout d'une perturbation d'indice appropriée et localisée va perturber la propagation de seulement

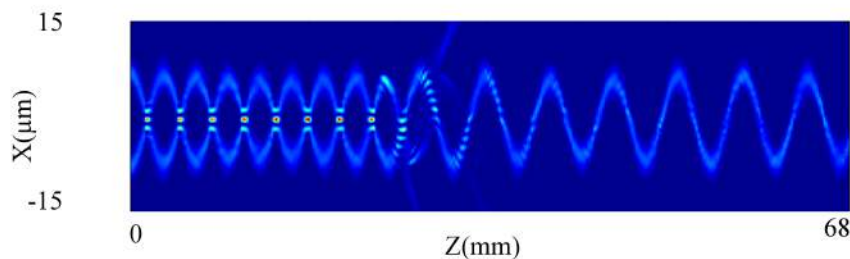


Fig 4 : Une perturbation d'indice localisée représentée par les flèches affecte la propagation d'un seul des deux faisceaux.

l'un des deux faisceaux qui passe d'un régime de propagation guidé et collimaté à un régime non guidé. La lumière transportée par le faisceau perturbé sort de la zone de guidage et il ne reste que le faisceau non perturbé.

CONCLUSION

Le but de ce travail est de montrer la faisabilité du mélange de faisceaux dans un guide segmenté multimode. Un exemple simple de multiplexage sans interférences de deux faisceaux a été mis en évidence ainsi que la possibilité de fortement perturber de façon indépendante la propagation d'une des deux faisceaux par une modification locale de l'indice.

RÉFÉRENCES

- [1] Z.Weissman and A.Hardy, "2D mode tapering via tapered channel waveguide segmentation", Electron. Lett **28**, 1514-1516 (1992).
- [2] Pierre Aschieri and Marc P. de Micheli, "Highly efficient coupling in lithium niobate photonic wires by the use of a segmented waveguide coupler", Applied Optics Vol. 50, Iss. 21, pp. 3885-3888 (2011)
- [3] Pierre Aschiéri and Valérie Doya, "Snake like light beam propagation in Multimode Periodic Segmented Waveguide", Journal of the Optical Society of America B, 30, **12**, pp. 3161, (2013).

SPECTROSCOPIE DU THULIUM POMPÉ À 1070 NM DANS UNE FIBRE ALUMINO-SILICATE. FLUORESCENCE, PHOTO-NOIRCISSEMENT ET SIMULATION.

Jean-François Lupi¹, Manuel Vermillac¹, Wilfried Blanc¹ et Bernard Dussardier¹

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

jean-francois.lupi@unice.fr

RÉSUMÉ

Les lasers à fibres émettant à de nouvelles longueurs d'ondes sont développés pour différentes applications (médicales, industrielles, capteurs,...). Dans cette communication, nous nous intéressons aux différentes transitions issues du thulium (Tm^{3+}) lors d'un pompage à 1,07 μm dans une fibre alumino-silicate. Des mesures de spectres de fluorescence et des simulations numériques permettent d'étudier l'évolution, en fonction de la pompe, des populations des niveaux 3H_4 et 1G_4 et de déterminer les longueurs d'onde d'intérêt pour l'amplification. Un phénomène de photo-noircissement est aussi discuté dans cette présentation.

MOTS-CLEFS : *spectroscopie ; fibre ; photo-noircissement ; thulium.*

1. INTRODUCTION

À l'heure actuelle, les lasers et les amplificateurs à fibre à base de silice fonctionnent principalement dans le proche infra-rouge à 1, 1,5 et 1,9 μm , respectivement grâce à des dopages ytterbium, erbium et thulium. Les composants à base de verre fluoré, du fait de leur basse énergie de phonon, sont opérationnels sur un nombre bien plus grand de longueur d'onde. Toutefois, dans ce type de verre, la puissance de sortie est limitée par le faible seuil au dommage optique [1].

La couverture spectrale des fibres à base de silice est en particulier limitée par l'énergie de phonon élevée de ce verre entraînant des désexcitations non-radiatives. Par exemple, huit transitions de l'ion thulium (Tm^{3+}) sont exploitées dans le ZBLAN contre une seule dans la silice. Cependant, nous avons montré qu'en ajoutant de l'aluminium, la durée de vie du niveau 3H_4 du thulium peut être multipliée par un facteur 5 [2] ce qui permet d'envisager de nouvelles longueurs d'onde dans la silice.

Dans cette communication, nous nous intéressons à un pompage à 1,07 μm qui permet d'exploiter les lasers à fibres dopés Yb^{3+} comme source de pompage. Dans une précédente analyse numérique nous nous étions intéressés uniquement à l'émission à 0,81 μm [3]. Dans cette communication, nous étudions l'ensemble des émissions issues des niveaux 3H_4 et 1G_4 de Tm^{3+} . Nous présentons une première mesure de la fluorescence d'une fibre en silice co-dopée thulium et aluminium pompée à 1,07 μm . Les transitions les plus favorables pour l'amplification seront discutées sur la base d'une analyse numérique. L'effet du photo-noircissement sera discuté dans le dernier paragraphe.

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

Le système de pompage utilisé repose sur un mécanisme d'up-conversion en trois étapes représenté sur la Fig. 1. La première transition $^3H_6 \rightarrow ^3H_5$ est très peu résonnante alors que la deuxième transition $^3F_4 \rightarrow ^3H_4$ est très résonnante. Il en résulte que la population du niveau 3F_4 est faible et que ce schéma de pompage est défavorable à la réalisation d'un laser à 1,9 μm . Le pompage à cette longueur d'onde conduit à une troisième absorption du niveau 3H_4 vers le niveau 1G_4 , en défaveur d'un laser à 0,81 μm . La pompe est aussi résonnante sur la transition $^1G_4 \rightarrow ^3H_4$.

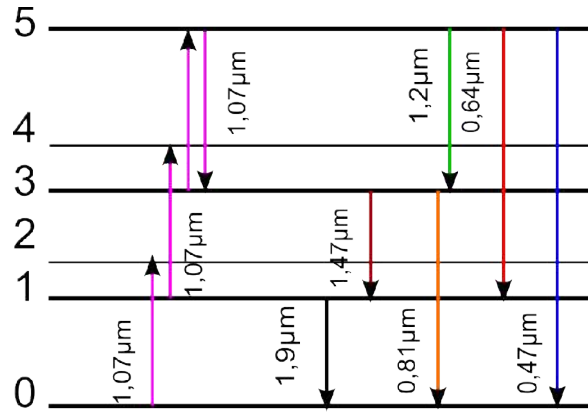


Fig. 1 : Diagramme d'énergie (simplifié) de Tm^{3+} , avec schéma de pompage à $1,07 \mu m$ et émissions spontanées.

3. MODÈLE NUMÉRIQUE

On modélise le système en utilisant les équations de taux. On numérote les niveaux comme suit : $^3H_6 \rightarrow 0$, $^3F_4 \rightarrow 1$, $^3H_5 \rightarrow 2$, $^3H_4 \rightarrow 3$, $^3F_{2,3} \rightarrow 4$, $^1G_4 \rightarrow 5$ voir figure 1. On appelle N_i la population associée au $i^{\text{ème}}$ niveau. Les transferts d'énergie, du fait de la faible concentration en thulium, sont négligés dans ce modèle. Les équations ci-dessous donnent une écriture synthétique de l'ensemble des processus considérés.

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{j \neq i}^N N_j W_{ji} + N_{i+1} A_{i+1}^{nr} + \sum_{j > i}^N N_j A_{ji}^r - N_i \left(\sum_{k \neq i}^N W_{ik} + A_i^{nr} + \sum_{k < i}^N A_{ik}^r \right)$$

$$W_{ij} = \sigma_{ij} \frac{P}{\frac{hc}{\lambda} \pi a^2}$$

Les taux de désexcitations non-radiatives sont décrits par les termes A_i^{nr} , les désexcitations radiatives par les termes A_{ij}^r et leurs valeurs sont soit tirées de la littérature [4], soit mesurées. Le couplage avec le champ (absorption et émission stimulée) est décrit par les termes W_{ij} , où σ_{ij} est la section efficace (à la longueur d'onde de pompe) associée à la transition du niveau i vers le niveau j , h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, P la puissance guidée dans la fibre, a est le rayon du cœur et Γ le facteur de recouvrement entre le mode transverse du champ et la distribution spatiale des ions Tm^{3+} . Les termes σ_{02} et A^{nr}_3 sont mesurés. Seules les sections efficaces σ_{02} , σ_{14} , σ_{33} et σ_{35} sont considérées. La section efficace σ_{35} est le seul paramètre libre du système. En faisant évoluer jusqu'à l'état stationnaire les équations de taux, l'évolution des populations est obtenue. On ajuste σ_{35} pour accorder mesures et simulations.

4. RÉSULTATS

Les intensités des différentes bandes d'émission de Tm^{3+} sont intégrées dans les intervalles $0,44-0,5 \mu m$, $0,6-0,7 \mu m$, $0,7-1 \mu m$, $1,1 \mu m-1,3 \mu m$, et $1,4-1,5 \mu m$ (Fig. 1). Les intensités de chaque bande sont normalisées à 1 pour une puissance de 4 W. Les variations d'intensité en fonction de la puissance de pompe sont reportées, en échelle log-log, sur la figure 2a. Les intensités des transitions issues des niveaux 3H_4 ($0,8$ et $1,45 \mu m$) et 1G_4 ($1,2 \mu m$, $0,64 \mu m$ et $0,45 \mu m$) évoluent différemment.

Les résultats de simulations (Fig 2b), montrent l'évolution des populations. A basse puissance le niveau 1 croît de manière linéaire, le niveau 3 de manière quadratique et le niveau 5 de manière cubique; ce qui correspond bien à des absorptions respectives à 1, 2 et 3 photons. À moyenne puissance de pompe le niveau 1 sature, puis décroît, car il alimente les niveaux suivants. À haute puissance les niveaux 3 et 5 saturent conjointement, ce qui est dû à une transparence photo induite par la pompe.

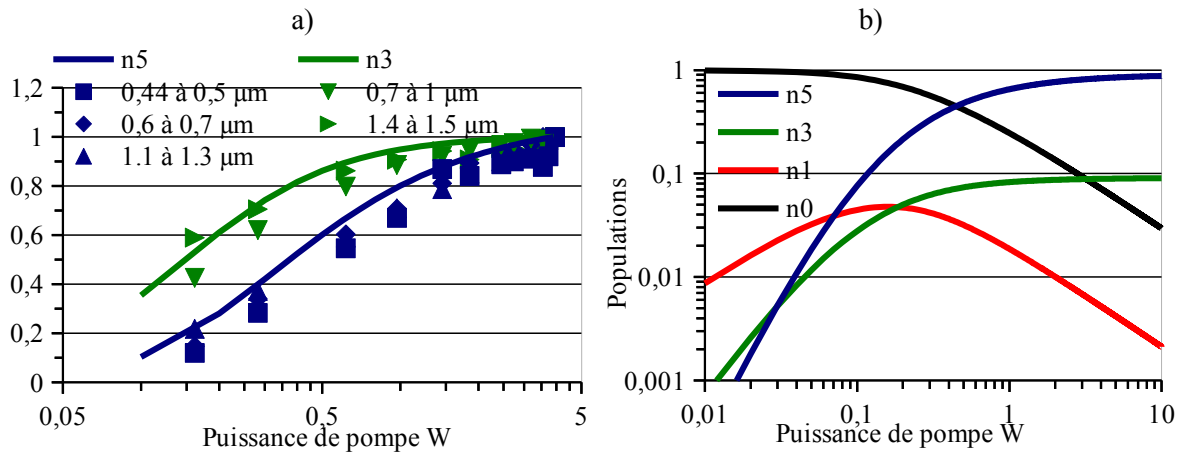


Fig. 2 (a) : Puissance intégrée obtenue expérimentalement (points) et courbe issue de la simulation numérique (trait plein). (b) : Évolution des populations obtenue par étude numérique (en absolu).

5. PHOTO-NOIRCISSEMENT

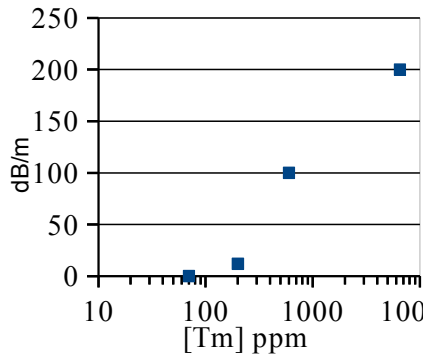


Fig. 3 Noircissement photo-induit à 0,550 μm en dB/m après 1W de pompe pendant 30 min.

Lors des mesures de fluorescence, du photo-noircissement a été observé. Cela se traduit par une décroissance de la puissance de fluorescence, sur des temps longs (~10 minutes), à pompe fixe. L'augmentation de l'atténuation avec la concentration en Tm^{3+} est reportée sur la figure 4. Il est probable qu'un échange d'énergie Tm^{3+} - Tm^{3+} soit à la base du mécanisme de dégradation de la fluorescence. Nous émettons l'hypothèse suivante : la pompe permet d'atteindre le niveau $^1\text{G}_4$, puis un échange d'énergie Tm^{3+} - Tm^{3+} fait passer un ion Tm^{3+} de $^1\text{G}_4$ vers $^1\text{D}_2$ enfin la pompe amène vers les états $^3\text{P}_{0,1,2}$. Un transfert d'énergie avec un défaut de la silice peut avoir lieu et causerait le photo-noircissement.

CONCLUSION

Après avoir mesuré la fluorescence du thulium pompé à 1,07μm et après avoir ajusté un modèle d'équations de taux à un seul paramètre, nous pouvons conclure que les fibres aluminosilicate dopées au thulium et pompées à 1,07 μm sont une piste intéressante pour l'amplification sur les bandes : 1,2μm, 0,64μm et 0,45μm. Toutefois, l'optimisation de telles fibres nécessite de s'affranchir des mécanismes de photo-noircissement. Ceci sera développé lors de la présentation de ces travaux au cour conférence.

RÉFÉRENCES

- [1] Zhu, X., & Peyghambarian, N. (2010). High-power ZBLAN glass fiber lasers: review and prospect. *Advances in Optoelectronics*, 2010.
- [2] B. Faure, W. Blanc, B. Dussardier, and G. Monnom, "Improvement of the $\text{Tm}^{3+} : ^3\text{H}_4$ level lifetime in silica optical fibers by lowering the local phonon energy," *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 353, no. 29, pp. 2767–2773, Sep. 2007.
- [3] 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 $^3\text{H}_4$ level lifetime," *Optics Express*, vol. 19, no. 3, pp. 2773–2781, Jan. 2011.
- [4] Tsang, Y. H., Coleman, D. J., & King, T. A. (2004). High power 1.9 μm Tm^{3+} -silica fibre laser pumped at 1.09 μm by a Yb^{3+} -silica fibre laser. *Optics communications*, 231(1), 357-364.

MEMBRANES Si_3N_4 STRUCTURÉES A HAUTE REFLECTIVITÉ POUR L'OPTOMÉCANIQUE

Inna Krasnokutskaya¹, Kevin Makles¹, Xu Chen¹, Charles Caer¹, Samuel Deleglise¹,
Tristan Briant¹, Pierre-François Cohadon¹, Antoine Heidmann¹

Rémy Braive², Viktor Tsvirkun², Isabelle Robert-Philip²

¹ Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-ENS-UMR CNRS 8552, 4 place Jussieu, 75005 Paris, France

² Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS UPR 20, Route de Nozay,
91460 Marcoussis, France

inna.krasnokutskaya@lkb.upmc.fr

RÉSUMÉ

Nous améliorons la réflectivité optique des membranes Si_3N_4 en utilisant la résonance de Fano dans des cristaux photoniques et en préservant le facteur de qualité mécanique. Ainsi nous pouvons augmenter le couplage optomécanique, surtout dans une configuration avec la membrane au milieu d'une cavité Fabry-Perot. Les membranes Si_3N_4 avec des cristaux photoniques semblent être de bons candidats pour l'observation de l'état fondamental d'un résonateur mécanique.

MOTS-CLEFS : *optomécanique ; cristaux photoniques ; membrane Si_3N_4 ; cavité Fabry-Perot.*

1. INTRODUCTION

Les membranes en nitrure de silicium (Si_3N_4) ont suscité beaucoup d'intérêt dans l'optomécanique à cause de leurs propriétés mécaniques extraordinaires [1-3]. Des dimensions latérales de ces membranes ont l'échelle millimétrique, mais avec l'épaisseur de 50-200 nm elles ont des modes mécaniques qui peuvent atteindre des valeurs de facteur de qualité $Q > 10^7$ à la température ambiante, ce qui signifie qu'ils sont extrêmement bien découplés de son environnement. En même temps, la masse s'élève à quelque nanogrammes et l'absorption optique est minuscule à 1064 nm. Toutes ces qualités sont très importantes par exemple pour attendre l'état fondamental d'un résonateur mécanique. Pour améliorer le couplage optomécanique nous pouvons profiter de l'avantage de cavité Fabry-Perot en plaçant les membranes au milieu ou de plus en les utilisant comme un miroir au fond, c'est pourquoi nous cherchons à augmenter la réflectivité de membranes Si_3N_4 qui est 30% à 1064 nm. Nous essayons d'augmenter cette valeur en y fabricant des cristaux photoniques. Le meilleur résultat publié avec ce type des structures est de 57% à 1064 nm pour une membrane de 50 nm d'épaisseur [4]. Nous rapportons 90% de la réflectivité avec nos cristaux photoniques bidimensionnels (2D). Cela va permettre d'augmenter drastiquement le couplage optomécanique d'abord dans une configuration de cavité Fabry-Perot avec une membrane au milieu.

2. REALISATION DES CRISTAUX PHOTONIQUES SUR Si_3N_4

Les membranes que nous utilisons dans l'expérience sont disponibles dans le commerce à partir de Norcada Inc. [5]. Une photographie d'une telle membrane est représentée sur la Fig. 1. Les membranes ont des formes carrées et les épaisseurs de 100 nm ou 200 nm, leurs dimensions latérales peuvent être personnalisées.

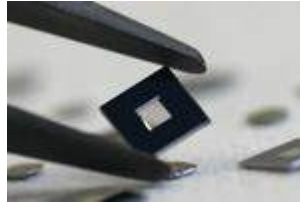


Fig.1. Membranes Si_3N_4 sont disponibles dans la commerce [5].

Nous trouvons nos paramètres géométriques des cristaux photoniques numériquement par la technique de simulations Rigorous Coupled Wave Analysis (RCWA). Nous voulons atteindre la meilleure réflectivité en longueurs d'ondes autour de 1064 nm. Deux types de structures utilisés sont les cristaux photoniques 2D et les cristaux photoniques quasi 1D (périodes différents dans deux directions) et les résultats des simulations sont présentés sur la Fig. 2.

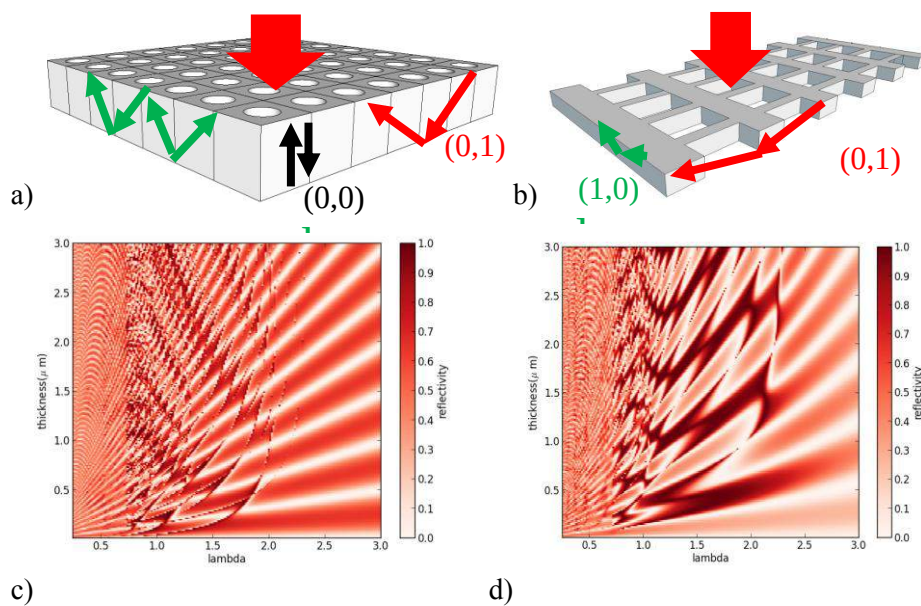


Fig. 2. a) Cristaux photoniques 2D. b) Cristaux photoniques quasi 1D (périodes dans deux directions ne sont pas égales). c) Les résultats des simulations pour les cristaux photoniques 2D. d) Les résultats des simulations pour les cristaux photoniques quasi 1D.

Nous utilisons la lithographie électronique sur la résine PMMA pour dessiner la matrice des cristaux photoniques. Le développement est fait dans une solution de MBIK:IPA. La matrice est transférée dans une couche de Si_3N_4 par la gravure sèche. Cette étape est la plus délicate, parce que les membranes Si_3N_4 sont très fragiles, à cause de leurs contraintes en tension élevées. Bien plus la position et la profondeur de résonance dépendent fortement de l'épaisseur gravée.

Après la fabrication toutes les membranes sont testées avec un laser accordable de 970 nm à 1085 nm. Nous rapportons l'amélioration de la réflectivité dans le cas des cristaux photoniques 2D jusqu'à 90% et dans le cas "quasi 1D" jusqu'à 60% sur la Fig. 3.

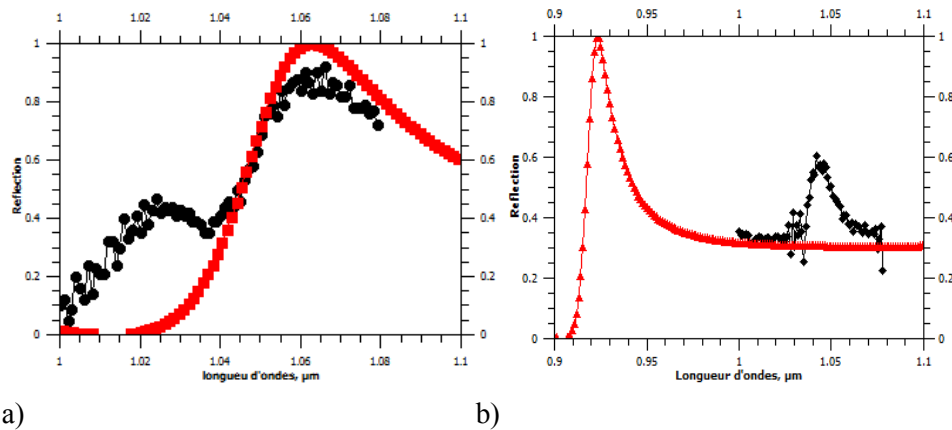


Fig. 3. a) Les résultats expérimentaux pour les cristaux photoniques 2D dans Si_3N_4 avec 100 nm d'épaisseur, les contraintes en tension sont de 250 MPa, l'indice réfractif $n=2.2$ à 1064 nm. b) Les résultats expérimentaux pour les cristaux photoniques quasi 1D dans Si_3N_4 avec 200 nm d'épaisseur, les contraintes en tension sont de 850 MPa, $n=1.99$ à 1064nm. (Les courbes rouges représentent les simulations numériques, les courbes noires – les expériences)

La profondeur de la gravure pour les membranes avec 100 nm d'épaisseur a été vérifiée. Nous observons les trous traversant avec des rayons légèrement différents par rapport à ce qui a été prévu par nos simulations. Cela peut expliquer pourquoi nous n'attendons pas une réflectivité ≈ 1 . Dans le cas de quasi 1D la position de la résonance se change vers les longueurs d'ondes infrarouges, ce qui correspond à comportement d'une structure partiellement gravée, c'est pourquoi la réflectivité obtenue est plus faible par rapport à nos simulations.

CONCLUSIONS

Nous démontrons l'amélioration de la réflectivité des membranes Si_3N_4 à une valeur qui est la meilleure entre publiées pour les membranes avec cet épaisseur à 1064 nm. Bien plus ces membranes possèdent des facteurs de qualité très élevés. Les membranes vont être utilisées d'abord pour vérifier l'augmentation du couplage optomécanique dans une configuration de cavité Fabry-Perot avec une membrane au milieu.

REFERENCES

- [1] B. M. Zwickl, W. E. Shanks, A. M. Jayich, C. Yang, A. C. B. Jayich, J. D. Thompson, and J. G. E. Harris, "High Quality Mechanical and Optical Properties of Commercial Silicon Nitride Membranes", *Appl. Phys. Lett.* 92, 103125, 2008
- [2] D. J. Wilson, C. A. Regal, S. B. Papp, and H. J. Kimble, "Cavity Optomechanics with Stoichiometric SiN Films", *Phys. Rev. Lett.* 103, 207204, 2009
- [3] A. Jockel, M. T. Rakher, M. Korppi, S. Camerer, D. Hunger, M. Mader, and P. Treutlein, "Spectroscopy of Mechanical Dissipation in Micro-Mechanical Membranes", *Appl. Phys. Lett.* 99, 2010
- [4] Catvu H. Bui, Jiangjun Zheng, S. W. Hoch, Lennon Y. T. Lee, J. G. E. Harris, and Chee Wei Wong "High reflectivity and high-Q micromechanical resonator via guided resonance for enhancement optomechanical coupling" *Appl. Phys. Lett.* 100, 021110 (2012)
- [5] Norcada Inc., <http://www.norcada.com>.

ÉTUDE D'UN COMMUTATEUR HYBRIDE OPTOÉLECTRONIQUE GÉRANT DIFFÉRENTES CLASSES DE SERVICE

Wiem Samoud¹, Mounia Lourdiane² et Cédric Ware¹

¹ *Télécom ParisTech, Institut Mines-Télécom, CNRS LTCI, Paris, France*

² *Télécom SudParis, Institut Mines-Télécom, CNRS SAMOVAR, Evry, France*

wiem.samoud@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions les performances d'un commutateur hybride de paquets, associant une mémoire électronique à un commutateur tout-optique qui prend en charge différentes classes de priorité. Nos simulations montrent que, comparé à un commutateur tout-optique, le commutateur hybride améliore significativement le taux de pertes de paquets (PLR) et la charge maximale du système, avec relativement peu de ports vers la mémoire électronique, ce qui entraînerait une consommation énergétique moindre que celle d'un commutateur électronique.

MOTS-CLEFS : *réseaux de communication optique; commutation de paquets optiques; gestion de contention; composants optoélectroniques.*

1. INTRODUCTION

De nos jours, les transmissions filaires sont majoritairement réalisées sur fibre optique du fait de sa faible atténuation, sa large bande passante et son coût relativement faible. Cependant, l'optique est rarement utilisée pour des fonctionnalités supérieures telles que la commutation de paquets, qui reste effectuée électroniquement. Cela nécessite de nombreuses conversions optique-électrique-optique (OEO) coûteuses en énergie, entraînant une consommation en croissance incontrôlée vu l'accroissement des flux de données circulant dans les réseaux.

La commutation tout-optique évite les conversions OEO, mais l'absence de mémoires tout-optiques capables de stocker les paquets la rend extrêmement vulnérable à la contention, conduisant à des PLR importants, même à des charges très faibles.

Afin d'y pallier, il a été proposé et démontré un commutateur hybride [1, 2] répartissant plus intelligemment les tâches entre optique et électronique : les paquets sont acheminés optiquement autant que possible, ou stockés dans une mémoire électronique en cas de contention, limitant ainsi les conversions OEO aux cas où un paquet aurait été perdu. L'étude d'un tel commutateur hybride [3, 4], via des simulations et un modèle analytique de type Engset, a montré des améliorations du PLR et de la charge maximale par rapport à un commutateur tout-optique.

Dans le présent article, nous étudions par simulation les performances du commutateur hybride gérant un trafic avec différentes classes de service. Nous décrirons d'abord l'architecture de commutateur hybride, nos hypothèses de simulation, et discuterons les résultats obtenus.

2. SIMULATIONS

L'architecture du commutateur hybride est présentée dans la figure 1. Il consiste en un commutateur optique suppléé par une mémoire électronique partagée. La mémoire dispose de n_e ports d'entrée, ainsi que n_e ports de sortie. Le degré du commutateur hybride est n_a : il est connecté à n_a azimuts. Chaque azimut est supposé bidirectionnel et comportant n_c canaux indépendants et interchangeables dans chaque direction. Autrement dit, nous supposons qu'un azimut peut recevoir au maximum n_c paquets simultanément, et qu'un paquet entrant peut utiliser n'importe quel canal de sortie de son azimut. Cette hypothèse est valide pour des canaux réalisés, par exemple, par les cœurs d'une fibre multicœurs, ou des fibres parallèles dans un même câble ; la présente étude ne vise pas le multiplexage en

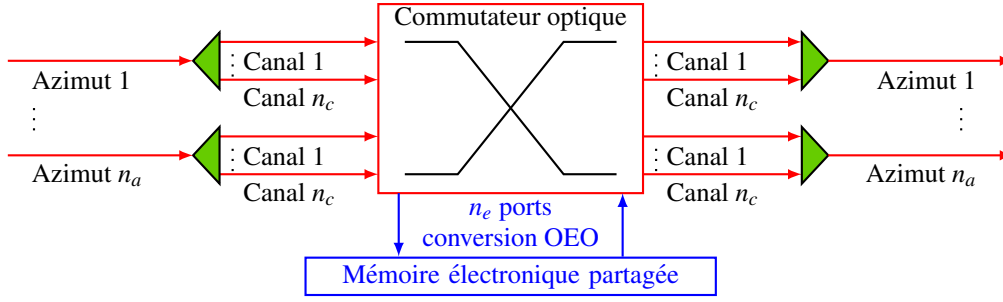


FIGURE 1 : Architecture générale du commutateur hybride considéré.

longueurs d'ondes, sauf à faire un usage systématique de convertisseurs de longueurs d'ondes, obérant le gain en conversions OEO.

Nous considérons trois classes de priorité en termes de PLR : les paquets de haute (H), moyenne (M) et faible (L) priorité représentent respectivement 10, 40 et 50% du trafic global. En pratique, les paquets H peuvent être des paquets de données, qui doivent arriver à leurs destinations sans perte. La priorité M représenterait des paquets de voix et de vidéo interactive, tolérant la perte mais sensibles à la latence. La priorité L, pour d'autres types de paquets, est la moins sensible au PLR.

Le commutateur hybride fonctionne en mode asynchrone : les paquets peuvent arriver à tout instant. Quand un paquet arrive, on lit son azimut de destination et sa priorité. Si un canal optique est disponible vers sa destination, le paquet y est envoyé directement. Autrement, si un port d'entrée électronique est disponible, le paquet est mémorisé jusqu'à ce qu'un canal soit libéré. De plus, si le paquet ne trouve pas de port libre vers la mémoire et qu'il est de priorité H ou M, il préempte et prend la place du dernier paquet moins prioritaire en cours de transmission vers la mémoire ou le même azimut de destination. Au pire, un paquet sans aucun canal ni port électronique disponible ni possibilité de préemption sera perdu.

La charge du système ρ peut être exprimée en fonction de la longueur des paquets σ et la durée moyenne d'inactivité par source τ : $\rho = \frac{\sigma}{\tau + \sigma}$. Nous avons considéré une durée de paquet fixe de $\sigma = 10 \mu s$, ce qui représente environ 100 kbit pour un débit standard de 10 Gbit/s. Dans nos simulations, nous faisons varier la charge du système (ρ) et calculons le PLR de chaque classe de priorité. Pour une valeur donnée de ρ la simulation prend fin lorsque suffisamment de paquets (4×10^8) ont circulé, ou si plusieurs (50) paquets H sont perdus.

3. RÉSULTATS

Nous présentons (figure 2) l'évolution de PLR_L et PLR_M en fonction de la charge du système pour 10 azimuts, 10 canaux par azimut et différentes valeurs de n_e . Nous observons qu'avec quelques ports électroniques seulement ($n_e = 3$ ou 5), les PLR diminuent considérablement par rapport à ceux d'un commutateur tout-optique. Plus la mémoire a de ports, plus les PLR diminuent. La réduction de PLR_L et PLR_M est de 10^{-4} avec seulement 10 ports électroniques et à une charge du système raisonnable ($\rho = 0.5$). Notons que dans nos simulations, aucun paquet H n'a été perdu.

Puisqu'il y a plusieurs variables de dimensionnement du commutateur hybride, afin d'en déterminer les configurations intéressantes, la figure 3 présente, en fonction de n_e , la charge maximale du système à PLR donné, soit le ρ maximal pour lequel le PLR est inférieur ou égal à une certaine valeur ; ici, $PLR_L \leq 10^{-7}$ et $PLR_M \leq 10^{-8}$ pour un commutateur de degré 10. Comme l'on s'y attend, la charge maximale croît avec l'augmentation de n_e et atteint 1 pour $n_e = n_a \times n_c$. Dans ce dernier cas, il y a autant de ports électroniques que de sources de paquets ; un paquet arrivant peut donc toujours être mémorisé, même s'il ne peut être directement envoyé. Les simulations montrent qu'à une charge maximale de 0.6, considérée comme un point de fonctionnement acceptable, PLR_L et PLR_M sont respectivement $\leq 10^{-7}$ et 10^{-8} pour seulement 20 et 15 ports électroniques, indépendamment de n_c . Ces résultats prouvent que

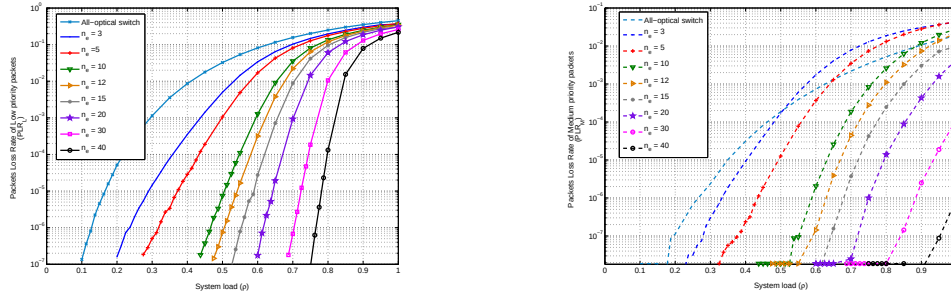


FIGURE 2 : PLR en fonction de ρ : PLR_L à gauche, PLR_M à droite ($n_a = 10, n_c = 10$).

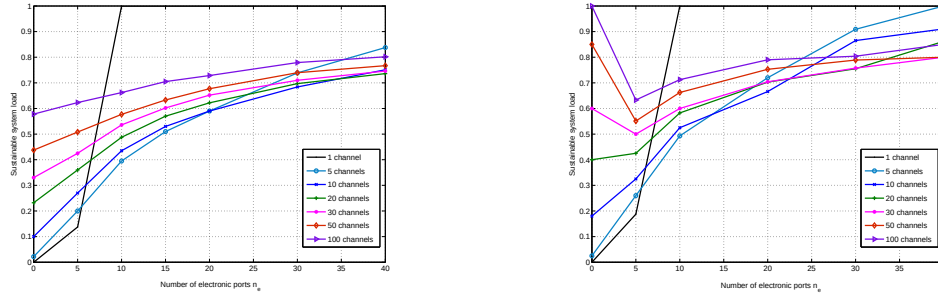


FIGURE 3 : Charge maximale du système vs n_e ; gauche : à $PLR_L = 10^{-7}$, droite : à $PLR_M = 10^{-8}$ ($n_a = 10$)

le commutateur hybride, gérant différentes classes de service, améliore les performances même pour relativement peu de ports électroniques.

CONCLUSION

Vu la consommation énergétique résultant de nombreuses conversions OEO dans les commutateurs électroniques, et la mauvaise gestion de contention des commutateurs tout-optique, nous avons étudié un commutateur hybride qui supplémente la commutation optique par une mémoire électronique.

Nos simulations montrent que le commutateur hybride est plus efficace qu'un commutateur tout-optique car il améliore considérablement les PLR de toutes les classes de trafic ainsi que la charge maximale du système. En outre, le commutateur hybride nécessite beaucoup moins de conversions OEO qu'un commutateur électronique, pouvant ainsi consommer moins d'énergie.

Les prochaines étapes de notre étude consistent à l'étendre d'une part à la latence, trouver un compromis avec le PLR ; et d'autre part aux systèmes multiplexés en longueur d'onde, qui réalisent les canaux les plus intéressants. Un modèle analytique tenant compte de ces résultats permettrait également un dimensionnement plus aisé de ce type de commutateur.

RÉFÉRENCES

- [1] R. Takahashi, T. Nakahara, K. Takahata, H. Takenouchi, T. Yasui, N. Kondo, and H. Suzuki, "Ultrafast optoelectronic packet processing for asynchronous, optical-packet-switched networks," *Journal of Optical Networking*, vol. 3, no. 12, pp. 914–930, 2004, invited paper.
- [2] D. Chiaroni, R. Urata, J. Gripp, J. E. Simsarian, G. Austin, S. Etienne, T. Segawa, Y. Pointurier, C. Simonneau, Y. Suzuki *et al.*, "Demonstration of the interconnection of two optical packet rings with a hybrid optoelectronic packet router," in *Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC)*, no. PD3.5, Sep. 2010, postdeadline paper.
- [3] 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.
- [4] W. Samoud, C. Ware, and M. Lourdiane, "Investigation of a hybrid optical-electronic switch supporting different service classes," in *Photonics North (PN)*, no. 9288-38, Montreal, Canada, May 2014.

ETUDE DES MECANISMES DE CONVERSION PARAMETRIQUE OPTIQUE DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES NON LINEAIRES (PPLT(LN)-2D)

H. Chikh-Touami^{1,2}, M. Lazoul², K. Ladour², A. Boudrioua¹, L. M. Simohamed², L. -H. Peng³
et A. Fischer¹

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

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

³ Graduate Institut of Photonics and Optoelectronics, NTU, Taipei, 106, Taiwan

hocine_ct@yahoo.fr

RÉSUMÉ

Dans ce travail, nous nous intéressons à l'étude de la gestion du gain paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires. Une étude numérique a permis de comprendre la contribution des vecteurs de réseau réciproque $\mathbf{k}_{mn}$ pour chaque type de réseau. Elle montre également qu'il est possible de jouer sur l'efficacité finale par la mise à contribution, simultanément, de plusieurs vecteurs du réseau réciproque. Les résultats expérimentaux préliminaires ont permis de déterminer l'efficacité de conversion paramétrique pour un CPNL PPLT -2D.

MOTS-CLEFS : Gain paramétrique optique, cristaux photoniques non linéaires, génération paramétrique optique, PPLT-2D.

1. INTRODUCTION

Les cristaux photoniques non linéaires quadratiques (CPNL) ont été proposés, pour la première fois par V. Berger en 1998 comme une généralisation à deux dimensions du concept des cristaux non linéaires périodiquement polarisés [1]. Dans ce cas, la susceptibilité non linéaire d'ordre deux est inversée périodiquement dans les deux directions du plan, selon un motif particulier. La grande flexibilité du quasi-accord de phase dans ces réseaux 2D demeure leur grand intérêt [2]. Ce type de réseaux bidimensionnel permet de satisfaire simultanément plusieurs quasi-accords de phases non colinéaires correspondant à des processus non linéaires différents. Par ailleurs, l'efficacité de la conversion paramétrique des CPNL est relativement réduite comparativement au cas unidimensionnel [3]. Cependant, plusieurs vecteurs du réseau peuvent contribuer simultanément au même quasi-accord de phase [4].

Dans ce travail, nous étudions, numériquement, la gestion du gain paramétrique optique en déterminant la contribution des vecteurs de réseau réciproque. Nous nous limitons, à étudier le cas de motif circulaire car il donne un meilleur gain paramétrique optique par rapport aux autres motifs (carré, rectangulaire, ou hexagonal), d'une part, et il convient mieux pour les matériaux qui présentent une isotropie dans le plan X-Y, d'autre part [5]. Nous présentons également les résultats expérimentaux préliminaires de l'étude du gain dans un CPNL de type PPLT-2D.

2. ETUDE ET ANALYSE

Toutes les configurations possibles pour une structure cristalline périodique 2D peuvent être regroupées et classifiées selon les cinq réseaux de Bravais [6]

Dans les CPNL, la conversion multi-longueurs d'onde est possible via le processus de la génération paramétrique optique si la condition de quasi-accord de phase (QPM) donnée ci-dessous est satisfaite : $\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_{mn}$ (1)

avec $\mathbf{k}_p$, $\mathbf{k}_s$, $\mathbf{k}_i$ sont les vecteurs d'onde du pompe, du signal et de l'*idler*, respectivement, et $\mathbf{k}_{mn} = 2\pi \left(\frac{m}{\Lambda_x} \hat{x} + \frac{n}{\Lambda_y} \hat{y} \right)$ est le vecteur du réseau réciproque résultant du $m^{\text{ème}}$ et $n^{\text{ème}}$ ordre sur les directions cristallographiques $\hat{x}$ et $\hat{y}$ du CPLN. Nous nous intéressons aux premiers vecteurs de réseau réciproques : $\mathbf{k}_{10}$, $\mathbf{k}_{1\pm1}$ et $\mathbf{k}_{1\pm2}$ non seulement pour leur gain paramétrique élevé, mais aussi pour la plage des longueurs d'onde signal et *idler* générées [4]. La figure 1 montre la variation des longueurs d'onde signal et *idler* pour les différents vecteurs de réseau réciproque $\mathbf{k}_{10}$, $\mathbf{k}_{1\pm1}$ et $\mathbf{k}_{1\pm2}$, pour un cristal PPLT-2D ($\Lambda_x = \Lambda_y = 5.82 \mu\text{m}$) ayant un motif circulaire avec un taux de remplissage de 38% et à une température de 111 °C. L'angle d'incidence de pompe ($\lambda_p = 532 \text{ nm}$) est $\theta_p = 0^\circ$.

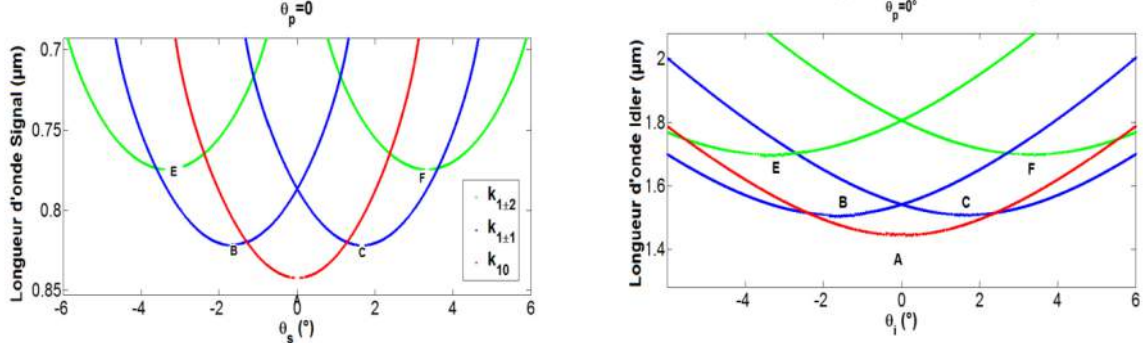


Fig. 1 : Longueurs d'onde signal et *idler* générées en fonction de leurs directions par rapport la direction colinéaire pour les vecteurs de réseau réciproque $\mathbf{k}_{10}$, $\mathbf{k}_{1\pm1}$ et $\mathbf{k}_{1\pm2}$.

Le tableau 1 récapitule les simulations faites pour les mêmes paramètres de PPLT-2D cités ci-dessus en faisant varier le type de réseau pour deux cas $\theta_p = 0^\circ$ et $\theta_p = 1^\circ$. Cette étude nous permet de prédire la valeur de gain et les coefficients de Fourier aux points A, B, C, E et F pour chaque type de réseau.

Tab. 1 : Influence des vecteurs $\mathbf{k}_{mn}$ pour les réseaux : carré, rectangulaire et hexagonal.

θ_p	Réseau	$\mathbf{k}_{mn}$	$\lambda_s [\text{nm}]$	$\lambda_i [\text{nm}]$	$\theta_{s,i} [^\circ]$	$ a_{mn} $	Gain [$\times 10^{26}$]
0°	Carré $\Lambda_x = \Lambda_y = 5.82 \mu\text{m}$	$\mathbf{k}_{10}$	842	1445	0.00	0.3973	1.5334
		$\mathbf{k}_{1\pm1}$	822	1501	± 1.67	0.1016	0.3879
		$\mathbf{k}_{1\pm2}$	774.5	1700	± 3.33	0.1176	0.4323
	Rectangulaire $\Lambda_x = 8.52 \mu\text{m}$ $\Lambda_y = 58.52 \mu\text{m}$	$\mathbf{k}_{10}$	841.8	1445	0.00	0.3973	1.5332
		$\mathbf{k}_{1\pm1}$	841.3	1447	± 0.33	0.1016	0.3918
		$\mathbf{k}_{1\pm2}$	839.9	1451	± 0.48	0.1176	0.4535
	Hexagonal $\Lambda_x = 8.52 \mu\text{m}$ $\Lambda_y = 58.52 \mu\text{m}$	$\mathbf{k}_{10}$	834.6	1467	0.00	0.3220	1.2384
		$\mathbf{k}_{1\pm1}$	788.3	1636	± 2.89	0.1290	0.4824
		$\mathbf{k}_{1\pm2}$	725.4	1995	± 4.80	0.0233	0.8185
1°	Carré $\Lambda_x = \Lambda_y = 5.82 \mu\text{m}$	$\mathbf{k}_{10}$	841.6	1431	± 1.029	0.1526	0.5911
		$\mathbf{k}_{1+1}$	846.8	1446	± 0.608	0.1847	0.7155
		$\mathbf{k}_{1-1}$	800	1588	± 2.67	0.1526	0.5911
		$\mathbf{k}_{1+2}$	811.7	1544	± 2.37	0.0773	0.3
	Rectangulaire $\Lambda_x = 8.52 \mu\text{m}$ $\Lambda_y = 58.52 \mu\text{m}$	$\mathbf{k}_{1-2}$	744.4	1864	± 4.358	0.075	0.3
		$\mathbf{k}_{10}$	841.6	1446	± 1.029	0.1847	0.7128
		$\mathbf{k}_{1+1}$	850.2	1422	± 0.066	0.2004	0.7764
		$\mathbf{k}_{1-1}$	823.9	1502	1.86	0.1146	0.4438
	Hexagonal $\Lambda_x = 8.52 \mu\text{m}$ $\Lambda_y = 58.52 \mu\text{m}$	$\mathbf{k}_{1-1}$	820.4	1513	1.99	0.2004	0.7764
		$\mathbf{k}_{1+2}$	764.2	1751	± 3.78	0.0136	0.0526
		$\mathbf{k}_{1-2}$	759.7	1775	± 3.91	0.1146	0.4438

Dans le cas $\theta_p = 0^\circ$, le gain paramétrique optique est maximal pour le vecteur $\mathbf{k}_{10}$ du réseau carré. Le réseau hexagonal permet d'avoir des plages de longueurs d'onde du signal et de l'*idler* plus larges par rapport aux deux autres réseaux. Son avantage majeur est la séparation spatiale importante des vecteurs $\mathbf{k}_{mn}$ qui pourrait être intéressant pour des applications dans le domaine de

l'optique quantique. Dans le cas $\theta_p=1^\circ$, le gain est maximal ($g=0.7155 \times 10^{26}$) pour le vecteur $\mathbf{k}_{11}$ d'un réseau carré dont sa valeur est relativement faible par rapport au cas $\theta_p=0^\circ$. Les longueurs d'onde générées sont proches spatialement si leurs spectres sont proches. Pour un réseau rectangulaire, la génération paramétrique optique est possible seulement pour le vecteur $\mathbf{k}_{10}$. Cela implique qu'il existe des cas où la gestion du gain n'est plus possible. La même tendance a été observée pour d'autres $\theta_p \neq 0^\circ$.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La première étape de la partie expérimentale, est de déterminer l'efficacité de conversion optique d'un CPNL. Il s'agit de même cristal PPLT-2D cité ci-dessus. La Figure 2 montre la variation des longueurs d'onde signal et *idler* en fonction de la température (entre 90°C et 140°C) pour une puissance pompe de 20 mW ($\theta_p=0^\circ$). On constate un bon accord entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques. Les plages de variation des longueurs d'ondes signal et *idler* sont de 14 nm et 50 nm, respectivement.

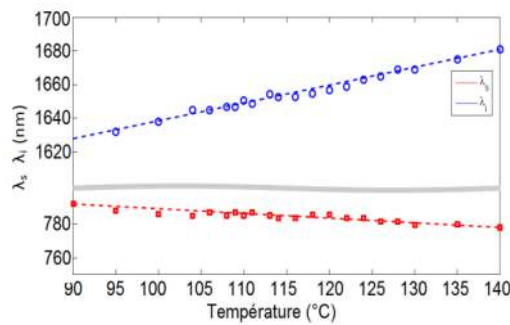


Fig. 2 : Variation des longueurs d'onde générées du signal et de l'idler en fonction de la température pour une puissance de pompe $P_p=20$ mW.

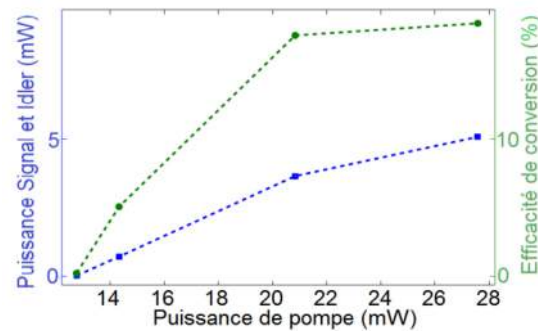


Fig. 3 : Variation de la puissance signal et de l'efficacité de la conversion en fonction de la puissance pompe à la température $T_{QPM}=111^\circ\text{C}$.

L'évolution de la puissance signal et *idler* en fonction de celle de la pompe à la température optimale $T_{QPM}=111^\circ\text{C}$ est présentée sur la Figure 3. La puissance du signal générée atteint la valeur 5.08 mW pour une intensité de pompage 27.6 mW. La Figure 3 montre également l'efficacité de conversion paramétrique calculée pour chaque signal et *idler*. L'efficacité maximale vaut $\eta=18.4\%$ pour une puissance de pompage $P_p=27.6$ mW. Cette valeur d'efficacité est relativement faible par rapport à la littérature [5], puisque notre cristal n'était pas traité antireflet.

CONCLUSION

Dans ce travail nous nous sommes intéressés à étudier les mécanismes de conversion de fréquences dans les CPNL. Les résultats montrent qu'il est possible de manager le gain à la baisse ou à la hausse en jouant sur le type de réseau et les vecteurs du réseau réciproque impliqués. Nous avons, expérimentalement, étudié l'efficacité de la conversion paramétrique optique (efficacité maximale $\eta_{\max}=18.4\%$) dans un cristal PPLT-2D avec un réseau carré. Cette étude se poursuit afin d'identifier expérimentalement les vecteurs du réseau réciproque impliqués. Nous nous intéressons également aux mêmes travaux à base de CPNL en configuration guidée.

REFERENCES

- [1] V. Berger, *Physical Review Letters*, vol. 81, no. 19, p. 4136, 1998.
- [2] W. K. Chang, Y. H. Chen, H. H. Chang, J.W. Chang, C. Y. Chen, Y. Y. Lin, Y. C. Huang and S. T. Lin *Optics Express*, vol. 19, no. 24, p. 23643, 2011.
- [3] H. C. Liu and A. H. Kung, *Optics Express*, vol. 16, no. 13, p. 9714, 2008.
- [4] A. Arie, N. Habshoosh, and A. Bahabad, *Optical and Quantum Electronics*, vol. 39, p. 361, 2007.
- [5] N. G. R. Broderick, G. W. Ross, H. L. Offerhaus, D. J. Richardson and D. C. Hanna, *Physical Review Letters*, vol 84, no 19, 2000.
- [6] M. Maldovan and E. L. Thomas, *Phononics and Mechanics*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., 2009.

FORMATION OF NANO DOMAINS DURING THE FABRICATION OF SPE WAVEGUIDES ON A PPLN CRYSTAL AND ITS IMPACT ON THE SHG EFFICIENCY.

M.M. Neradovskiy^{1,2}, N.A. Naumova¹, D.O. Alikin¹, V.Ya. Shur¹, H. Tronche², E. Quiller², P. Baldi², M.P. De Micheli²

¹ Institute of Natural Sciences, Ferroelectric Laboratory,
Ural Federal University, 620000 Ekaterinburg, Russia
maxim.neradovskiy@labfer.usu.ru

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

RÉSUMÉ

In this paper we present the study of nano domains formation during the fabrication of channel waveguides produced by Soft Proton Exchange (SPE) in periodically poled congruent lithium niobate (PPLN) crystal. The study was performed using complementary experimental methods such as Piezo Force Microscopy (PFM) and Confocal Raman Microscopy (CRM). It shows that the waveguide fabrication process induces the formation of needle like nano domains on the Z⁻ oriented surface that may be responsible for the poor nonlinear behavior of the waveguides.

MOTS-CLEFS : Niobate de lithium, Echange protonique, Polarisation périodique, nano domaines

In this paper we present the study of nano domains formation during the fabrication of channel waveguides produced by Soft Proton Exchange (SPE) in periodically poled congruent lithium niobate crystal (PPLN) [1]. The study was performed using complementary experimental methods such as Piezoresponse Force Microscopy (PFM) and Confocal Raman Microscopy (CRM).

The sample under investigation is a 0.5-mm-thick Z-cut congruent LN wafer. It was periodically poled using the E-field technique with liquid electrodes and a photoresist mask. Proton exchange procedure was carried out in benzoic acid bath with 2.9% lithium benzoate at 300°C for 3 days, using a SiO₂ mask to define channel waveguides along the X axes. We obtained waveguides with width ranging from 4 to 8 μm on one side of the sample (initial Z⁻ face) and a planar waveguide with a graded index profile, which was determined using the m-lines technique, on the back side of the sample.

Piezoresponse Force Microscopy (PFM) was used to obtain high-resolution images of the static domain structure at the surface of the crystal [2] (Fig. 1).

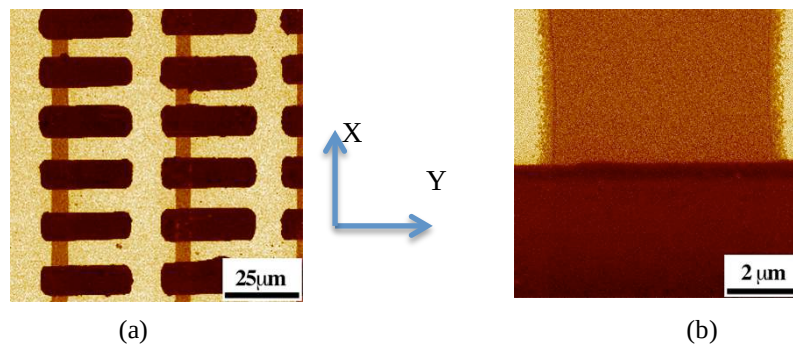


Figure 1. PFM characterization of the domain structure of a PPLN crystal crossed by a SPE waveguide

From Fig 1a, it can be seen, that the waveguide fabrication process does not modify the structure of the poled area (Z^+ orientation), while, in the originally oriented crystal (Z^- orientation), the waveguide is clearly visible. If one enlarges the picture, little dots appear at the edge of the waveguide (Fig. 1b). They are characteristic of the presence of surface nano domains [3].

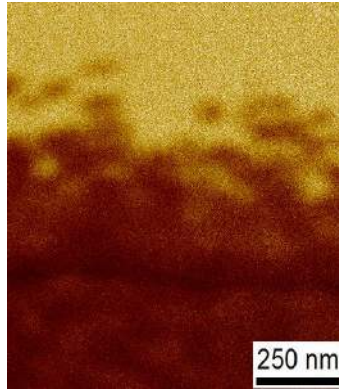


Fig. 2 : Nano domains at the border and in a SPE waveguide realized on the Z^- surface.

Going to the ultimate resolution, it is possible to visualize them as well as the dense structure of isolated nano domains in the waveguide with typical lateral sizes of about 50 nm (Fig.2). It is known that isolated nano domains in CLN possess needle-like shape with a form factor ranging between 50 and 100 [4] (see Fig. 3). Therefore it is reasonable to think that they extend down in the crystal from 2.5 to 5 μm . Therefore, in the Z^- area, all the waveguide is affected by these nano domains. They are not present in the Z^+ area (Fig 3).

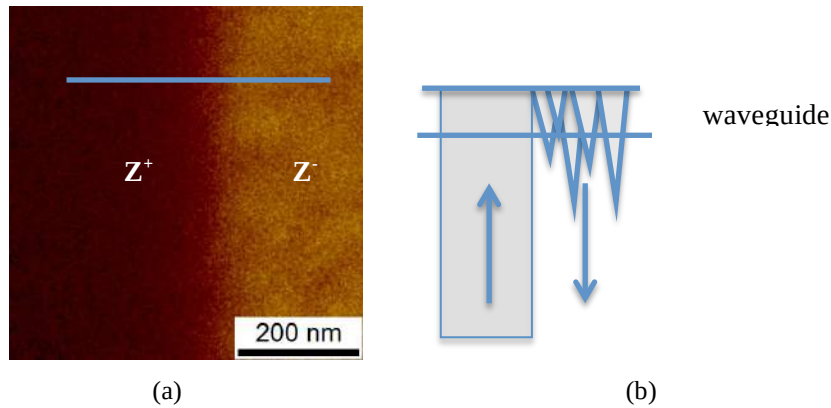


Fig. 3 PFM view of the surface at the interface between a Z^+ and a Z^- area and a schematic of the cut of this interface showing the shape of the nano domains appearing at the surface of the Z^- area.

Raman confocal microscopy (RCM) allows analyzing the structure in the depth [5] and Fig. 4 is a cut of two domains walls along the waveguide. From this picture it is clear that the domain walls reach the surface of the crystal, indicating that the periodicity which is necessary to fulfill Quasi Phase Matching (QPM) conditions is preserved, but more investigation are still to be done to understand the response near the surface in the waveguide area. Indeed, from previous studies [6], we do not expect a modification of the Raman spectrum due to the presence of a SPE waveguide.

Despite the fact that those waveguides presented very low losses (between 0.15 and 0.5 dB/cm) which are record values for this kind of devices, the nonlinear characterization of these waveguide were quite disappointing as the maximum obtained conversion efficiency was as low as 10%/W.cm², and for most of the waveguides, the SHG spectra (Fig. 5) were quite different from the

theoretical sinc^2 shape. Further investigations are in process to see whether this degradation of the SHG spectra and the reduction of the conversion efficiency can be correlated with the creation of nano domains in the Z' area of the PPLN crystal.

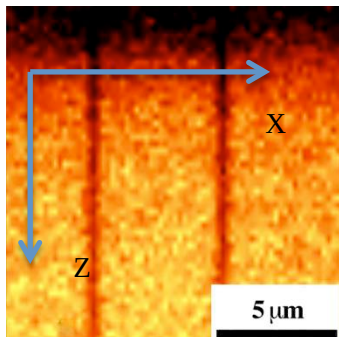


Fig. 4 : Y-cut of PPLN

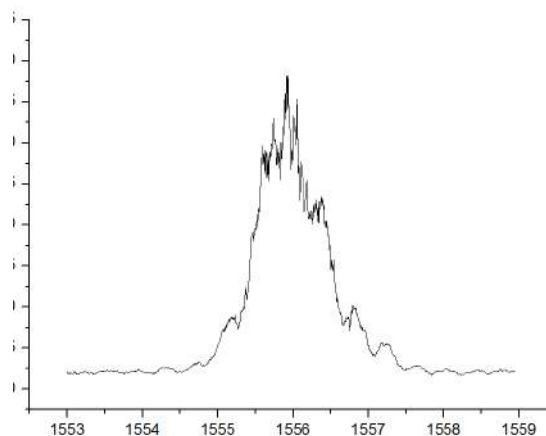


Fig. 5 : Typical degraded SHG spectrum obtained with the waveguides presenting nano domains.

For PFM and RCM measurements, we used the equipment of the Ural Center for Shared Use “Modern Nanotechnology”, UrFU. The research was made possible in part by RFBR and the Government of Sverdlovsk region (Grant 13-02-96041-r-Ural-a), by RFBR (Grants 13-02-01391-a, 14-02-01160-a) and by the financial support for young scientists provided by the UrFU development program and the French program for joint supervision of PhD thesis.

RÉFÉRENCES

- [1] M.P. De Micheli, *Ferroelectrics*, **340**, 49-62 (2006)
- [2] M.A. Dolbilov, V. Ya. Shur, E.I. Shishkin, M.F. Sarmanova, E.V. Nikolaeva, S. Tascu, P. Baldi, M.P. De Micheli, *Ferroelectrics* **374**, 14-19 (2008)
- [3] M.A. Dolbilov, E.I. Shishkin, V.Ya. Shur, S. Tascu, P. Baldi, M.P. De Micheli, *Ferroelectrics*, **398**, 108-114 (2010)
- [4] V.Ya. Shur, *Journal of Materials Science*, **41(1)**, 199-210 (2006)
- [5] V. Ya. Shur, P. S. Zelenovskiy, M. S. Nebogatikov, D. O. Alikin, M. F. Sarmanova, A. V. Ievlev, E. A. Mingaliev and D. K. Kuznetsov, *J. Appl. Phys.* **110**, 052013 (2011)
- [6] A. Harhira, Y. Zhang, P. Bourson, L. Guilbert, M. D. Fontana, M. P. De Micheli, *Ferroelectrics* **01/2007**; **352(1)**:153-157

GUIDES D'ONDES NONLINEAIRES ENTERRES TRES CONFINANTS REALISES PAR ECHANGE PROTONIQUE SUR NIOBATE DE LITHIUM COUPE Z

O. Stepanenko, I. Krasnokutskaya, E. Quillier, P. Baldi, M. De Micheli

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

Pascal.Baldi@unice.fr

RÉSUMÉ

Afin de réaliser des guides d'ondes enterrés très confinants sur niobate de lithium sans dégrader le coefficient nonlinéaire d'ordre deux, nous avons combiné un échange protonique direct modifié appelé High Index Soft Proton Exchange (HISoPE) et un échange inverse (Reverse Proton Exchange – RPE). La cinétique du processus RPE est discutée, ainsi que son influence sur le profil d'indice. Les caractérisations linéaires et nonlinéaires effectuées sur un premier échantillon montrent la complexité du profil d'indice obtenu.

MOTS-CLEFS : guides d'ondes enterrés ; niobate de lithium ; optique nonlinéaire.

1. INTRODUCTION

Fabrication of highly confining nonlinear waveguides on lithium niobate (LN) has always been a challenge. The proton exchange (PE) technique proposed in the 1980's is able to achieve a high value of $\delta n_e = 0.1$, however such waveguides no longer benefit from the intrinsic nonlinear properties of the substrate.¹ Since then, many modifications of the PE process have been tested in order to find a compromise between the confinement and the nonlinearities. Techniques such as Annealed Proton Exchange (APE) and Soft Proton Exchange (SPE) do realize waveguides with preserved nonlinear coefficients but with a rather weak confinement, the value of the index change, being in any cases lower than 0.03 at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.²⁻⁵ We have developed a new Proton Exchange process, which allows realizing waveguides on LN with a δn_e of 0.1 and without degradation of the nonlinear coefficient. However, to avoid strains and stresses due to an important lattice parameters mismatch, which is typical for H:LN structures with high concentration of protons, we reconstructed the LN substrate near the surface using the Reverse Proton Exchange (RPE) process.⁶ Embedding a waveguide in such a way, allows “erasing” the surface layer presenting the higher mismatch and preserving the deeper part of waveguide whose index increase is at least equivalent to SPE waveguides. However, this approach is difficult to control, as the kinetics of RPE depends on the crystalline phase of the initial proton exchanged LN.⁷ In the present work, we discuss the main problems that one can meet during the fabrication of nonlinear waveguides using a combination of PE and RPE processes.

2. PLANAR WAVEGUIDE FABRICATION AND CHARACTERIZATIONS

3” Z-CUT wafers were used for the waveguides fabrication. The PE consists in immersing the crystal in a bath of benzoic acid (BA) containing a certain percentage of lithium benzoate (LB), which is chosen low to obtain waveguides with high index change (Fig. 1). But on the other hand this concentration is chosen as high as possible to avoid the degradation of the nonlinearities. Waveguides are fabricated in a hermetically closed and evacuated down to 3 mbar metallic container at a temperature of 300°C. The exchange time can vary from several hours to several days depending on the desired depth of the waveguide. Further characterizations of the waveguides reveals that the index profile is composed of a step section followed by a graded index section (Fig. 2) and that the nonlinear properties are non degraded. We call them High Index Soft Proton

Exchanged waveguides, and X-Ray diffraction characterization indicates that these waveguides are composed of κ_2 phase and α phase (Fig. 3).

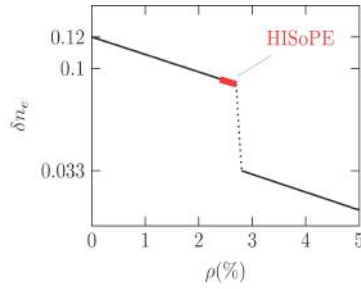


Fig. 1: Concentration of LB used for waveguide fabrication.

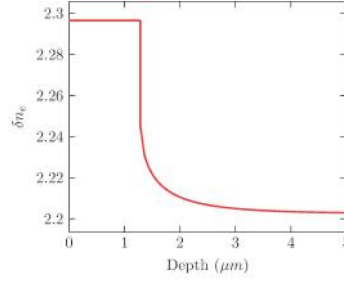


Fig. 2: Typical index profile of HISoPE waveguides.

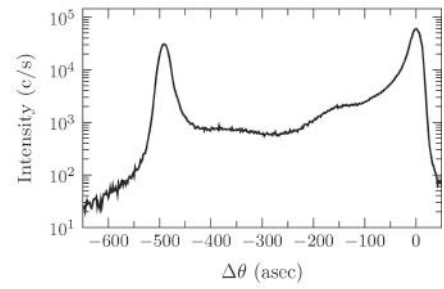


Fig. 3: X-ray rocking curve of (00.12) atomic planes of HISoPE waveguide.

For the RPE process, the crystal is immersed into a melt of $\text{KNO}_3\text{:NaNO}_3\text{:LiNO}_3$ in the proportions 1:1:0.1 and heated up to 300°C. The study of RPE kinetics indicates that the step portion of the index profile is rather rapidly erased while the RPE seems to be much slower in the graded index part of the waveguide (Fig. 4). This behavior is quite interesting and indicates that the tolerances to produce an embedded graded index waveguide should be quite loose.

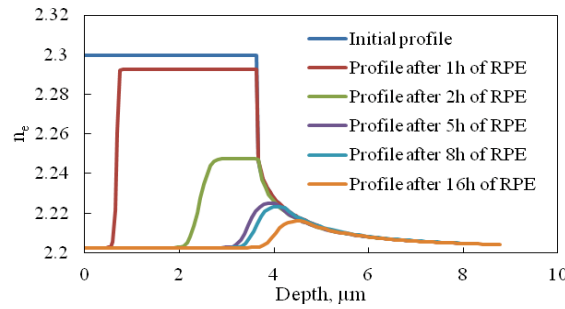


Fig. 4: Index profiles obtained after a direct PE step followed by a RPE process whose duration is varying between 1 and 16 hours.

3. CHANNEL WAVEGUIDES FABRICATION AND CHARACTERIZATIONS

Contrary to what occurs in planar waveguides, the different kinetics of RPE raise a problem for channel waveguides fabrication. Indeed, the κ_2 part of the channel waveguide being erased more rapidly by RPE, the resulting waveguide can be quite complicated (Fig. 5). We will see in the following that a profile corresponding to the one sketched in Fig. 5 behave more or less as two highly coupled waveguides.

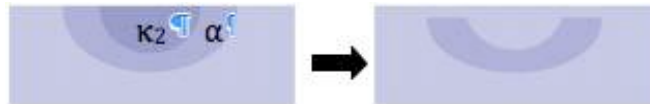


Fig. 5: Channel waveguide before and after RPE.

Indeed, measuring SHG as well as SPDC spectra (Figs. 6-7) of embedded waveguides fabricated in the way described above in PPLN, we could observe multiple peaks of phase matching. The distribution of these peaks cannot be explained by a multimode nature of the waveguide, but fits quite well with the assumption that the embedded waveguide behaves like a directional coupler.

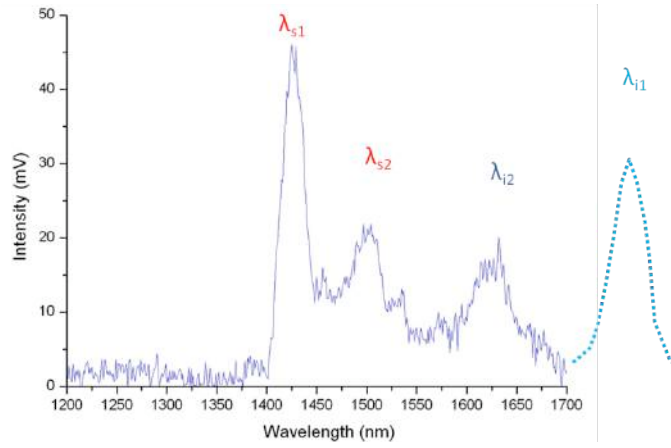


Fig. 6. Observation of the different families of signal and idler frequency in spontaneous parametric down conversion (SPDC) experiment. The idler of the first family is not observable as its wavelength was out of the detector sensibility range.

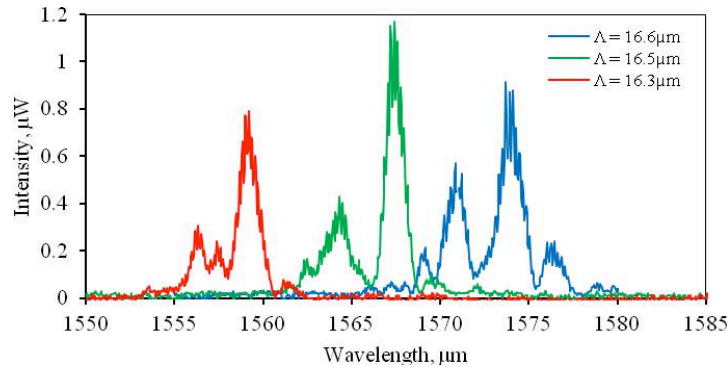


Fig. 7. SHG response in function of the pumping wavelength measured for waveguides with PPLN periods of 16.3, 16.5 and 16.6 μm .

4. CONCLUSION

The combination of direct and reverse proton exchange we proposed, allows realizing highly confining (up to $\delta n_e = 0.1$) embedded waveguides on LN without degradation of the nonlinear coefficient. All the details concerning the first linear and nonlinear channel waveguides characterization will be presented at the conference. Especially the influence of the propagating losses and the Fabry-Perot cavity effect that can be seen on Fig. 7 will be discussed.

REFERENCES

- [1] F. Laurell *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **60**(3), pp.301-303 (1992).
- [2] P. Baldi *et al.*, *Opt. Eng.*, **37**(4), pp.1193-1202 (1998).
- [3] L. Chanvillard *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **76**, pp.1089-1091 (2000).
- [4] M. L. Bortz *et al.*, *Opt. Lett.*, **20**(1), pp.49-51 (1995).
- [5] M. H. Chou *et al.*, *Opt. Lett.*, **24**(16), pp.1157-1159 (1999).
- [6] J. L. Jackel and J. J. Johnson, *Electron. Lett.*, **27**(15), pp.1360-1361 (1991).
- [7] Yu. N. Korkishko and V. A. Fedorov., *J. Appl. Phys.*, **82**(3), pp.1010-1017 (1997).

GUIDES D'ONDES GaN SUR SUBSTRAT Si PRESENTANT DE FAIBLES PERTES A LA PROPAGATION DANS LE VISIBLE.

M. Gromovyi¹, F. Semond², J.Y. Duboz², G. Feuillet³, M.P. De Micheli¹

¹ University Nice Sophia Antipolis, LPMC UMR7336, Parc Valrose, 06100, France,
marc.de-micheli@unice.fr

² CNRS, CRHEA UP10, Rue Bernard Grégory, 06560 Sophia Antipolis France

³ CEA LETI, MINATEC campus, 17 rue des martyrs 38054 Grenoble Cedex 9,

RÉSUMÉ

Dans cet article nous présentons la caractérisation d'un premier guides d'onde, composé de couches d'AlN et de GaN épitaxiées sur substrat de Si. Le mode fondamental à 633 nm présente 5dB/cm de pertes à la propagation ce qui est déjà un bon résultat pour des guides en semiconducteur à cette longueur d'onde. Ces pertes augmentent avec l'ordre du mode. Une modélisation soignée de la structure complète permet de comprendre qu'elles sont en grande partie dues au substrat de Si, et quelles pourraient être fortement réduite en réalisant le guide sur un substrat de SOI judicieusement choisi.

1. INTRODUCTION

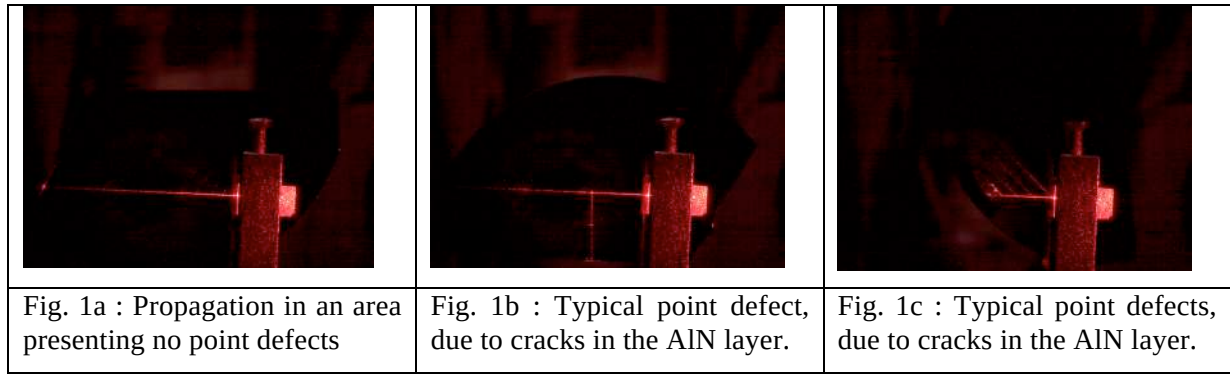
Fabrication of waveguides in GaN is attractive as this material has interesting electro-optic and nonlinear properties as well as a good transparency in the Visible and the UV. More over, it can be grown in periodically poled layers allowing fulfilling Quasi Phase Matching condition in very extended part of the spectrum. Nevertheless, the fabrication of low propagation losses waveguides in GaN has always be a challenge¹. In the first part of this paper we present a careful characterization of a waveguide composed of an AlN buffer and a GaN guiding layer grown on a Si substrate. The second part is a numerical study showing how one should choose SOI substrate to realize lower losses waveguides.

2. WAVEGUIDE FABRICATION.

The sample we tested was epitaxially grown by ammonia-MBE on a 2" Si(111) wafer. It is composed of a 360nm AlN buffer grown at 1000°C on top of which was grown a 1µm thick GaN layer at 800°C. Due to a large thermal expansion coefficient mismatch between nitrides and the silicon substrate, nitrides epitaxially grown on silicon are under tensile strain at room temperature and cracks appear if the amount of tensile strain exceeds a certain value. For this sample, layer thicknesses are adjusted in order to decrease as much as possible the wafer bow indicating that the tensile strain is mostly compensated by playing with the lattice mismatch in between GaN and AlN.

3. WAVEGUIDE CHARACTERIZATION.

The waveguide was characterized using the prism coupling technique and a HeNe laser at 632.8 nm, in order to measure the effective indices of the propagating modes. In this layer we have been able to observe 4 TE and 4 TM modes. The observation of the diffusion at the surface (Fig 1) allows visualizing the important defects and assessing propagation losses in the areas presenting no local defects.

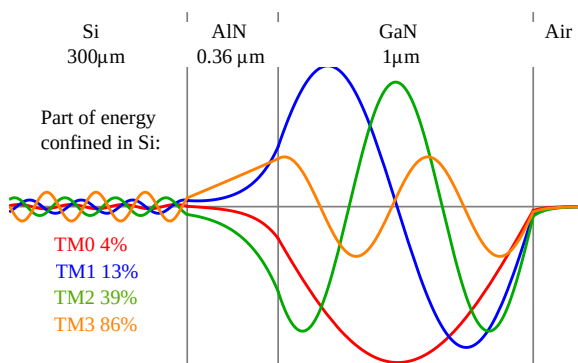


From the observations reported in Fig 1, it is possible to see that the central part of the 2" wafer is almost crack-free while the density of cracks increases close to the edges of the wafer. On this sample we tried to make the AlN layer thick enough (360nm) to isolate the modes from the Si substrate. This thick layer presents a lot of strain, responsible for the cracks. Choosing situations of the type of Fig.1a, we assessed to 5dB/cm the propagation losses for the fundamental mode, by measuring the decrease of the signal along the propagation line, assuming that the diffusion is uniform in this area. To make these measurements, we carefully choose the injected intensity in order to keep the signal in a range where the camera (we used a very simple one) can be supposed to have a linear response, but the results are nevertheless affected by an important uncertainty. Despite this uncertainty, the obtained value indicates that those layers are of good quality at this wavelength and present a good potential for device fabrication in the UV and the Visible. For the first order modes, the diffusion at the surface is no longer visible after 1cm of propagation and even shorter distances for higher order modes indicating that, for these modes, the losses reach 20dB/cm or more.

4. WAVEGUIDE MODELING.

The evolution of the losses with the mode order can be explained by calculating the field distribution for the different modes. For this calculation we neglected the fact that Si is absorbing at this wavelength. (Fig.2)

Fig.2:Field distribution for the different modes.



One can see that the proportion of the energy traveling in the Si is very different from one mode to the other, which explains that the propagation losses are also very different.

A trivial way to reduce the propagation losses could be to increase the AlN thickness, but this cannot be done today without increasing the numbers of cracks in this layer. One has therefore to find another strategy to further reduce the propagation losses in the GaN waveguides.

We propose to use SOI wafers as substrate instead of simple Si wafers. These substrates exist with a great variety of SiO₂ and Si film thicknesses². In order to choose the most appropriate, we tested numerically several possibilities, fixing the thickness of AlN and GaN respectively to 300 and 400 nm which corresponds to a monomode waveguide at 632.8 nm and varying the thickness of the Si layer, the thickness of the oxide layer being large enough to isolate the structure from the Si substrate. Preliminary calculations indicated that this is already the case with the commercial SOI wafer presenting a 2μm thick SiO₂ layer.

In Fig.3, we plotted the amount of energy in the Si layer as a function of its thickness. The calculation shows a resonant behavior which can be explained by the fact that the structure $\text{SiO}_2 / \text{Si} / \text{AlN} / \text{GaN} / \text{air}$, can be considered as two coupled waveguides, a Si waveguide ($\text{SiO}_2 / \text{Si} / \text{AlN}$) and a GaN waveguide ($\text{AlN} / \text{GaN} / \text{air}$).

This result also indicates that it is possible to obtain structures for which the amount of energy confined in the Si layer can be as small as 0.1% which should allow realizing structures with losses lower than 0.5 dB/cm.

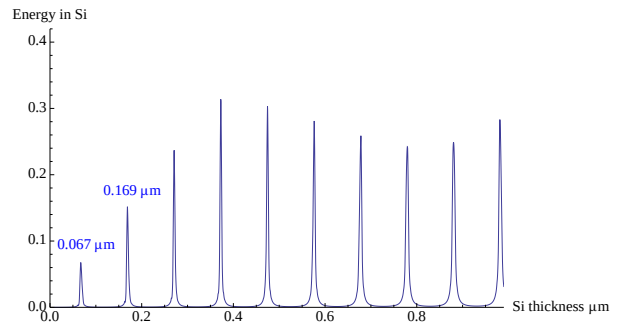


Fig.3 Energy in the Si layer as a function of its thickness.

References

¹ Sébastien Pezzagna, PhD Thesis, Decembre 2005, University Nice Sophia Antipolis, “Réalisation de structures GaN à polarité périodique en vue d’applications à l’optique non linéaire”.
 Yan Li, Anirban Bhattacharyya, Christos Thomidis, Theodore D. Moustakas, and Roberto Paiella
 Optics Express, Vol. 15, Issue 9, pp. 5860-5865 (2007),
 N. Iizuka, K. Kaneko and N. Suzuki « Polarization dependent loss in III-nitride optical waveguides for telecommunication devices » J. Appl. Phys. 99, 093107 (2006)

² See for exemple www.soitec.com/en/products-and-services/microelectronics

PREMIERS RÉSULTATS SUR LA RÉDUCTION DE LA LARGEUR DE RAIE DES MODES DE LASERS AUTO-IMPULSIONNELS À BASE DE SEMI-CONDUCTEURS À 1,55 μm

**Amine Chaouche Ramdane¹, Vincent Roncin¹, Fabrice Senotier², Alexandre Shen³
et Frédéric Du Burck¹**

¹ *Laboratoire de Physique des Lasers, UMR CNRS 7538, Université Paris 13, Sorbonne-Paris-Cité, 99 av. J.B. Clément, 93430 VILLETANEUSE CEDEX, France*

² *Laserslabs, 43 rue Van Loo, 91150 ETAMPES*

³ *III-V Lab, Route de Nozay, 91461 MARCOUSSIS CEDEX*

vincent.roncin@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons des premiers résultats sur la réduction de la largeur de raie des modes de lasers à semiconducteurs auto-pulsants. Deux voies ont été étudiées : la réduction du bruit des sources de courant alimentant le laser, et l'injection optique avec un laser monofréquence de plus faible largeur. La largeur des modes est ainsi réduite d'un facteur 200, passant de quelques gigahertz à 10 MHz.

MOTS-CLEFS : *lasers à semiconducteurs ; lasers auto-impulsionnels ; métrologie des fréquences.*

1. INTRODUCTION

Les sources auto-impulsionnelles à semiconducteurs que nous étudions, lorsqu'elles sont alimentées avec un courant continu, peuvent générer des impulsions courtes (picoseconde) avec une fréquence de répétition supérieure au gigahertz et une jigue temporelle particulièrement faible. Elles ont initialement été développées par III-V Lab pour des applications de récupération d'horloge optique dans les systèmes de télécommunications optiques à très haut débit [1]. Ces sources compactes et robustes pourraient être utilisées pour la métrologie des peignes de fréquences, ainsi que pour diverses applications industrielles (spatiale, défense, télécommunications, etc...). Dans cette étude préliminaire, nous explorons pour la première fois à notre connaissance, la réduction de la largeur de raie des modes de ces sources en réduisant le bruit de la source d'alimentation en courant. La sensibilité au bruit de courant dans les lasers à semiconducteurs est bien connue [2] mais varie considérablement suivant les structures. Dans un premier temps, nous présentons une première réduction de la largeur des modes de quelques gigahertz à 150 MHz avec une source de courant bas-bruit. Ensuite, nous présentons des premiers résultats d'injection optique par un laser maître monofréquence de quelques mégahertz de largeur, qui a permis de réduire la largeur de raie des modes jusqu'à 10 MHz.

2. CARACTÉRISATION DU BRUIT DES SOURCES DE COURANTS

Les spectres de densité de bruit de courant des deux sources de courant utilisées pour l'alimentation du laser auto-impulsionnel sont en figure 1. La première est une source de courant commerciale standard sans aucune optimisation sur la réduction du bruit ("source commerciale"). La seconde est une source réalisée par la société LaserLabs dont le bruit a été optimisé ("source bas-bruit"). Afin de caractériser les niveaux de bruit, nous avons utilisé un circuit de préamplification permettant de filtrer la composante continue du courant de la source et d'amplifier les fluctuations avec un gain de 230. Les mesures sont exploitables de 10 Hz (fréquence de coupure du filtre passe bas) jusqu'à 40 kHz (fréquence de coupure de l'amplificateur). On observe que jusqu'à 1 KHz, le bruit de la source bas-bruit possède un niveau de bruit de 3 décades en dessous de celui de la source commerciale.

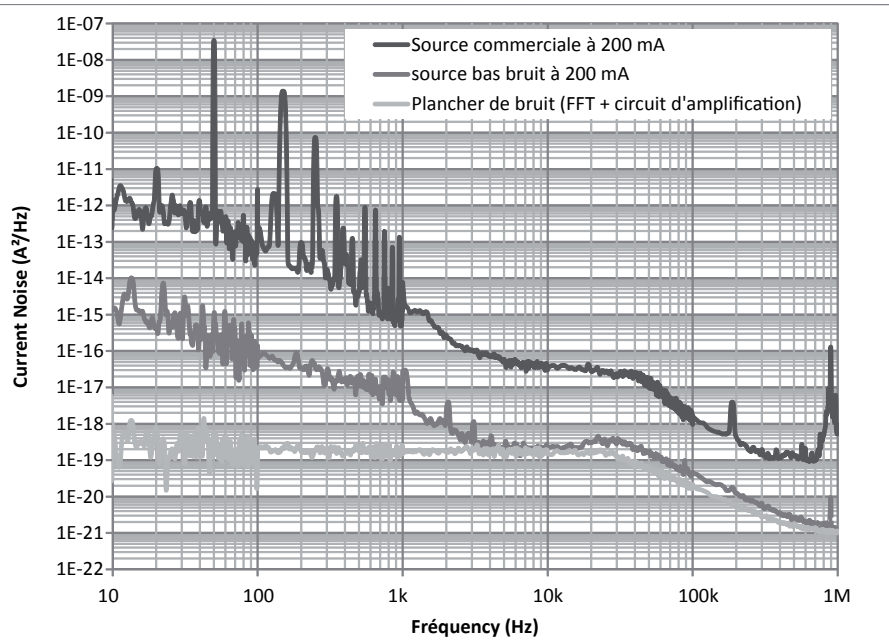


FIGURE 1 : Densité spectrale de bruit de courant des sources à 200 mA.

3. IMPACT DU BRUIT DE COURANT SUR LA LARGEUR DE RAIE DES MODES

Le laser auto-impulsionnel de type DBR présente une dizaine de modes longitudinaux dans une bande de 3.5 nm environ [3]. Les modes sont distants d'un ISL de 40 GHz. Le laser est polarisé avec les deux sources de courant. La figure 2-A présente les spectres de battement d'un des modes du laser auto-impulsionnel avec un laser de référence autour de 1550 nm, stabilisé, et de largeur 10 KHz. Le mode caractérisé correspondant au mode le plus proche du laser de référence. Le battement est filtré optiquement dans 1 nm (3 modes transmis) puis détecté par une photodiode de bande passante 15 GHz, suivie d'un amplificateur RF de bande 3-10 GHz. Ce dernier limite la bande d'analyse du battement. Nous observons que la largeur du mode, pour la source commerciale est supérieure à 2 GHz. Cette largeur importante des modes est caractéristique des lasers auto-impulsionnels, dont la dynamique de recombinaison des porteurs produisant une modulation importante du spectre, est à l'origine du mécanisme d'auto-pulsation [4]. L'utilisation de la source de courant bas-bruit conduit à une réduction de la largeur du mode jusqu'à 150 MHz à 3 dB du maximum (soit environ 300 MHz à 10 dB). Ce résultat permet d'envisager la seconde étape de réduction de la largeur des modes par injection optique [5], présentée dans la section suivante. A titre de comparaison, nous avons effectué les mêmes mesures pour un laser DFB standard. Dans ce cas, la largeur passe de 6 MHz à 3 dB pour la source de bruit commerciale, à 1.8 MHz pour la source bas-bruit. Ces mesures mettent en évidence la grande sensibilité des lasers auto-impulsionnels au bruit de courant d'alimentation.

4. RÉDUCTION DE LA LARGEUR DE RAIE DES MODES PAR INJECTION OPTIQUE

Nous avons testé la possibilité de réduction de la raie d'un mode du laser auto-impulsionnel par injection optique avec un laser monofréquence de type DFB commercial ayant une largeur de raie de 2 MHz environ et des fluctuations de la fréquence inférieure à 10 MHz sur quelques minutes. Dans le cas d'une alimentation du laser auto-impulsionnel par la source de courant commerciale, l'injection n'a pas conduit à un affinement détectable de la raie du mode. En revanche, l'alimentation par la source de courant bas bruit, a conduit à une réduction de la largeur de raie du mode jusqu'à environ 10 MHz, largeur de l'ordre de grandeur de celle du laser d'injection (figure 2-B).

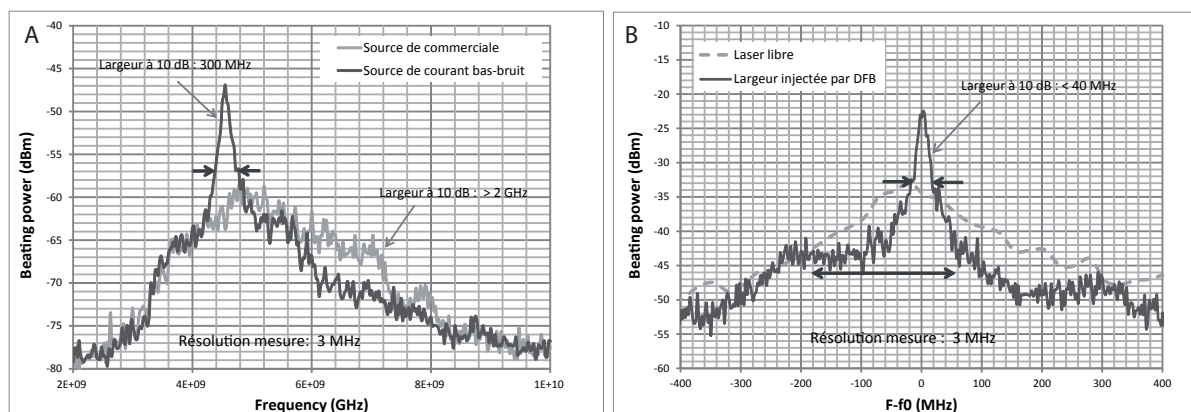


FIGURE 2 : Spectre de battement d'un mode filtré du laser auto-impulsionnel avec un laser stabilisé. Impact de la largeur de la raie laser en fonction de la source de courant utilisée (A). Spectre de battement d'un mode du laser DBR injecté par un DFB de largeur de raie inférieure 2 MHz (B).

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons montré une réduction importante de la largeur de raie des modes d'un laser auto-impulsionnel grâce à la réduction du bruit sur la source de courant et à l'injection optique par un laser maître plus fin spectralement. Nous avons ainsi réduit la largeur d'un facteur 200, de 2 GHz à 10 MHz. Dans la suite de l'étude, nous envisageons la caractérisation de lasers du type Fabry-Pérot à îlots quantiques, présentant un spectre plus large (10 nm) et des caractéristiques en bruit plus favorables (largeur de raie des modes, gigue temporelle des impulsions).

BIBLIOGRAPHIE

- [1] V. Roncin *et al.*, "Multi-data-rate system performance of a 40-ghz all-optical clock recovery based on a quantum-dot fabry-pérot laser," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 19, no. 19, pp. 1409–1411, 2007.
- [2] G. P. Agrawal and R. Roy, "Effect of injection-current fluctuations on the spectral linewidth of semiconductor lasers," *Physical Review A*, vol. 37, no. 7, p. 2495, 1988.
- [3] J. Renaudier *et al.*, "Phase correlation and linewidth reduction of 40 ghz self-pulsation in distributed bragg reflector semiconductor lasers," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 43, no. 2, pp. 147–156, 2007.
- [4] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Infrared and Visible Semiconductor Lasers*. Springer, 1993. Paragraph 6.5.3.
- [5] S. Blin *et al.*, "Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers," *Comptes Rendus Physique*, vol. 4, no. 6, pp. 687–699, 2003.

ETUDE DE L'ÉLARGISSEMENT SPECTRAL D'UNE DIODE LASER SOUMISE A UN RETOUR OPTIQUE SELECTIF EN FREQUENCE ISSU D'UN FBG

M. W. Lee¹, F. Baladi^{1,2}, M. Morali¹, A. Boudrioua¹, J.-R. Burie², M. Bettati² et A. Fischer¹

¹ Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique de Lasers CNRS UMR 7538
99, avenue Jean-Baptiste Clément 93430 Villetaneuse, France

² 3S PHOTONICS, Route de Villejust, 91625 Nozay, France

min.lee@univ-paris13.fr

1. RÉSUMÉ

Cette étude est consacrée à l'élargissement spectral d'une diode laser soumise à un retour optique sélectif en fréquence provenant d'un réseau photo-inscrit dans une fibre. Le comportement dynamique du système est étudié par l'analyse spectrale des fluctuations de signaux optiques acquis par une photodiode rapide dans la gamme hyperfréquence. Les spectres RF de la diode laser sont ainsi mesurés en fonction du courant de laser et du taux de retour optique. Une carte de l'élargissement spectral à -3 dB est établie en fonction du courant d'électrode du laser et du taux de retour optique.

MOTS-CLEFS : *diode laser, retour optique, largeur spectrale*

2. INTRODUCTION

Le comportement dynamique des diodes lasers soumises à un retour optique a fait l'objet de nombreuses études depuis des décennies [1–3]. Il existe une grande variété de comportements parmi lesquels le régime de perte de cohérence appelé 'coherence collapse' [3]. Les études portent aussi bien sur des aspects fondamentaux que sur les applications notamment dans le domaine des télécommunications optiques et des systèmes pour les télécommunications à longue distance. Dans ce contexte, les amplificateurs optiques de type EDFA (Erbium-doped fibre amplifier) sont un des composants clés. Les modules de pompes des EDFAs sont constitués d'une diode laser à 980 nm fibrée soumise à un retour optique provenant d'un réseau de Bragg photo-inscrit dans la fibre (Fibre Bragg Grating FBG). Le fonctionnement recherché pour un tel système est le régime de perte de cohérence afin de produire un spectre d'émission large favorable à de large bande passante pour les liaisons longue distance. A noter que le profil spectral du FBG est limité en longueur d'onde, ce qui produit un retour optique sélectif en fréquence. Les études sur les retours optiques sélectif en fréquence sont peu nombreuses [4], et notamment celles basées sur l'utilisation d'un FBG [5] ou celle visant à quantifier l'élargissement spectral au voisinage du régime de perte de cohérence.

Nous proposons ici une étude fondamentale consacrée à l'élargissement spectral d'une diode laser à 974 nm soumise à un retour optique sélectif en fréquence provenant d'un FBG. Il s'agit d'étudier les mécanismes de l'élargissement spectral plutôt que le comportement d'un système commercial. La mesure consiste en une analyse spectrale dans la gamme hyperfréquence des signaux électriques issus de la conversion des variations de l'intensité lumineuse de la diode laser par un photo-détecteur rapide. Ces mesures de RIN (Relative Intensity Noise) donnent accès à l'élargissement spectral en fonction du courant d'électrode du laser et du taux de retour optique.

3. MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE

La figure 1 présente le schéma expérimental. La diode laser utilisée dans ce travail est une diode laser à 974 nm (3S PHOTONICS) avec une puissance de 800mW. L'émission du laser est injectée dans un FBG à travers un atténuateur optique variable (VOA1). Une partie de l'émission du laser est réfléchiée par le FBG (3S PHOTONICS) et réinjectée dans la diode laser. Le VOA1 permet d'ajuster le taux de retour optique γ vers la diode laser. La sortie du FBG est couplée à un isolateur optique afin d'éviter les réflexions parasites. La sortie de l'isolateur est connectée à un deuxième

atténuateur optique variable (VOA2) puis à un coupleur 50/50 fin de contrôler la puissance lumineuse incidente sur les deux photo-détecteurs PD1 (12 GHz) et PD2 (5 GHz) afin d'éviter toute saturation. PD1 et PD2 convertissent les signaux optiques en signaux électriques qui sont ensuite analysés par un analyseur de spectre hyperfréquence de 8 GHz de bande passante. Les signaux temporels sont acquis par un oscilloscope numérique de 2,5 GHz de bande passante 20Gech/s. Le banc de mesure est piloté par un PC afin de faire varier le courant d'électrode et le taux de retour optique de façon automatique.

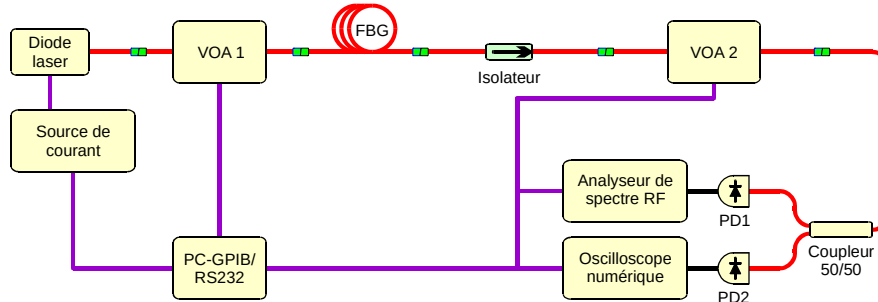


Fig. 1 : Schéma expérimental. VOA : Atténuateur optique variable. FBG : Réseau de Bragg fibré. PD : Photo-détecteur.

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans un premier temps, nous avons calibré le taux de retour optique γ du système en utilisant le FBG et le VOA1. Le FBG utilisé dans ce travail a un taux de réflexion de 15 %. Le VOA1 introduit au total une perte aller-retour de 3,6 dB ce qui limite le taux de retour optique γ maximal vers la diode laser à 6,5%. Le VOA1 permet de régler le taux de retour γ entre 0,5 % et 6,5 % par pas de 0.1 %. La figure 2(a) est un spectre RIN obtenu pour 1,5% et à 500 mA qui présente un spectre large s'étalant au-delà de 8 GHz, ce qui signifie une dynamique riche avec l'excitation de l'oscillation de relaxation et de ses harmoniques. Ce régime de la perte de cohérence est confirmé par l'observation à l'analyseur de spectre optique (régime IV de Tkach [3]). La figure 2(b) permet de représenter sous la forme d'une carte, l'évolution du spectre lorsque le courant d'électrode du laser varie entre 50 mA et 500 mA. Le code couleur est un 3^{ème} axe qui représente la puissance RF en dBm. La zone rouge indique une puissance élevée qui correspond au pic des oscillations de relaxation. Nous pouvons remarquer que la zone rouge se déplace vers les hautes fréquences lorsque le courant d'électrode augmente indiquant l'évolution de la fréquence des oscillations de relaxation en fonction du courant. Avec l'augmentation du courant, la puissance se répartit sur l'ensemble sur le spectre ce qui traduit l'élargissement de ce dernier.

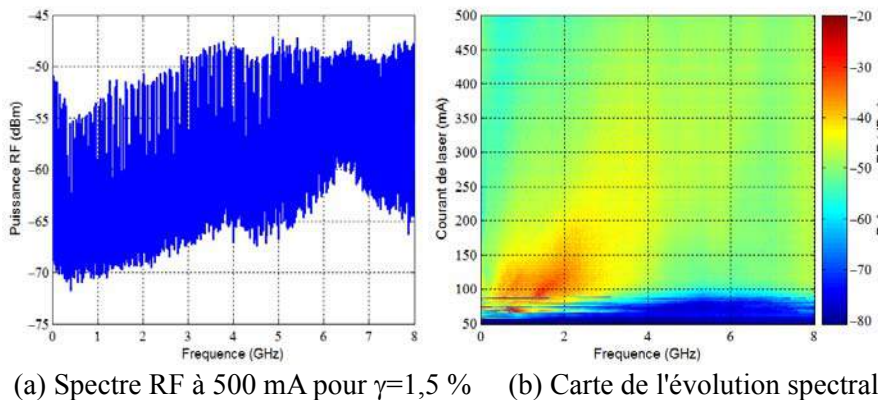


Fig. 2 : Spectres RF en fonction de courant de 50 mA à 500 mA avec un taux de retour optique de 1,5 %.

Afin de quantifier plus précisément l'élargissement spectral, nous avons mesuré la largeur spectrale à mi-hauteur du maximum (FWHM) de chaque spectre RIN pour chacun des taux de retour optique γ compris entre 0,5 % et 6,5% avec un pas de 0,5% et pour les courants compris entre 50A et 500mA par pas de 5 mA. Chacune de ces largeurs de raie est codée en couleur et est placée dans l'espace (γ , I) ce qui permet de tracer une carte de l'élargissement spectral (voir fig. 3). Le seuil laser est clairement représenté par un changement de couleur soudain entre 50 et 60 mA. À faible courant, le bleu domine, ce qui indique une largeur de raie inférieure à 1 GHz. Cette zone bleue correspond à la présence de fluctuations basse fréquence (Low frequency fluctuation basse fréquence) [6]. Cette carte montre clairement que le spectre s'élargit à la fois avec le courant I mais aussi avec le taux de retour optique γ . Le rouge foncé représente une largeur de raie à mi-hauteur de 8 GHz qui est la limite de l'analyseur de spectre RF. Des expériences complémentaires de cet élargissement spectral mesuré avec un OSA seront présentées ultérieurement.

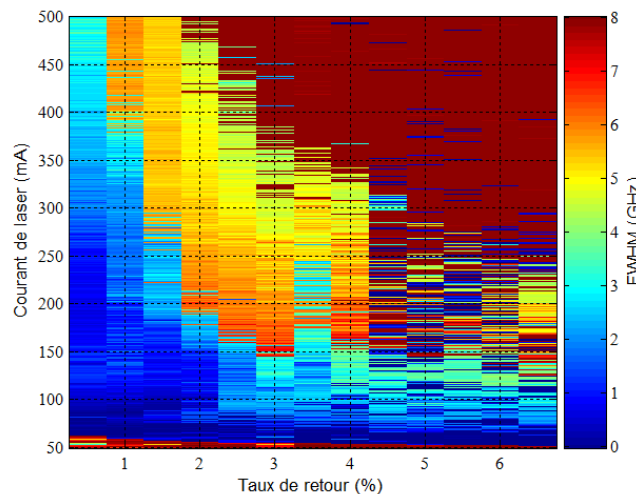


Fig. 3 : Cartographie de l'élargissement spectral RF en fonction du courant et du taux de retour optique.

5. CONCLUSION

Nous avons étudié l'élargissement spectral d'une diode laser soumise à un retour optique sélectif en fréquence issu d'un réseau de Bragg photo-inscrit dans une fibre. Nous avons démontré que le spectre RF s'élargit lorsque le courant d'électrode du laser et le taux de retour optique augmentent.

6. REFERENCES

- [1] 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.
- [2] J. Ohtsubo, "Semiconductor lasers", Springer Verlag, 2012.
- [3] R. Tkach, W. Chraplyvy, "Regimes of feedback effects in 1.5 μ m distributed feedback lasers", J. Lightwave Technol., vol. LT-4, 1986.
- [4] 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.
- [5] R. Badii, N. Matuschek, T. Pliska, J. Troger, B. Schmidt, "Dynamics of multimode diode lasers with strong, frequency selective optical feedback", Phys. Rev. E., vol. 68, 2003.
- [6] F. Baladi, M.-W. Lee, J.-R. Burie, M. A. Bettati, A. P.A. Fischer, and A. Boudrioua, „Map of the Low Frequency Fluctuations in a high-power Diode Laser submitted to a Filtered Optical Feedback from a Fiber Bragg Grating“, International Symposium on Physics and Applications of Laser Dynamics 2013Télécom ParisTech, Paris (France), 29 - 31 October 2013

LA TECHNOLOGIE SWIFTS DONNE UNE NOUVELLE DIMENSION AUX CAPTEURS PAR FIBRE DE BRAGG

Mikhaël de Mengin¹, Olivier Coutant², Fabrice Thomas^{1,3}, Guillermo Martin¹, Etienne le Coarer¹

¹ Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, Université Joseph Fourier - CNRS, Domaine Universitaire, Grenoble, F-38041, France

² Institut des Sciences de la Terre, Université Joseph Fourier - CNRS, Domaine Universitaire, Grenoble, F-38041, France

³ Resolution Spectra Systems, 13 chemin du Vieux Chêne, Meylan, F-38240, France

mikhael.demenginpoirier@obs.ujf-grenoble.fr

RÉSUMÉ

SWIFTS pour Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer, est un concept de spectromètre s'appuyant sur l'optique intégrée pour proposer un système de mesure compact et très haute résolution. Il combine une technique d'interférométrie développée par Gabriel Lippmann avec des technologies de microélectroniques actuelles. La technologie SWIFTS sera ici utilisée en lieu et place d'un interrogateur de fibre de Bragg. En combinant ce spectromètre avec des fibres de Bragg très sensibles, tel qu'une cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg d'une longueur de 15 mm, permettra de mesurer des variations de température et de déformation très précises. Nous présentons la première utilisation d'un tel spectromètre de Fourier associé à des capteurs de Bragg pour mesurer les déformations liées au phénomène de la marée terrestre. Les mesures effectuées donnent des précisions de l'ordre de la dizaine de nanostrain ($10 \cdot 10^{-9} \epsilon$).

MOTS-CLEFS : *Capteur par fibre optique ; Fibre de Bragg ; Spectrométrie haute résolution ; Capteur de déformation.*

1. INTRODUCTION

Les fibres de Bragg (FBGs) sont des capteurs de température et de contrainte bien connus. Ils trouvent de nombreuses applications dans des domaines scientifiques variés tels que la surveillance de structure, la sûreté des centrales nucléaires ou la géophysique [1]–[3]. Cependant malgré des développements prometteurs, les FBGs n'ont jamais atteint la sensibilité nécessaire pour l'observation en science de la terre. En effet, la capacité à détecter des signaux de l'ordre de quelques nano-déformation serait d'un grand intérêt pour surveiller et modéliser les processus volcaniques.

Par ailleurs, la spectroscopie à haute résolution connaît un renouveau avec la redécouverte du phénomène d'onde stationnaire que l'on obtient à l'intérieur d'un guide d'onde lorsqu'on fait interagir une onde propagative avec son homologue contra-propagative réfléchi sur un miroir en bout de guide. SWIFTS pour Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer [4], est un concept de spectromètre s'appuyant sur l'optique intégrée pour proposer un procédé de mesure très compact et très haute résolution par rapport aux instruments de spectrométrie actuels.

Le spectromètre ZOOM Spectra [5] commercialisé par Resolution Spectra Systems et utilisant la technologie SWIFTS, combine une technique d'interférométrie développée par Gabriel Lippmann [6] avec les technologies microélectroniques actuelles. Le ZOOM est composé d'un guide d'onde rectangulaire dans lequel une onde vient interférer avec elle-même en disposant un miroir en bout de guide, il s'agit alors de l'effet Lippmann (SWIFTS Lippmann). L'interférogramme ainsi obtenu, qui présente des périodes typiques de l'ordre de $\lambda/2n$ où n est l'indice du guide et λ la longueur d'onde, est alors échantillonné par des nano-plots d'or répartis le long de la surface du

guide pour ensuite être traité par transformée de Fourier, afin d'en déduire l'intensité en fonction des longueurs d'onde qui composent le rayonnement incident.

En combinant ces deux technologies, nous proposons d'utiliser le SWIFTS comme un interrogateur de fibre de Bragg très sensible. Nous avons installé ce système sur le terrain au Laboratoire Souterrain à Bas Bruits (LSBB) pour détecter une déformation cyclique permanente : la marée terrestre. Nous présentons ici les premiers résultats obtenus.

2. L'ETUDE DES FIBRE DE BRAGG PAR LA HAUTE RESOLUTION

Un réseau de Bragg agit comme un miroir à une longueur d'onde particulière qui dépend du pas de ce réseau. Ainsi, il peut être utilisé comme un capteur de déformation lorsqu'on l'éclaire avec une source large bande telle qu'une, et que l'on mesure le décalage précis de la longueur d'onde réfléchie avec un ZOOM Spectra. Lorsque le pas du réseau est modifié par une dilatation ou une compression de la fibre, la longueur d'onde se décale en conséquence. De plus, la résolution de l'interrogateur est très utile pour améliorer la précision de la déformation mesurée.

Pour améliorer encore la précision de la mesure, une cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg (GFPC) a été utilisée. Cette cavité Fabry-Perot est créée par deux réseaux de Bragg à la même longueur d'onde inscrit à 2 cm l'un de l'autre dans la fibre. Le ZOOM Spectra possède la résolution suffisante pour résoudre la modulation interne avec une période de 0.012 nm (cf. Fig. 1).

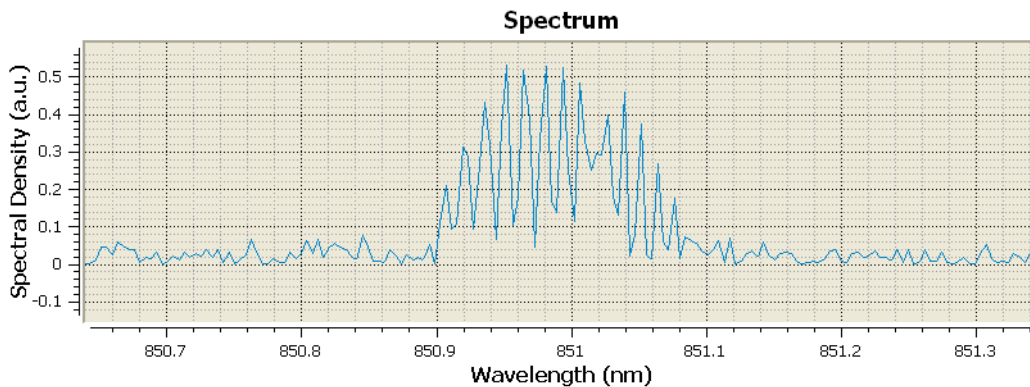


Fig. 1 : Spectre mesuré d'un GFPC par un ZOOM Spectra présentant la technologie SWIFTS

La présence de cette petite modulation nous permet de déterminer précisément la position de l'enveloppe et d'en déduire la déformation appliquée avec une précision 10 fois plus importante que lorsqu'on utilise un réseau de Bragg standard.

3. RESULTATS DE LA CAMPAGNE DE MESURE A RUSTREL : UNE ESTIMATION DE LA MARREE TERRESTRE

Pour valider notre précision de mesure, nous avons choisis d'installer notre système de mesure dans une galerie du LSBB pour détecter les déformations engendrées par la marée terrestre. Nous avons installé un GFPC tendu entre deux tiges de silice espacées de 17 cm et couplées à la paroi rocheuse (cf. Fig. 3). Pour décorréler les variations de température des variations de déformation, nous avons utilisé une fibre de référence contenant un deuxième GFPC qui suit le même chemin que la première mais qui ne sera pas tendue.

Sur une durée de 50 jours de mesure, nous avons obtenus d'excellents résultats après correction de la température. La comparaison avec les marées théoriques simulées par le logiciel Gotic2 donne un coefficient de corrélation verticale de 0,84.

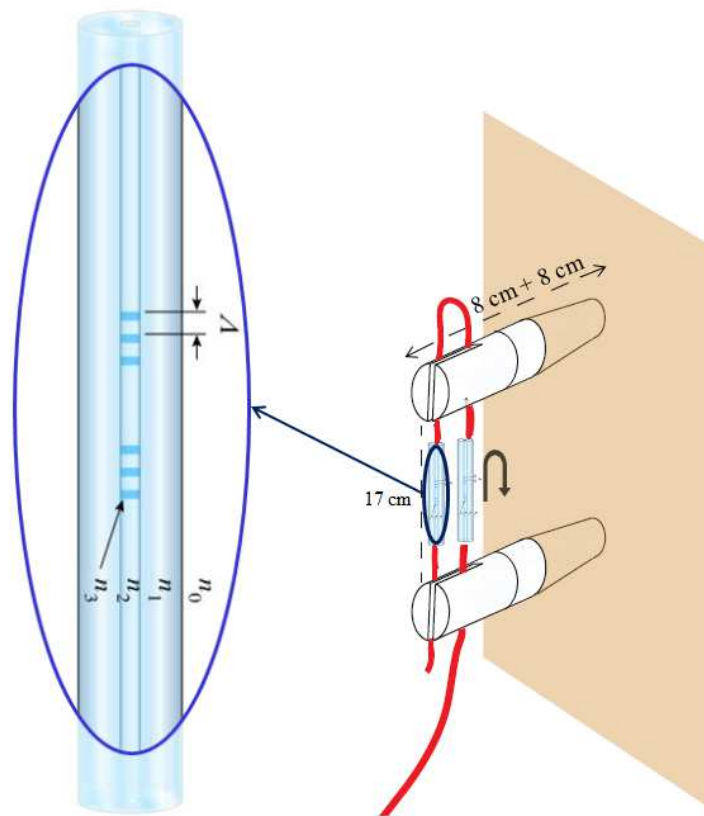


Fig. 3 : Installation d'un GFPC tendu entre deux tiges de silice dans une galerie du LSBB

CONCLUSION

Lors de cette expérience, nous avons détecté avec succès la marée terrestre avec des amplitudes d'environ 20 nε. L'association du concept de SWIFTS et des fibres de Bragg se révèle très prometteuses permettant aussi la détection de phénomènes géophysiques tel que le séisme du Chili du 1^{er} avril 2014. Ce capteur devrait être installé au Piton de la Fournaise à la Réunion pour le suivi des précurseurs éruptifs.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Ali-Alvarez, P. Ferdinand, S. Magne, et R. P. Nogueira, « Corrosion detection and evolution monitoring in reinforced concrete structures by the use of fiber Bragg grating sensor », présenté à Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 2013, vol. 8692.
- [2] P. Ferdinand, S. Magne, et G. Laffont, « Optical fiber sensors to improve the safety of nuclear power plants », 2013, vol. 8924.
- [3] V. Dewynter, S. Rougeault, J. Boussoir, N. Roussel, P. Ferdinand, et Y. Wileveau, « Instrumentation of borehole with fiber Bragg grating thermal probes: study of the geothermic behaviour of rocks », 2005, vol. 5855, p. 1016-1019.
- [4] E. Le Coarer, S. Blaize, P. Benech, I. Stefanon, A. Morand, G. Léronnel, G. Leblond, P. Kern, J. M. Fedeli, et P. Royer, « Wavelength-scale stationary-wave integrated Fourier-transform spectrometry », Nature Photonics, vol. 1, no 8, p. 473–478, 2007.
- [5] C. Bonneville, F. Thomas, M. de Mengin Poirier, E. Le Coarer, P. Benech, T. Gonthiez, A. Morand, O. Coutant, E. Morino, R. Puget, et B. Martin, « SWIFTS: a groundbreaking integrated technology for high-performance spectroscopy and optical sensors », 2013, vol. 8616.
- [6] G. Lippmann, « Sur la théorie de la photographie des couleurs simples et composées par la méthode interférentielle », J. Phys. Theor. Appl., vol. 3, no 1, p. 97107, 1894.

ANISOTROPIE STRUCTURELLE INDUITE PAR L'ÉTIRAGE À CHAUD D'UNE PRÉFORME EN SILICE PURE – ÉTUDE PAR DYNAMIQUE MOLECULAIRE ET PAR SPECTROMÉTRIE RAMAN

Xavier Bidault¹, Stéphane Chaussedent¹,
Wilfried Blanc², Daniel R. Neuville³

¹ Laboratoire de Photonique d'Angers (LPhA) – UPRES EA 4464,
Université d'Angers, 2 Bd Lavoisier 49045 ANGERS Cedex 01, France

² Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (LPMC) – UMR 7336, CNRS,
Université de Nice-Sophia Antipolis, Parc Valrose 06100 NICE Cedex 2, France

³ Institut de Physique du Globe de Paris, CNRS, 1 rue Jussieu, 75005 PARIS, France

xavier.bidault@univ-angers.fr

RÉSUMÉ

Cette étude révèle un nouvel aspect sur la structure de la silice à l'échelle nanométrique. L'orientation acquise par les petits anneaux $\{\text{Si-O}\}_n$ pour $n \leq 5$ suite à l'étirage à chaud persiste à froid et induit une anisotropie structurelle dont la forme « isotropie transverse » est vérifiée par spectrométrie Raman.

MOTS-CLEFS : *anisotropie ; étirage ; dynamique moléculaire ; Raman.*

1. INTRODUCTION

La silice (SiO_2), principal verre utilisé pour la réalisation de fibre optique, est constitué de tétraèdres SiO_4 (1 Silicium entouré de 4 Oxygène). Ces tétraèdres sont reliés entre eux par les Oxygène et forment un réseau tridimensionnel d'anneaux $\{\text{Si-O}\}_n$ dont la taille « n » varie entre 3 et 12.

L'étirage à chaud d'une préforme (typiquement à 2000°C dans le cas d'un matériau à base de silice) est une étape commune à la plupart des procédés qui consiste à obtenir des fibres optiques. Il s'agit d'une étape importante dans le procédé de fabrication car les conditions d'étirage influencent les propriétés finales de la fibre optique (profil d'indice de réfraction, contraintes résiduelles...). Expérimentalement, les modifications apportées par cette étape se manifestent par une altération du profil de température fictive[1], traduisant une modification de la structure du verre à l'échelle nanométrique.

De nombreuses études, expérimentales ou par simulation, traitent des verres de silice pure à température ambiante et des effets d'une traction[2] ou d'un cisaillement[3]. Des contraintes résiduelles[4] ont ainsi été mises en évidence et s'expliquent par une reconstruction des liaisons inter-tétraèdres Si-O-Si dont la direction persiste à être alignée avec celle de la déformation imposée initialement.

Pour compléter ces données acquises à température ambiante, nous proposons ici d'étudier l'étirage à chaud d'une préforme en silice pure et d'observer les effets de cette déformation sur sa structure à l'échelle nanométrique. Les résultats obtenus par dynamique moléculaire (DM) révèlent que les petits anneaux $\{\text{Si-O}\}_n$ pour $n \leq 5$ gardent une orientation persistante, conduisant à une anisotropie structurelle dont le type est vérifié par spectrométrie Raman.

2. ANISOTROPIE DUE A L'ORIENTATION PERSISTANTE DES PETITS ANNEAUX

La déformation à chaud d'un élément de volume situé au cœur d'une préforme en silice pure est modélisée par la technique de la dynamique moléculaire (DM). Chaque anneau $\{\text{Si-O}\}_n$ pour $n \leq 6$ est analysé en déterminant le vecteur unitaire $\vec{n}$ perpendiculaire à sa surface moyenne, comme schématisé dans la Figure 1a. Ce vecteur est ensuite projeté sur l'axe de traction, ici l'axe y , pour obtenir une valeur $n_y \in [0, 1]$ caractérisant l'orientation de l'anneau par rapport à la direction de l'étirage. Par exemple, $n_y = 1$ signifie que l'anneau est perpendiculaire à l'axe de traction. La distribution de n_y est uniforme pour un matériau isotrope.

L'évolution de l'orientation des anneaux à 3 Silicium pendant l'étirage à chaud est représentée dans la Figure 1b. La distribution initiale (points/segment noirs) est pratiquement uniforme : toutes les orientations sont équiprobables dans la préforme. Lors de l'étirage à chaud (triangles/segments rouges, puis violets, puis bleus), ces petits anneaux ont tendance à s'orienter perpendiculairement à l'axe de traction. Une fois toutes les contraintes levées et que la fibre est ramenée à la température ambiante, cette orientation privilégiée persiste (triangles/segment verts). Il en est de même (non montré ici) pour les anneaux à 4 et 5 Silicium, mais pas pour les anneaux à 6 Silicium qui retrouvent une distribution d'orientation uniforme dans la fibre. Cette orientation persistante des petits anneaux conduit à une anisotropie structurale du type « isotropie transverse ».

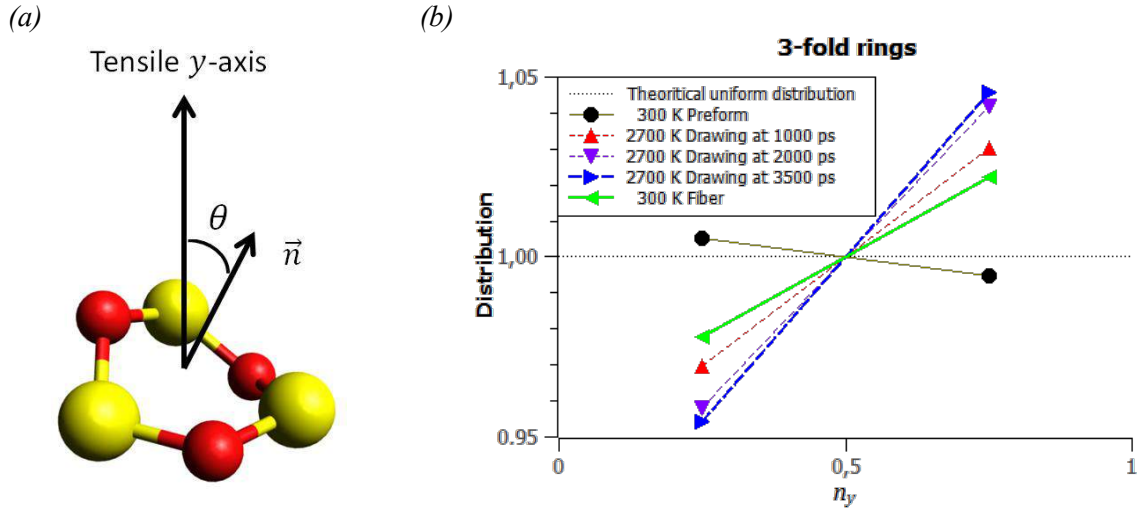


FIG. 1. (a) : vecteur unitaire $\vec{n}$ perpendiculaire à la surface moyenne d'un anneau à 3 Silicium (jaune : Silicium; rouge : Oxygène); (b) la projection n_y de $\vec{n}$ sur l'axe de traction est simplement discriminée comme étant inférieure ou supérieure à 0,5, c'est-à-dire avec une tendance pour la surface moyenne de l'anneau à être respectivement parallèle ou perpendiculaire à la direction de l'étirage.

Plus le segment est incliné, plus l'anisotropie est marquée.

3. CARACTERISATION DE L'ANISOTROPIE PAR SPECTROMETRIE RAMAN

Les résultats obtenus par DM sont confrontés aux spectres Raman polarisés VV (Figure 2) réalisés sur une fibre de 1 mm de diamètre formée suite à l'étirage d'une préforme de 1 cm de diamètre provenant d'un barreau de Suprasil F300 refermé sur un banc MCVD. La même zone du bord de la fibre est sondée longitudinalement puis transversalement. L'observation la plus facile concerne la bande D1 (495 cm^{-1}), relative aux anneaux à 4 Silicium. Cette bande est décalée vers des fréquences plus petites en configuration transversale (courbe bleue) par rapport à la configuration longitudinale (courbe rouge). La même tendance peut être observée sur la bande D2

(605 cm^{-1}), relative aux anneaux à 3 Silicium, où la courbe « VV Transversal » est systématiquement décalée entre 580 et 620 cm^{-1} vers des fréquences plus petites par rapport à la courbe « VV Longitudinal ». De même, la fréquence moyenne de la bande R (autour de 440 cm^{-1}), relative aux anneaux à 5 Silicium et plus, est plus basse pour la courbe « VV Transversal » que pour la courbe « VV Longitudinal ». Une déconvolution classique des spectres chiffre ces décalages de 0,7 à 0,9 cm^{-1} . Ces observations sont en accord avec l'anisotropie structurale créée par l'orientation persistante des anneaux à 3, 4 et 5 Silicium, comme mis en évidence à la fin de la simulation du processus d'étirage, et confirme la forme du type « isotropie transverse ».

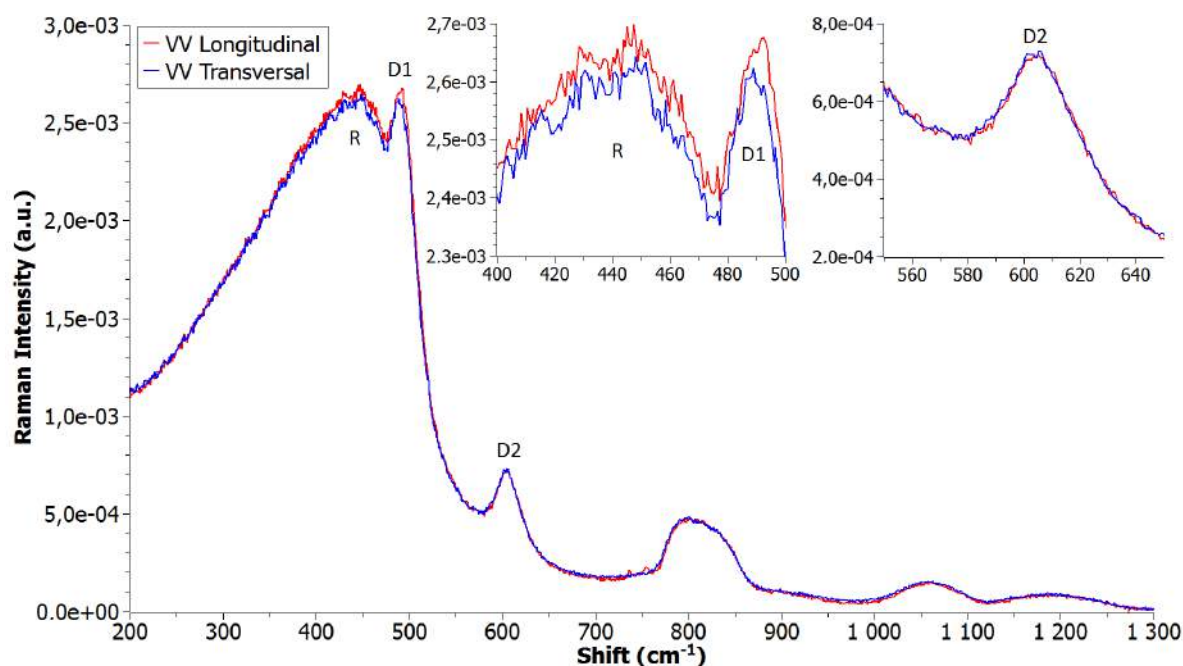


FIG. 2. Spectres Raman polarisés VV, normalisés à l'aire, réalisés sur une fibre de 1 mm de diamètre, sondée longitudinalement (rouge), puis transversalement (bleu). Encarts : zooms sur les bandes R et D1 (gauche), et D2 (droite). Les spectres Raman ont été mesurés l'un après l'autre, dans les mêmes conditions.

4. CONCLUSION

Une anisotropie du type « isotropie transverse » dans les fibres en silice pure a été mise en évidence par DM et par spectrométrie Raman. Elle est due à l'orientation des petits anneaux $(\text{Si-O})_n$ pour $n \leq 5$, dont la surface moyenne tend à rester perpendiculaire à la direction d'étirage de la préforme.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Lancry, E. Régner, et B. Poumellec, « Fictive temperature in silica-based glasses and its application to optical fiber manufacturing », *Prog. Mater. Sci.*, vol. 57, n° 1, p. 63-94, janv. 2012.
- [2] A. Pedone, G. Malavasi, M. C. Menziani, U. Segre, et A. N. Cormack, « Molecular Dynamics Studies of Stress-Strain Behavior of Silica Glass under a Tensile Load », *Chem. Mater.*, vol. 20, n° 13, p. 4356-4366, juill. 2008.
- [3] C. L. Rountree, D. Vandembroucq, M. Talamali, E. Bouchaud, et S. Roux, « Plasticity-Induced Structural Anisotropy of Silica Glass », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, n° 19, p. 195501, mai 2009.
- [4] T. Sato, N. Funamori, et T. Yagi, « Differential strain and residual anisotropy in silica glass », *J. Appl. Phys.*, vol. 114, n° 10, p. 103509, sept. 2013.

MESURES SIMULTANÉES DES DÉFORMATIONS AXIALES ET RADIALES AU SEIN DES MATÉRIAUX

Romain Guyard¹, Dominique Leduc¹, Yann Lecieux¹ et Cyril Lupi¹

¹ Institut de Génie Civil et de Mécanique (GeM), l'UNAM Université, Université de Nantes, UMR CNRS 6183, 2 rue de la houssinière, 44322 NANTES, France

Romain.Guyard@univ-nantes.fr

RÉSUMÉ

Dans cet article nous proposons une architecture de capteur à fibre optique associant un réseau de Bragg (FBG) et un réseau longue période (LPG), capable de mesurer simultanément les déformations axiales et radiales au cœur d'un matériau et évaluons ses performances.

MOTS-CLEFS : Capteurs de déformation; Réseaux de Bragg ; Réseaux longue période.

1. INTRODUCTION : CONTEXTE ET OBJECTIFS

Les réseaux de Bragg fibrés ont aujourd'hui largement fait leurs preuves en tant que capteurs de déformation lorsqu'ils sont collés en surface. Leur utilisation est plus délicate lorsqu'ils sont enfouis. En effet, dans ce cas ils ne sont pas libres de se déformer radialement du fait du couplage mécanique avec le matériau hôte. Du coup, le problème comporte plusieurs déformations inconnues. Lorsque la déformation radiale est isotrope, configuration dans laquelle nous nous placerons pour tout le reste de l'article, il y a deux inconnues : la déformation radiale et la déformation axiale. Cela implique que la mesure du décalage de la longueur d'onde de Bragg d'un seul réseau n'est pas suffisante, une seconde mesure est nécessaire.

Récemment, il a été proposé d'associer un FBG et un LPG pour accomplir cette tâche[1]. Dans ce papier, nous validons cette proposition et présentons un dimensionnement du capteur permettant de remplir le cahier des charges suivants : a) mesurer simultanément et au même endroit la déformation radiale et la déformation axiale ; b) présenter des performances vis à vis de la déformation axiale comparables à celles d'un FBG collé en surface ; c) ne présenter que deux modes de résonance dans la bande de longueur d'onde [1400 nm ; 1600 nm], un pour le FBG et un pour le LPG avec un coefficient de couplage $> 0,8 \mu\text{m}^{-1}$; d) ne pas être trop sensible aux courbures et d) avoir un comportement linéaire dans la gamme de déformation $\pm 5000 \mu\epsilon$.

2. ARCHITECTURE DU CAPTEUR

La géométrie du capteur est illustrée en figure 1. C'est une fibre optique double gaines à saut d'indice. Elle comporte un cœur de rayon a_1 et d'indice n_1 , une première gaine de rayon a_2 et d'indice n_2 et une gaine externe de rayon a_3 et indice n_3 . Toutes ces quantités sont des paramètres du modèle. Afin de garder une structure proche des fibres classiques, on choisit de fixer a_1 et n_1 aux mêmes valeurs que celles d'une fibre de type SMF28, soit $a_1 = 4,2 \mu\text{m}$ et $n_1 = 1,449588$ à 1550 nm de longueur d'onde, la variation de l'indice avec la longueur d'onde suivant une loi de Sellmeier [2]. Le saut d'indice entre le cœur et la gaine interne est lui aussi fixé à sa valeur classique : $n_1 = 1,0036 n_2$ pour toute longueur d'onde. Pour calculer les modes de gaine, on utilise l'approximation habituelle qui consiste à assimiler la gaine externe à un milieu semi-infini. Cette approximation tient tant que les modes de gaine décroissent rapidement dans la gaine interne de façon à ne pas voir la frontière entre la gaine externe et le milieu extérieur. En pratique, nos simulations ont montré qu'il suffisait que $a_3 = a_2 + 15 \mu\text{m}$ pour que cette condition soit remplie. Finalement, les seuls paramètres opto-géométriques libres sont a_2 et n_3 .

Dans le cœur de la fibre sont superposés un FBG et un LPG. Il est tout à fait possible de photoinscrire ce genre de structure, comme l'a démontré S. Triollet [3]. Le FBG réfléchit le mode de cœur

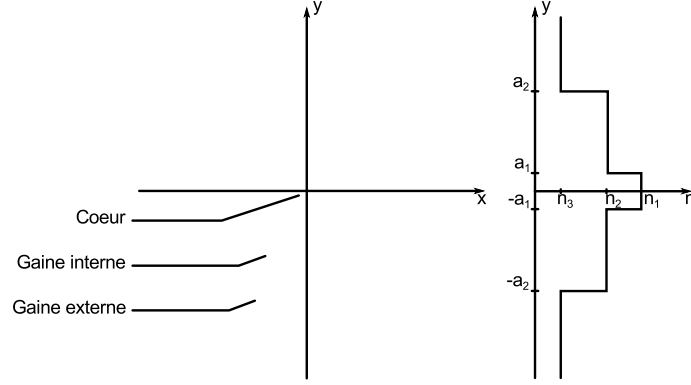


FIGURE 1: Géométrie de la fibre optique et son profil d'indice associé.

incident à la longueur d'onde de Bragg λ_B faisant apparaître, en transmission, un creux centré en λ_B :

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}^c(a_i, n_i, \lambda_B) \Lambda_B \quad (1)$$

où n_{eff}^c est l'indice effectif du mode de cœur et Λ_B le pas du réseau de Bragg. Le LPG, quant à lui, couple le mode de cœur à plusieurs modes de gaine. Il y a apparition dans le spectre transmis, d'une multitude de résonances centrées aux différentes longueurs d'onde λ_{LPG}^m :

$$\lambda_{LPG}^m = [n_{\text{eff}}^c(a_i, n_i, \lambda_{LPG}) - n_{\text{eff}}^m(a_i, n_i, \lambda_{LPG})] \Lambda_{LPG} \quad (2)$$

où n_{eff}^m est l'indice effectif du m^{ieme} mode de gaine couplé, solution de l'équation caractéristique des modes de gaine et Λ_{LPG} est le pas du LPG. On fixe la longueur d'onde de Bragg du FBG à 1579 nm, ce qui fixe son pas à 546 nm. Le pas du LPG est quant à lui un paramètre libre du modèle.

3. DIMENSIONNEMENT DU CAPTEUR

Pour déterminer une architecture satisfaisant le cahier des charges on commence par se donner un ensemble de paramètres $\{a_2, n_3, \Lambda_{LPG}\}$ et on résout les équations des modes guidés pour le mode de cœur et les modes de gaine [4], ce qui donne n_{eff}^c et n_{eff}^m . S'il existe plusieurs modes de gaine dont les longueurs d'onde de résonance, données par l'équation (2), sont dans l'intervalle [1400 nm ; 1600 nm], on modifie les paramètres d'entrée. Sinon, on applique une déformation radiale ϵ_r et une déformation axiale ϵ_z à la fibre ce qui induit une variation des rayons : $a_i = a_{i0}(1 + \epsilon_r)$, des pas : $\Lambda = \Lambda_0(1 + \epsilon_z)$, et des indices par effet photo-élastique :

$$n_i(\lambda) = n_{i0}(\lambda) - \frac{n_{i0}^3(\lambda)}{2} [p_{12}\epsilon_z + (p_{11} + p_{12})\epsilon_r] \quad (3)$$

où les quantités affectées d'un indice 0 correspondent aux valeurs des paramètres lorsque le capteur est au repos. On résout alors à nouveau les équations des modes guidés pour trouver les nouveaux indices et les nouvelles longueurs d'onde résonantes pour le FBG et le LPG. On réitère cette opération pour différentes déformations et on sélectionne les configurations où les réseaux se comportent très différemment pour assurer une bonne discrimination des deux déformations inconnues.

Finalement, la configuration retenue est la suivante : $a_2 = 32,9 \mu\text{m}$, $n_3 = 0,95n_2$ et $\Lambda_{LPG} = 330,9 \mu\text{m}$. La résonance du LPG est centrée en $\lambda_{LPG} = 1,451 \mu\text{m}$, elle correspond au couplage du 5^{ieme} mode de gaine. La figure 2a présente les variations des longueurs d'onde résonantes pour le FBG et le LPG dans cette structure. Comme on peut le voir, les deux réseaux se comportent de façon vraiment différentes. La sensibilité du FBG à la déformation radiale est $-0,603 \text{ pm}/\mu\epsilon$ tandis que celle du LPG est de $a_{2r} = -2,096 \text{ pm}/\mu\epsilon$. La sensibilité du FBG à la déformation axiale est $1,163 \text{ pm}/\mu\epsilon$ et celle du LPG de $0,534 \text{ pm}/\mu\epsilon$. À partir de ces valeurs, et en considérant que la précision de la mesure en longueur

d'onde est de 1 pm, alors on peut conclure [1] que la plus petite déformation mesurable est de l'ordre de $1 \mu\epsilon$, de même que l'incertitude sur ϵ_r et ϵ_z . On retrouve là les performances typiques d'un réseau de Bragg utilisé de façon classique. On peut donc dire que la structure proposée est satisfaisante en terme de performances. Elle l'est aussi en terme de linéarité de la réponse du capteur et en force de couplage du mode de gaine résonant avec le LPG comme en atteste la figure 2b.

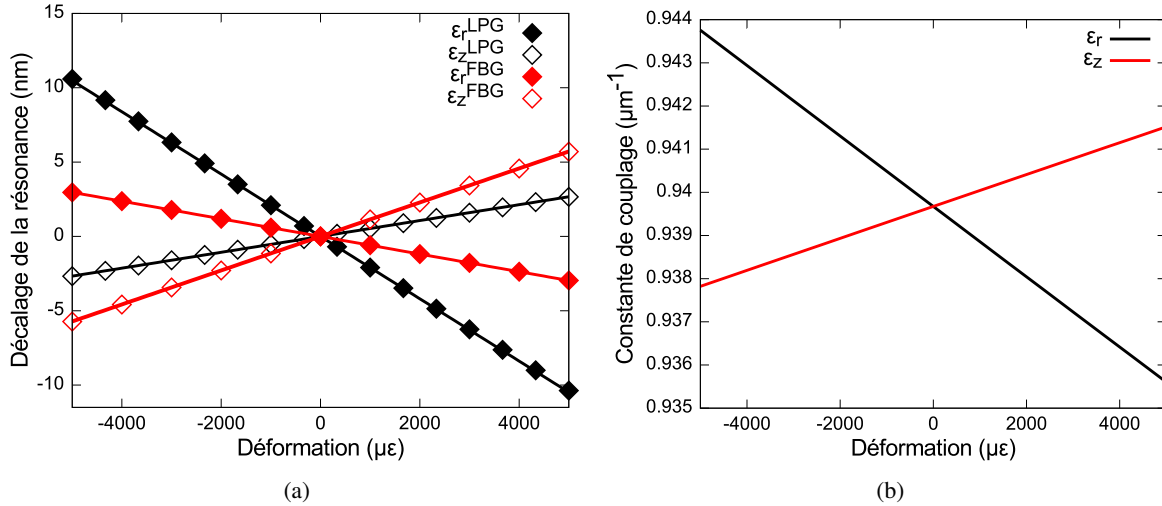


FIGURE 2: Décalages des résonances des réseaux FBG et LPG (a) et du coefficient de couplage du mode de gaine résonant (b) en fonction des déformations radiale ϵ_r et axiale ϵ_z .

Il se pose maintenant le problème de la courbure. En effet, contrairement au FBG, le LPG est très sensible à ce phénomène, notamment à cause de la déformation des modes de gaine se propageant dans la courbure qui entraîne une atténuation des résonances du réseau ainsi que l'apparition de nouvelles résonances dans le spectre transmis. Pour étudier la configuration retenue vis à vis de la courbure, nous avons effectué des simulations par éléments finis à l'aide du logiciel Comsol, et calculé la dégradation des modes en fonction de la courbure. Il apparaît que le mode de gaine est stable tant que la courbure est supérieure à 10 cm.

4. CONCLUSION

Tout au long de cet article nous avons démontré la faisabilité d'un capteur à fibre optique permettant de mesurer simultanément les déformations axiale et radiales au cœur d'un matériau. Nous avons montré qu'un dimensionnement approprié de la géométrie du capteur et des caractéristiques des réseaux le constituant permettait d'obtenir une précision comparable aux capteurs en surface. Il reste maintenant à optimiser la structure pour la rendre plus robuste vis à vis des effets des micro-courbures dues, par exemple, à des hétérogénéités dans le matériau instrumenté.

5. RÉFÉRENCES

- [1] D. Leduc, Y. Lecieux, P.-A. Morvan, and C. Lupi. Architecture of optical fiber sensor for the simultaneous measurement of axial and radial strains. *Smart Material Structures*, 22(7) :075002, July 2013.
- [2] V. Bhatia. *Properties and sensing applications of long-period gratings*. PhD thesis, Virginia Tech. Blackburg, 1996.
- [3] S. Triollet, L. Robert, E. Marin, and Y. Ouerdane. Discriminated measures of strain and temperature in metallic specimen with embedded superimposed long and short fibre bragg gratings. *Measurement Science and Technology*, 22 :015202, 2011.
- [4] T. Erdogan. Cladding-mode resonances in short-and long-period fiber grating filters. *Journal of the Optical Society of America A*, 14(8) :1760–1773, 1997.

REALISATION DE GUIDES D'ONDES MONOMODES A $\lambda = 405$ NM PAR ECHANGE D'IONS Tl^+ / Na^+ SUR VERRE SILICATE

Elodie Jordan¹, Fabien Geoffray¹, Aude Bouchard¹, Grégory Grosa¹, Elise Ghibaudo¹,
Jean-Emmanuel Broquin¹

¹ Laboratoire IMEP-LAHC, 3 parvis Louis Néel, 38016 Grenoble Cedex 1, France

elodie.jordan@imep.grenoble-inp.fr

RESUME

Cet article présente les premiers travaux menés pour obtenir un guidage de la lumière à la longueur d'onde de 405 nm, via une technologie d'échange d'ions dans un verre dédié. Des guides réalisés par un échange Tl^+/Na^+ permettent d'obtenir des guides d'ondes monomodes à 405 nm, avec une largeur de mode horizontale et verticale respectives de $(1,63 \pm 0,2) \mu m$ et $(0,94 \pm 0,2) \mu m$. Les pertes par propagation pour cette première réalisation ont été évaluées à $(9,2 \pm 1,2)$ dB/cm. Les perspectives de ce travail visent à diminuer ces pertes afin d'envisager des applications dans le domaine des capteurs.

MOTS-CLEFS : *optique intégrée sur verre; échange d'ions au thallium; guidage dans le visible.*

1. INTRODUCTION

Depuis plus de trente ans, la technologie d'échange d'ions sur verre a été utilisée avec succès pour fabriquer des dispositifs à faible pertes en optique intégrée [1]. Les télécommunications ont longtemps été le moteur principal des recherches, impliquant des développements dans l'infra-rouge proche [2]. Cependant, des applications concernant les capteurs ou le médical sont en train d'émerger. Ainsi, un projet visant à élargir la largeur spectrale d'un spectromètre réalisé en optique intégrée sur verre et fonctionnant dans l'infrarouge est en cours [3]. La plupart des molécules analysées présentant des bandes d'absorption dans cette gamme, la réalisation de guides d'ondes, fonctionnant dans les longueurs d'ondes du visible, est un enjeu majeur du moment. Des procédés de réalisation dans des matériaux polymères ont ainsi été reportés pour cette gamme de longueur d'onde [4]. L'IMEP-LAHC cherche, pour sa part, à exploiter les avantages de la technologie sur verre pour réaliser des composants travaillant sur de telles plages spectrales. Ainsi, des structures conçues pour une longueur d'onde de travail de 800 nm ont déjà été développées via cette technologie [5]. La réalisation de guides d'ondes à la longueur de 405 nm permettrait donc de compléter la gamme de fonctionnement dans le visible.

Les procédés classiques d'échanges à l'argent ont prouvé leur intérêt grâce aux très faibles pertes induites dans l'infra-rouge [2]. Cependant, l'absorption des ions Ag^+ dans le domaine du visible limite fortement leur pertinence pour les applications de type capteur. L'IMEP-LAHC travaille depuis plus de quinze ans sur une technologie de rupture basée sur des échanges au thallium. Un verre dédié a ainsi été développé et une première réalisation de guides est proposée dans cet article. Les différentes étapes technologiques sont tout d'abord présentées puis la caractérisation des guides est proposée. L'article se conclut sur les perspectives de ce travail.

2. REALISATION

La technologie de l'échange d'ions a l'avantage de fournir des guides d'ondes de bonne qualité, à un coût limité. Ils possèdent une bonne stabilité thermique et mécanique, et présentent un couplage efficace avec les fibres optiques grâce à des indices de réfraction très proches. Le principe de l'échange d'ions est de créer localement une variation d'indice de réfraction en échangeant des

ions contenus dans la matrice vitreuse par des ions ayant une différence de polarisabilité ou de volume [6].

Le thallium, bien que toxique, a été choisi pour l'absence de précipités métalliques et pour la possibilité d'obtenir une forte variation d'indice de l'ordre de 10^{-1} [7]. De plus, l'IMEP-LAHC possède une installation dédiée à ces manipulations délicates. Afin d'obtenir le bon confinement, nous avons choisi de faire un échange Tl^+/Na^+ pour obtenir un contraste d'indice important, bien que la grande différence de rayon ionique entre l'ion thallium et l'ion sodium puisse introduire des contraintes dans la matrice vitreuse. Le substrat utilisé est un verre développé par l'IMEP-LAHC et Saint-Gobain spécialement conçu pour l'échange d'ions au thallium.

Après avoir déposé un masque d' Al_2O_3 à la surface du substrat et ouvert des fenêtres de diffusion par photolithographie, le verre est plongé pendant 20 min dans un bain de sels de nitrates contenant 50% de $TlNO_3$ et chauffé à $300^\circ C$. Enfin, avant de passer aux étapes de caractérisation, les arêtes d'entrées et de sortie sont découpées et polies.

3. CARACTERISATIONS

La distribution d'intensité sur la facette de sortie a été imagée pour des ouvertures de masque allant de $0,5 \mu m$ à $10 \mu m$. Un comportement monomode a été observé pour une ouverture de guide de $0,5 \mu m$. L'injection de la lumière se fait via une source laser Thorlabs S1FC405 émettant à $\lambda = 405 nm$ couplée dans une fibre optique Thorlabs SM400 monomode à $\lambda = 405 nm$. L'arête de sortie est imagée sur un capteur CMOS, grâce à un objectif de microscope ayant un grossissement $\times 50$. La Fig. 1.a montre le profil modal obtenu pour le guide présentant la meilleure transmission à la longueur d'onde de $405 nm$. Celui-ci présente une largeur à $1/e^2$ de mode horizontale de $(1,63 \pm 0,2) \mu m$ et une largeur à $1/e^2$ de mode verticale de $(0,94 \pm 0,2) \mu m$. Le confinement important est dû à la grande différence de polarisabilité et de rayon ionique entre les deux ions échangés. De plus, la proximité de la surface améliore elle aussi le confinement vertical.

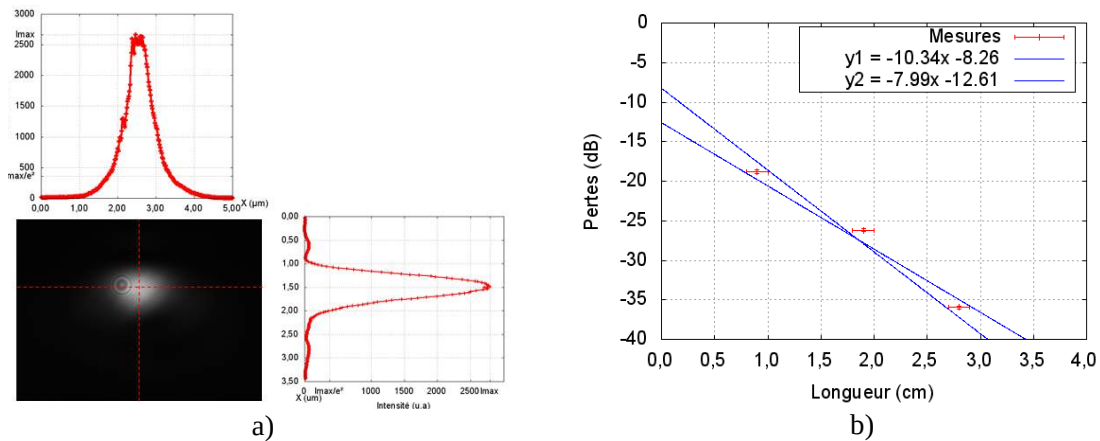


Fig. 1 : a) Distribution d'intensité à $\lambda=405nm$ pour un guide de fenêtre de diffusion de $0,5 \mu m$.

b) Evaluation des pertes pour différentes longueurs de guides

Une étude de pertes a aussi été effectuée. L'injection se fait de la même manière que précédemment et le signal est récupéré par une deuxième fibre optique monomode à $405 nm$ connectée à une photodiode silicium détectant à $405 nm$ et un puissance-mètre. Nous avons réalisé des mesures par coupes successives de l'échantillon. Les résultats sont présentés sur la Fig. 1.b. Les trois points de mesure se situent sur une droite dont la pente correspond aux pertes par propagation de l'échantillon tandis que l'ordonnée à l'origine indique la somme des pertes de couplage et de

Fresnel. Les pertes de couplage sont liées au recouvrement imparfait entre le mode de la fibre et celui du guide d'onde. Les pertes de Fresnel sont induites par les réflexions causées par le passage d'une interface entre les milieux air/verre. En prenant en compte les incertitudes sur les mesures, les pertes de propagation sont évaluées à $(9,2 \pm 1,2)$ dB/cm tandis que les pertes de couplage ajoutées aux pertes de Fresnel sont évaluées à $(10,4 \pm 2,2)$ dB. La largeur du mode de la fibre optique étant évaluée à $(3,2 \pm 0,2)$ μm , les pertes de couplage sont donc estimées à $(4,4 \pm 3,1)$ dB par facette. La forte incertitude sur cette mesure est due à la faible taille du mode guidé. Les pertes de Fresnel sont quant à elles évaluées à $(0,45 \pm 0,01)$ dB par facette. Ainsi, la somme des pertes de couplage et de Fresnel atteint $(9,7 \pm 6,2)$ dB. Même si cette valeur est en accord avec celle lue sur l'ordonnée à l'origine de la Figure 1.b, il apparaît clairement que la méthode par coupes successives apporte une bien meilleure précision.

Les pertes de propagation sont relativement importantes et pourraient être réduites en isolant la surface par un procédé d'enterrage. De même, la mise en place d'un procédé à base de sels peu concentrés en thallium permettra sûrement de diminuer ces pertes. Enfin, l'utilisation d'un échange Ti^+/K^+ réduira les contraintes introduites dans le verre dû à la différence de volume entre les ions Ti^+ et Na^+ . Pour cela, le laboratoire IMEP-LAHC travaille actuellement avec un verrier pour optimiser la composition du substrat. Les pertes de couplage peuvent elles aussi être diminuées. La réduction de la concentration en thallium et du temps d'échange nous permettront d'obtenir des guides monomodes pour des ouvertures de guides plus importantes, ce qui déconfinera le champ et améliorera le recouvrement des modes.

4. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Dans cet article est démontrée la faisabilité de guides d'ondes réalisés par échange d'ions sur verre monomode à une longueur d'onde de 405 nm. Ils présentent une largeur de mode horizontale et verticale respectives de $(1,63 \pm 0,2)$ μm et $(0,94 \pm 0,2)$ μm , des pertes de propagation de $(9,2 \pm 1,2)$ dB/cm et des pertes de couplage et de Fresnel associées de $(10,4 \pm 2,2)$ dB. Un travail d'optimisation est donc encore nécessaire afin de réduire ces pertes. Pour cela, nous pensons diminuer la concentration en thallium du bain de sels et éventuellement effectuer un enterrage afin de s'affranchir des pertes de surface. Une réduction du temps d'échange nous permettra d'obtenir des guides monomodes sur une plus grande plage d'ouverture de guide. D'autre part, le verre est issu d'une coulée expérimentale présentant des défauts d'homogénéités qui peuvent être à l'origine des pertes. La commande d'une nouvelle coulée de verre est donc prévue. Nous envisageons également de tester un échange Ti^+/K^+ afin de supprimer les éventuelles contraintes présentes dans le verre entraînées par l'échange Ti^+/Na^+ .

RÉFÉRENCES

- [1] L. Onesta, D. Bucci, E. Ghibaudo and J.E. Broquin, « Vertically integrated broadband duplexer for erbium_doped waveguide amplifiers made by ions exchange on glass », *IEEE Photonic. Tech. Letter.*, 23(10), 648-650, 2011.
- [2] A. Tervonen, B.R. West, S. Honkanen, « Ion_exchanged glass waveguide technology: a review », *Opt. Eng.*, 50(7), 071107-071107, 2011.
- [3] E. Le Coarer et al. « Wavelength-scale stationary-wave integrated fourier-transform spectrometry », *Nat. Photonics*, 1(8), 473-478, 2007.
- [4] U. Hollenbach, H.J. Böhm, J. Mohr, L. Ross, D. Samiec, « UV light induced single mode waveguides in polymer for visible range application », *ECIO, paper THD3, Copenhagen, Denmark*, 25-27, 2007.
- [5] E. Jardinier ; D. Bucci ; L. Couston ; F. Canto ; A. Magnaldo ; J.-E. Broquin, « Glass integrated nanochannel waveguide for concentration measurements », *Proc. SPIE*, 8627, 8627OL1-12, 2013
- [6] J.E. Boquin, « Ion-exchanged integrated devices » *Proc. SPIE*, 4277, 105-117, 2001.
- [7] F. Gardillou, L. Bastard and J.E. Broquin. « 4,25dB gain in a hybrid silicate/phosphate glasses optical amplifier made by wafer bonding and ion-exchange techniques », *Appl. Phys. Lett.*, 82(22), 5176-5178, 2004.

DYNAMIQUE DE MODULATION D'UN LASER SEMI-CONDUCTEURS À LEVIER DE GAIN OPÉRANT SOUS INJECTION OPTIQUE EXTERNE

Jean-Maxime Sarraute,¹, Kevin Schires¹ et Frédéric Grillot¹

¹ Télécom-Paritech, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, CNRS LTCI, 46 rue Barrault, 75634 Paris Cedex 13, France

grillot@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Les propriétés dynamiques d'un laser à semi-conducteurs à levier de gain opérant sous injection optique externe sont étudiées théoriquement à travers la réponse fréquentielle (fonction de transfert). L'approche semi-analytique montre que la combinaison du levier de gain et du verrouillage optique constitue une excellente solution pour l'amélioration de la dynamique de modulation. En particulier, il est démontré que la dépression apparaissant dans la fonction de transfert sous forte injection optique et limitant la bande passante à -3 dB peut être contrecarrée par l'effet de levier de gain.

MOTS-CLEFS : *levier de gain, injection optique, boîtes quantiques, bande passante*

1. INTRODUCTION

En raison de leurs relatives insensibilités à la température et des faibles courants de seuil, les lasers à boîtes quantiques (BQ) sont d'excellents candidats pour les futurs réseaux de communications optiques [1]. Cependant, la compétition entre les états liés des boîtes quantiques limite la bande passante de modulation de ces lasers à environ quelques GHz. Dans le but de booster la dynamique de modulation, diverses solutions ont été proposées comme celles reposant sur l'injection optique externe [2, 3] ou sur l'effet de levier de gain [4, 5]. Dans le cas de l'injection optique, de nombreuses études (théoriques et expérimentales) ont clairement montré la possibilité de régénérer efficacement la bande passante de modulation dans la zone de verrouillage stable. Malgré l'apparition d'une dépression aux basses fréquences et d'une efficacité de modulation comparable à celle d'un laser en fonctionnement libre (sans injection), des fréquences de résonance beaucoup plus élevées que la fréquence de relaxation du laser solitaire ont été rapportées [3]. Par ailleurs, il est éprouvé que le laser à levier de gain dont le principe repose sur l'exploitation de la variation du gain avec la densité de porteurs améliore la dynamique de modulation sans altérer la fonction de transfert aux basses fréquences [6]. Dans un laser à levier de gain, la section de plus grande longueur est pompée en continu, au-dessus du seuil, et dans une région proche de la saturation (faible gain dynamique) alors que la section de modulation, plus courte est quant à elle polarisée proche de la transparence optique (fort gain dynamique). Par voie de conséquence, une petite variation de la densité de porteurs dans la section modulée se répercute automatiquement sous la forme d'une modification substantielle de la densité de porteurs et donc du nombre total de photons dans la section de gain.

Afin d'améliorer à la fois l'efficacité de modulation et la bande passante à -3 dB, ce travail montre, pour la première fois, la possibilité d'exalter significativement les caractéristiques dynamiques d'un laser BQ en combinant judicieusement l'effet de levier de gain et l'injection optique externe.

2. MODÈLE

La figure 1. montre le schéma du laser à deux-sections opérant sous injection optique. Dans cette étude, on note h la longueur (choisie très proche de l'unité) de la section de gain. Le laser maître est utilisé pour verrouiller le laser esclave dans la zone de verrouillage stable [2]. En négligeant les processus de transport dans le matériau BQ, les propriétés dynamiques du laser à levier de gain opérant sous injection optique externe peuvent être décrites, dans l'approche excitonique *via* les équations d'évolutions :

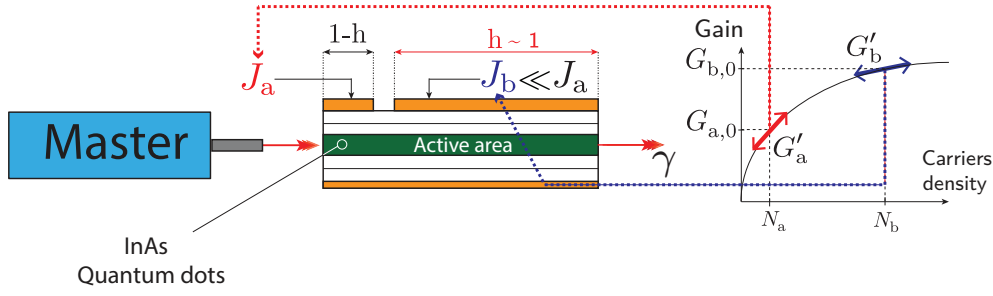


FIGURE 1: Schéma du laser BQ à levier de gain en présence d'injection optique externe.

$$\begin{cases} \frac{dN_{e^-,a}}{dt} = \frac{J_a}{eD} - \frac{N_{e^-,a}}{\tau_{sp,a}} - G_a N_\gamma \\ \frac{dN_{e^-,b}}{dt} = \frac{J_b}{eD} - \frac{N_{e^-,b}}{\tau_{sp,b}} - G_b N_\gamma \\ \frac{dN_\gamma}{dt} = \left(\Gamma [G_a(1-h) + G_b h] - \frac{1}{\tau_s} \right) N_\gamma + 2k_c \sqrt{N_{\gamma,inj} N_\gamma} \cos(\phi) \\ \frac{d\phi}{dt} = \left(\Gamma [G_a(1-h) + G_b h] - \frac{1}{\tau_s} \right) \frac{\alpha}{2} - \Delta\omega_{inj} - k_c \sqrt{\frac{N_{\gamma,inj}}{N_\gamma}} \sin(\phi) \end{cases} \quad (1)$$

Dans (1), deux équations différentielles distinctes sont utilisées pour décrire l'évolution des densités de porteurs $N_{a,b}$ tandis que deux autres sont également requises pour décrire l'évolution de la phase ϕ du champ électrique ainsi que de la densité de photons N_γ . Les valeurs du temps de vie des porteurs τ_{sp} , du temps de vie des photons τ_p , et du facteur de couplage phase-amplitude α correspondent aux valeurs rapportées dans la référence [5]. Le paramètre $G_{a/b}$ quantifie l'effet de levier de gain ; il est défini comme le rapport des gains optiques de chacune des sections A et B. Enfin, les termes d'injection $\Delta\omega_{inj}$ et ΔN_{inj} , correspondent respectivement au désaccord de fréquence entre les lasers maître et esclave et à la densité de photons injectés dans l'esclave. On note k_c le taux de couplage. En appliquant une analyse petit signal au jeu d'équations (1), la fonction de transfert normalisée de l'oscillateur à levier de gain injecté peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$|R(f)|^2 = \frac{\mathcal{A}_0^2 \left[(1 - \mathcal{A}_2' f^2)^2 + (\mathcal{A}_1' f)^2 \right]}{[\mathcal{A}_1 f - \mathcal{A}_3 f^3]^2 + [\mathcal{A}_0 - \mathcal{A}_2 f^2 + \mathcal{A}_4 f^4]^2} \quad (2)$$

où les coefficients $\mathcal{A}_i$ et $\mathcal{A}_i'$ sont exprimés en fonction des paramètres des BQ et de l'injection optique. L'équation (2) est valide dans la limite de l'hypothèse $h \sim 1$ et pour des densités de courant telles que $J_a \gg J_b$. Les degrés de liberté utilisés pour les simulations sont les paramètres d'injection ainsi que le rapport des taux d'amortissement $g = \frac{\gamma_a}{\gamma_b}$ où γ_i est le taux d'amortissement de la section i .

3. RÉSULTATS

La figure 2a montre l'évolution des réponses en modulation calculées pour différentes configurations. La ligne en pointillé noir représente le cas du levier de gain ($g = 5$) sans injection optique, tandis que toutes les autres courbes pointillées sont obtenues sans effet de levier de gain ($g = 1$) mais pour différents taux d'injection (2, 6 et 12 dB). Enfin, les traits pleins rouges représentent les situations combinées pour plusieurs valeurs de g (1, 5, 7 et 9) et pour un taux d'injection de 12 dB. Ces simulations montrent que l'injection optique d'un laser à levier de gain conduit à une régénération de la dynamique

de modulation avec une amélioration substantielle de la bande passante à -3 dB. La figure 2b montre les cartographies de la bande passante à -3 dB dans le plan $\{\Delta\omega_{inj}, \Delta N_{inj}\}$ pour $\alpha = 4$ et $g = 1$ et 9. Comme indiqué, il est possible de trouver différents points de fonctionnement pour lesquels la bande passante est grandement améliorée (par exemple jusqu'à 50 GHz pour $g = 9$). En outre, les calculs montrent que la dépression indésirable observée dans la fonction de transfert [3] peut être compensée sans sacrifier la bande passante de modulation à -3 dB.

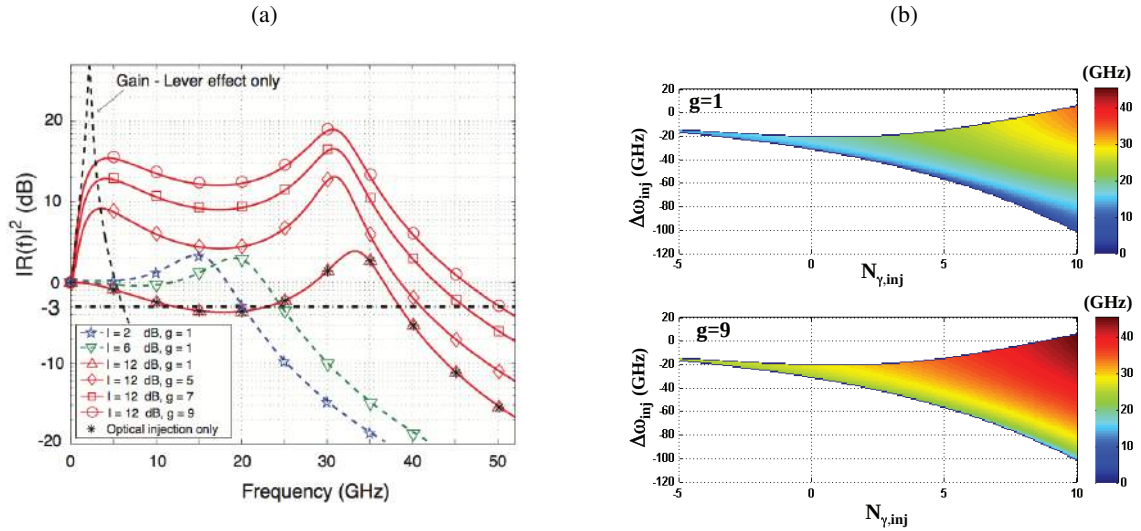


FIGURE 2: (a) Evolution des fonctions de transfert pour différentes configurations ; (b) Cartographie de la bande passante à -3 dB dans le plan $\{\Delta\omega_{inj}, \Delta N_{inj}\}$ pour $\alpha = 4$ et $g = 1$ et 9.

4. CONCLUSION

En conclusion, l'utilisation de lasers BQ à levier de gain injecté optiquement constitue une technique prometteuse non seulement pour les communications ultra-large bande mais aussi pour le traitement des données massives, tant du point de vue du stockage (Cloud), du calcul distribué, que de l'analyse des données (Big Data). L'approche semi-analytique montre que la dépression apparaissant dans la fonction de transfert sous forte injection optique et limitant la bande passante à -3 dB peut être fortement atténuée avec le levier de gain. De futurs travaux porteront sur l'augmentation de l'efficacité de modulation ainsi que sur la réduction des distorsions non linéaires.

5. RÉFÉRENCES

- [1] M. T. Crowley and al., "Gaas based quantum dot lasers," *Semiconductors and Semimetals : Advances in Semiconductor Lasers*, New York : Academic, (2012).
- [2] T. B. Simpson and J. M. Liu, "Bandwidth enhancement and broadband noise reduction in injection-locked semiconductor lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 7, pp. 709, (1995).
- [3] N. A. Naderi and al., "Modeling the injection-locked behavior of a quantum dash semiconductor laser," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, Vol. 15, pp. 563, (2009).
- [4] K. J. Vahala and al., "The optical gain lever : A novel gain mechanism in the direct modulation of quantum well semiconductor lasers," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 54, pp. 2506, (1989).
- [5] Y. Li and al., "Enhancing the 3-db bandwidth via the gain-lever effect in quantum-dot lasers," *IEEE Photonics Journal.*, Vol. 2, pp. 320, (2010).
- [6] H.-K. Sung and al., "Amplitude modulation response and linearity improvement of directly modulated lasers using ultra-strong injection-locked gain-lever distributed bragg reflector lasers," *J. of the Optical Society of Korea*, Vol. 12, pp. 303, (2008).

CARACTÉRISATION DE LA RÉTRODIFFUSION BRILLOUIN DANS UNE FIBRE OPTIQUE CHALCOGÉNURE $\text{As}_{42}\text{S}_{58}$ MICROSTRUCTURÉE

J. C. Tchahame^{1*}, J-C. Beugnot¹, L. Brilland², J. Troles³, H. Maillotte¹, et T. Sylvestre¹

¹ Institut FEMTO-ST, UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon

² PERFOS, plateforme R&D de Photonics Bretagne, 11 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion

³ Université de Rennes I, UMR CNRS 6226, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes

joelcabrel.tchahame@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Dans ce document, nous présentons les résultats de caractérisation de la rétrodiffusion Brillouin dans une fibre optique microstructurée (FOM) en verre de chalcogénure $\text{As}_{42}\text{S}_{58}$. Les résultats obtenus montrent que cette fibre optique serait appropriée pour des applications en optique non-linéaire basées sur l'effet Brillouin.

MOTS-CLEFS : *Effet Brillouin ; verres chalcogénures ; fibres optiques microstructurées.*

1. INTRODUCTION

Les verres chalcogénures ont été récemment identifiés comme des matériaux optiques très attractifs pour de nombreuses applications aux domaines des capteurs, des télécommunications optiques et de la spectroscopie dans le moyen-infrarouge [1]. Leurs avantages par rapport aux verres à base de silice sont d'une part une grande fenêtre de transparence allant de 1 μm jusqu'à 12 μm et, d'autre part, de très fortes non-linéarités optiques [2]. À titre d'exemple, l'indice non-linéaire Kerr n_2 et le gain Raman g_R peuvent atteindre des valeurs 100 fois supérieures à celles de la silice [2]. Par conséquent, de nombreuses études sont actuellement consacrées à l'étude de ces verres et en particulier aux développement de fibres optiques pour notamment réaliser des sources de lumière supercontinuum [3]. Parmi les non-linéarités optiques du troisième ordre, l'effet Brillouin est une interaction acousto-optique fondamentale qui survient également dans les fibres optiques et qui se traduit par une diffusion inélastique de la lumière par des ondes acoustiques. Malgré ses applications potentielles aux domaines des lasers et des capteurs [4], l'effet Brillouin a été relativement peu étudié dans les fibres de verres chalcogénures [5–7].

Dans cette communication, nous présentons les résultats de l'étude expérimentale réalisée dans une nouvelle fibre optique microstructurée avec une composition originale de type $\text{As}_{42}\text{S}_{58}$. Un des principaux avantages de ce verre par rapport aux autres verres chalcogénures, par exemple à base de Sélénium, est sa bien meilleure tenue au flux de puissance. Nos mesures de spectres Brillouin révèlent des coefficients de gain 20 fois supérieurs à des fibres monomodes de silice à 1550 nm, et des largeurs spectrales de gain d'environ 80 MHz.

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Afin d'observer et caractériser la rétrodiffusion Brillouin dans la FOM $\text{As}_{42}\text{S}_{58}$, nous avons réalisé le montage expérimental schématisé sur la figure 1, et dont le principe de mesure repose sur la détection hétérodyne [8]. Pour ce faire, nous utilisons un laser à fibre émettant en régime continu à la longueur d'onde de 1550 nm avec une largeur de raie relativement étroite ($\simeq 10$ kHz). Le faisceau laser est ensuite injecté dans la fibre $\text{As}_{42}\text{S}_{58}$ à l'aide d'un circulateur optique et d'une fibre à grande ouverture numérique (HNA) afin d'assurer un bon taux de couplage. Les pertes relatives entre les deux fibres sont d'environ 17%. Une caméra infrarouge située en sortie de montage nous permet également de vérifier le caractère unimodal de la fibre. Le signal rétrodiffusé et décalé en fréquence du côté Stokes par effet Doppler est redirigé par le circulateur vers un coupleur 90/10 afin d'effectuer un battement optique avec la source laser initiale. La détection hétérodyne s'effectue ainsi dans le domaine radio-fréquence (RF) au moyen d'une photodiode rapide, d'un amplificateur RF et d'un analyseur de spectre électrique. La fibre microstructurée

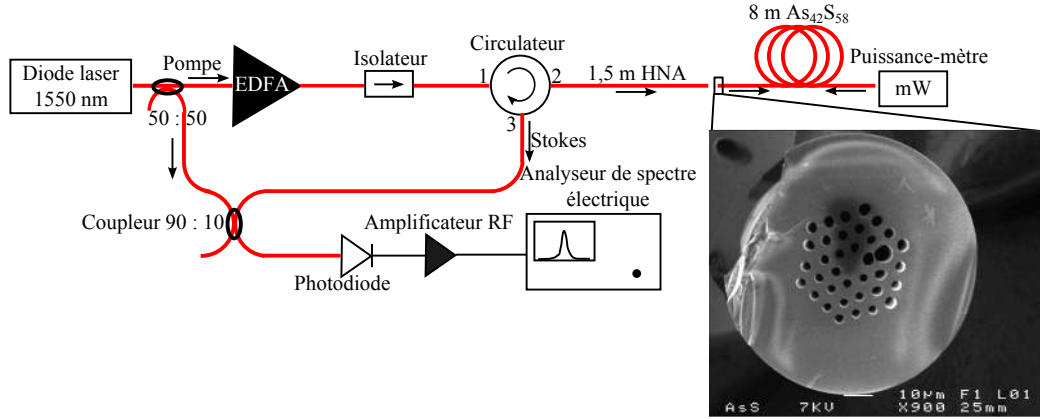


FIGURE 1 : Montage expérimental et image prise au microscope électronique à balayage de la fibre chalcogénure.

testée possède une maille triangulaire avec un cœur de diamètre $d_c = 8,24 \mu\text{m}$. Les trous d'air, bien que peu uniformes, ont en moyenne un diamètre $d = 3,2 \mu\text{m}$ sur la première couronne autour du cœur. Le pas moyen Δ est de $5,48 \mu\text{m}$ et $\frac{d}{\Delta} \simeq 0,6$. L'indice de réfraction du verre $\text{As}_{42}\text{S}_{58}$ est de 2,37 à 1550 nm [9] et l'atténuation d'environ 1 dB/m. À l'aide du logiciel de calcul COMSOL basé sur les éléments finis, nous avons estimé numériquement l'indice effectif du mode fondamental $n_{eff} \simeq 2,36$ et son aire effective à $16,13 \mu\text{m}^2$. Le spectre du signal Brillouin est mesuré pour plusieurs puissances injectées. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 2. On note clairement une augmentation de la courbe de gain Brillouin

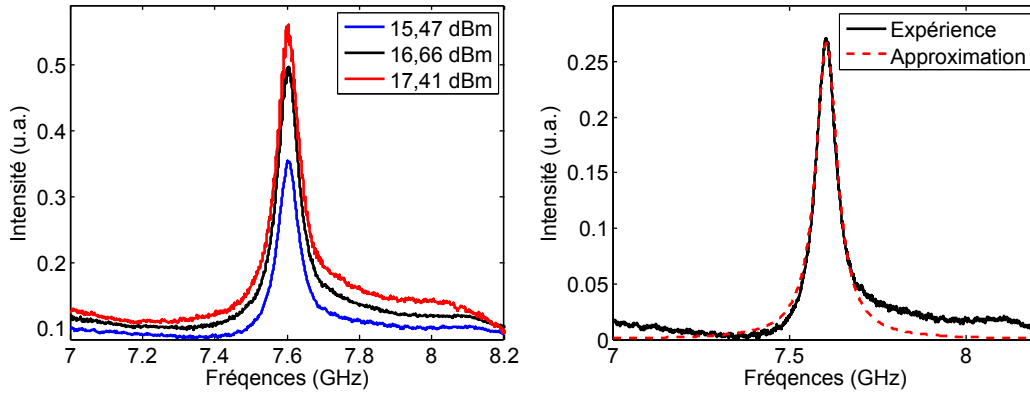


FIGURE 2 : Spectres Brillouin expérimentaux de la fibre microstructurée $\text{As}_{42}\text{S}_{58}$ de longueur 8 m. (a) Mesures du spectre pour plusieurs puissances incidentes, les réflexions de Fresnel sont prises en compte. (b) Approximation lorentzienne du spectre à 15,47 dBm pour la détermination de la largeur à mi-hauteur.

en fonction de la puissance incidente. Plus la puissance incidente se rapproche du seuil de puissance critique (théoriquement estimé à 24,6 dBm), plus le signal rétrodiffusé est prononcé. Le décalage en fréquence Brillouin ν_B induit par l'onde acoustique longitudinale est de 7,605 GHz, fréquence à laquelle sont centrés nos signaux. Cette mesure est en bon accord avec l'équation de la fréquence Brillouin donnée par $\nu_B = 2n_{eff}v_A/\lambda$, où v_A est la vitesse acoustique longitudinale et λ la longueur d'onde du laser dans le vide [7]. Un traitement numérique incluant moyennage et débruitage nous permet d'extraire la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_B$ des spectres et d'estimer théoriquement le gain Brillouin g_B à partir de la relation 1 [4]. ρ_0 est la densité volumique, $c = 3 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ et p_{12} le coefficient photoélastique.

$$g_B = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{\lambda^2 \rho_0 v_A c \Delta\nu_B} \quad (1)$$

Dans le tableau suivant nous avons regroupé les résultats de mesures. Les coefficients $P_{12} = 0,299$, $\rho_0 = 3198 \text{ kg/m}^3$, $v_A = 2600 \text{ m.s}^{-1}$ [10] sont ceux de la composition As_2S_3 , qui est stoechiométriquement proche de $\text{As}_{42}\text{S}_{58}$. Dans le tableau 1, on peut constater que $\Delta\nu_B$ croît avec la puissance incidente,

Puissances incidentes (dBm)	15,47	16,66	17,41
$\Delta\nu_B$ (MHz)	74	77	94
$g_B (\times 10^{-10} \text{ m/W})$	5,3	5,1	4,2

TABLE 1 : Largeur à mi-hauteur des spectres mesurés à 1550 nm pour plusieurs puissances incidentes et estimations du gain Brillouin.

contrairement à ce qui est généralement observé dans les fibres optiques de silice. Nous trouvons également un gain Brillouin moyen de $4,9 \times 10^{-11} \text{ m.W}^{-1}$ qui est presque 20 fois supérieur à celui d'une fibre monomode de silice ($g_{\text{silice}} = 2,71 \times 10^{-11} \text{ m.W}^{-1}$ [7]), malgré une largeur spectrale de gain relativement importante.

CONCLUSION

Nous avons observé et caractérisé la rétrodiffusion Brillouin dans une fibre optique microstructurée en verre chalcogénure $\text{As}_{42}\text{S}_{58}$, révélant ainsi un facteur de gain Brillouin moyen de $4,9 \times 10^{-10} \text{ m.W}^{-1}$, 20 fois supérieur à celui d'une fibre monomode de silice. Ces résultats montrent un potentiel applicatif intéressant de ces fibres chalcogénures pour la réalisation de laser Brillouin à fibre dans le proche et moyen-infrarouge ainsi que des capteurs répartis à fibre pour mesurer la température ou la contrainte.

RÉFÉRENCES

- [1] B. J. Eggleton, B. Luther-Davies, and K. Richardson, "Chalcogenide photonics," *Nat. Photon.* 5, 141-148 (2011).
- [2] R. E. Slusher, G. Lenz, J. Hodelin, J. Sanghera, L. B. Shaw, and I. D. Aggarwal, "Large Raman gain and nonlinear phase shifts in high-purity As_2Se_3 chalcogenide fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* 21, 1146 (2004).
- [3] O. Mouawad, J. Picot-Clément, F. Amrani, C. Strutynski, J. Fatome, B. Kibler, F. Désévéday, G. Gadret, J.-C. Jules, D. Deng, Y. Ohishi, and F. Smektala, "Multioctave midinfrared supercontinuum generation in suspended-core chalcogenide fibers," *Opt. Lett.* 39, 2684-2687 (2014).
- [4] K. H. Tow, Y. Leguillon, P. Besnard, L. Brilland, J. Troles, P. Toupin, D. Méchin, D. Trégoat, and S. Molin, "Relative intensity noise and frequency noise of a compact Brillouin laser made of $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}$ suspended-core chalcogenide fiber," *Opt. Lett.* 37, 1157-1159 (2012).
- [5] K. Ogusu, H. Li, and M. Kitao, "Brillouin-gain coefficients of chalcogenide glasses," *J. Opt. Soc. Am. B* 21, 1302-1304 (2004).
- [6] K. S. Abedin, "Observation of strong stimulated Brillouin scattering in single-mode As_2Se_3 chalcogenide fiber," *Opt. Express* 13, 10266-10271 (2005).
- [7] J.-C. Beugnot, R. Ahmad, M. Rochette, V. Laude, H. Maillotte, and T. Sylvestre, "Reduction and control of stimulated Brillouin scattering in polymer-coated chalcogenide optical microwires," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 3, pp. 482-485, 2014.
- [8] J.-C. Beugnot, T. Sylvestre, D. Alasia, H. Maillotte, V. Laude, A. Monteville, L. Provino, N. Traynor, S. Foaleng Mafang, and L. Thévenaz, "Complete experimental characterization of SBS in photonic crystal fiber," *Opt. Express* 15, 15522 (2007).
- [9] J. Hu, N.-N. Feng, N. Carlie, L. Petit, J. Wang, A. Agarwal, K. Richardson, and L. Kimerling, "Low-loss high-index-contrast planar waveguides with graded-index cladding layers," *Opt. Express*, vol. 15, no. 22, pp. 14 566-14 572, Oct 2007.
- [10] T. Shchurova and N. Savchenko, "Correlation between mechanical parameters for amorphous chalcogenide films," 2001.

REALISATION DE MICRO-RESONATEURS EN MATERIAUX POLYMERES, DE FORME ARBITRAIRE, PAR LA METHODE DE GRAVURE DIRECTE PAR LASER AVEC ABSORPTION LINEAIRE ULTRA-FAIBLE

Quang Cong Tong, Bernard Journet, Isabelle Ledoux-Rak et Ngoc Diep Lai

*Laboratoire Photonique Quantique et Moléculaire, UMR 8537 CNRS,
Institut D'Alembert, Ecole Normale Supérieure de Cachan,
61 avenue du Président Wilson, 94235 Cachan cedex, France*

email: qtong@ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

Les microstructures utilisées en optique intégrée, telles que des micro-résonateurs ou des guides d'ondes, doivent être assemblées sur une puce en 3 dimensions. Nous montrons qu'il est possible de réaliser différents types de composants optiques à 2 ou 3 dimensions, en matériaux polymères par une méthode simple de gravure directe par laser, s'appuyant sur un phénomène de faible absorption à un photon. Cette méthode nous permet de fabriquer en une seule étape, des structures "à la demande" en contrôlant très précisément la forme, les dimensions et l'emplacement des éléments. Les propriétés optiques des structures fabriquées ont été préalablement déterminées par simulation à partir d'un logiciel de calcul par éléments finis.

MOTS-CLEFS : *Micro-résonateurs ; guides d'ondes ; matériaux polymères ; absorption à un photon ; gravure directe par laser.*

1. INTRODUCTION

Les micro-résonateurs en anneau sont des éléments importants pour l'intégration à haute densité de fonctions photoniques. Le couplage entre un guide d'onde et l'anneau est obtenu par onde évanescente soit verticalement [1] soit latéralement [2]. Beaucoup d'applications telles que le filtrage, le (dé)-multiplexage par division de longueur d'onde, les commutateurs, la compensation de dispersion, lasers ou modulateurs peuvent être développées à partir de micro-résonateurs en anneau [3]. Les micro-résonateurs peuvent être fabriqués à partir de matériaux très différents comme le silicium sur silice, l'arséniure de gallium (GaAs), le phosphore d'indium (InP), différents types de verre ou bien des polymères [4]. Le silicium ou les semiconducteurs III-V sont plus souvent utilisés que les matériaux polymères à cause de leur indice de réfraction élevé permettant d'obtenir un très bon facteur de confinement optique. Néanmoins, les matériaux polymères sont intéressants pour créer des microstructures photoniques si l'on considère les avantages que sont leur faible coût, la facilité de mise en œuvre et leurs faibles pertes d'insertion. En général, les micro-résonateurs, qu'ils soient fabriqués à partir de matériaux semiconducteurs ou bien de polymères, sont réalisés sur un substrat (wafer) par plusieurs étapes : dépôt de matériaux, lithographie électronique (e-beam) ou optique (masque) et gravure ou remplissage, etc. [3]. Cependant ces techniques de fabrication restent limitées à des structures de type 2D, sur un plan, ou d'empilements de plans 2D pour obtenir des structures 3D. De plus, la fabrication est relativement compliquée et coûteuse. Il a été montré récemment que des structures arbitraires, 2D ou véritablement 3D, et de dimensions sub-micrométriques, peuvent être fabriquées de façon simple par gravure directe par laser (DLW - direct laser writing) s'appuyant sur l'effet de très faible absorption à un photon (LOPA - low one-photon absorption) [5]. Le travail présenté ici montre qu'il est possible de réaliser des micro-résonateurs, ou des guides d'onde, 2D ou 3D, à la demande, à partir de cette méthode LOPA. Les structures sont au préalable déterminées et optimisées quant au facteur de qualité, par une simulation par la méthode FDTD (finite difference time domain).

2. CONCEPTION DES MICRO-RESONATEURS

Plusieurs méthodes peuvent être employées pour simuler le comportement de la lumière dans un guide ou un micro-résonateur. Les méthodes FDTD ont l'avantage d'être à la fois rapides et précises. Dans ce travail, nous avons utilisé le logiciel commercial "Lumerical", basé sur cette méthode FDTD, pour simuler des micro-résonateurs de différentes formes. Cette étape nous permet de prévoir les propriétés optiques des structures et ainsi d'optimiser leurs paramètres afin d'obtenir un meilleur facteur de qualité. Sachant que la mise en œuvre de la technique LOPA limite les déplacements de la platine à environ $300\text{ }\mu\text{m}$, nous ne pouvons réaliser que des composants relativement petits. C'est pour cela que nous avons choisi les ordres de grandeurs des dimensions des structures à simuler, dans la gamme de quelques centaines de micromètres. Plusieurs structures en 2D et 3D ont été étudiées. La figure 1(a) représente un exemple de résonateur en anneau couplé à des guides d'onde. Les paramètres de simulation sont : $R = 124\text{ }\mu\text{m}$, $L_c = 30\text{ }\mu\text{m}$. Le gap est $g = 150\text{ nm}$, la largeur des guides $d = 2\text{ }\mu\text{m}$ et enfin l'indice de réfraction vaut $n = 1,56$. Dans ces conditions, nous obtenons (voir figure 1(b)) un intervalle spectral libre de $1,77\text{ nm}$, dû à la petite taille du résonateur, et un facteur de qualité de 1800, dû au faible contraste d'indice de réfraction.

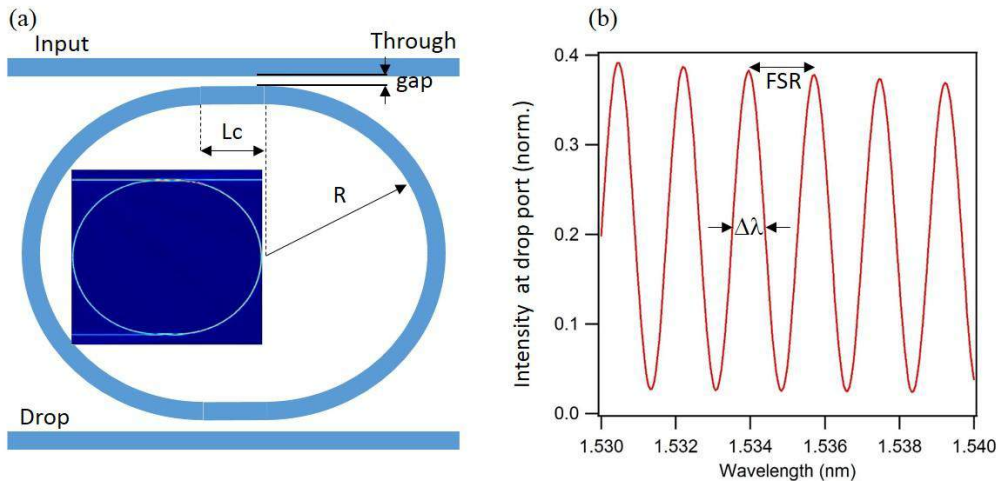


Fig. 1: (a) Modèle d'un micro-résonateur en anneau, couplé à des guides d'onde en entrée et sortie. L_c : longueur de couplage ; R : rayon ; gap : distance entre anneau et guide. L'insert montre la répartition du champ électrique du mode résonant. (b) Spectre obtenu en sortie (port Drop) du micro-anneau.

3. FABRICATION DES STRUCTURES 2D AND 3D

Nous utilisons donc la méthode LOPA, combinant un effet d'absorption linéaire extrêmement faible et l'usage d'un faisceau laser très fortement focalisé, pour fabriquer les microstructures à base de matériau polymère. La figure 2(a) présente le système expérimental de cette technique de fabrication qui est tout à fait semblable à celui d'un microscope confocal. Pour cette technique, nous utilisons un laser continu vert (à 532 nm) pour exciter (très faiblement à cette longueur d'onde) une résine photosensible SU8. Le laser est fortement focalisé dans l'échantillon à l'aide d'un objectif (OL) à grande ouverture numérique (NA). Grâce à cet OL, il est possible d'augmenter l'intensité lumineuse dans le plan focal par un coefficient d'environ 10^8 . Cela compense la faible absorption et permet d'induire un effet local de polymérisation de la photorésine. Une puissance de quelques milliwatts seulement pour le laser vert suffit pour obtenir cet effet. Afin de fabriquer les structures voulues, l'échantillon de photorésine, déposé sur une lame de verre, est déplacé en 3D à l'aide d'une platine piézoélectrique de haute résolution (inférieure à 1 nm) : la structure prédéfinie est programmée sur ordinateur grâce à un logiciel de programmation graphique. Différentes structures 2D et 3D ont été ainsi réalisées. La figure 2(b) permet de voir un micro-résonateur en anneau 2D, couplé latéralement à des guides d'ondes avec à leurs extrémités des tapers 3D, permettant d'améliorer le couplage, en entrée ou en sortie des guides, à des fibres optiques. De plus, nous

montrons que cette méthode (LOPA-DLW) est tout à fait adaptée pour fabriquer des résonateurs en 3D ou bien encore des guides d'ondes 3D de forme arbitraire en une seule étape. Les figures 2(c) et 2(d) représentent respectivement des micro-anneaux 3D et des guides d'ondes courbes (en arc-en-ciel). Ces structures ne peuvent pas du tout être obtenues par les méthodes traditionnelles, comme la lithographie électronique ou la lithographie optique par masque, et sont a priori très prometteuses quant à leurs propriétés optiques (facteur de qualité) et leur mise en œuvre (couplage).

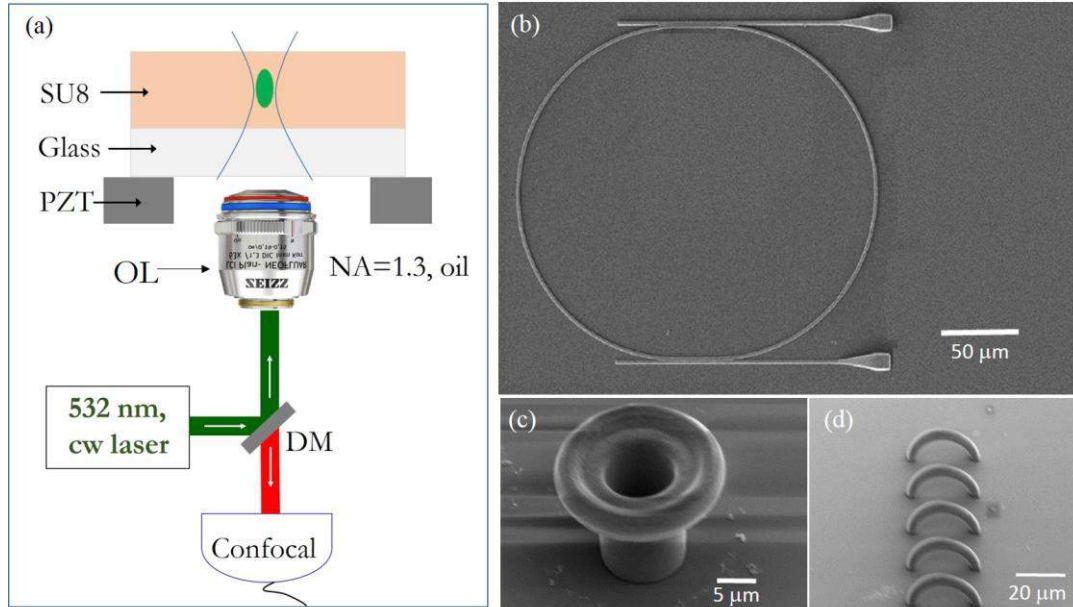


Fig. 2 : (a) Système expérimental utilisé pour la méthode LOPA-DLW, permettant de fabriquer des micro-résonateurs et guides d'ondes en 2D et 3D. PZT: platine piézoélectrique, DM: miroir dichroïque, NA: ouverture numérique de l'objectif de microscope (OL). Images au MEB d'un micro-résonateur en anneau 2D couplé à des guides (b), d'un micro-anneau 3D (c) et de guides d'ondes 3D (d).

CONCLUSION

Nous avons montré qu'il est possible de fabriquer des micro-résonateurs à deux ou trois dimensions, de forme arbitraire, en matériaux polymères, par une méthode d'écriture directe s'appuyant sur un phénomène de faible absorption à un photon. Il est possible de contrôler très précisément la forme et la taille de ces structures, permettant ainsi d'obtenir un bon couplage guide d'onde - résonateur. Le couplage au guide d'onde par taper à trois dimensions a été obtenu ici pour la première fois, ouvrant ainsi la voie à de futures applications.

RÉFÉRENCES

- [1] C. Delezoide, M. Salsac, J. Lautru, H. Leh, C. Nogues, J. Zyss, M. Buckle, I. Ledoux-Rak, and C. T. Nguyen, "Vertically Coupled Polymer Microracetrack Resonators for Label-Free Biochemical Sensors," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, Vol. 24, No. 4, pp. 270–272, Feb. 2012.
- [2] P. Girault, J. Lemaitre, M. Guendouz, N. Lorrain, L. Poffo, M. Gadonna, and D. Bosc, "Micro-resonators based on integrated polymer technology for optical sensing," *Proc SPIE*, Vol. 9141, pp. 914121–914121–8, 2014.
- [3] J. Heebner, R. Grover, T. Ibrahim, and T. A. Ibrahim, *Optical Microresonators: Theory, Fabrication, and Applications*. Springer Ed., 2008.
- [4] T. M. Benson, S. V. Boriskina, P. Sewell, A. Vukovic, S. C. Greedy, and A. I. Nosich, "Micro-optical resonators for microlasers and integrated optoelectronics," in *Frontiers in Planar Lightwave Circuit Technology*, S. Janz, J. Ctyroky, and S. Tanev, Eds. Springer Netherlands, , pp. 39–70, 2006.
- [5] M. T. Do, T. T. N. Nguyen, Q. Li, H. Benisty, I. Ledoux-Rak, and N. D. Lai, "Submicrometer 3D structures fabrication enabled by one-photon absorption direct laser writing," *Opt. Express*, Vol. 21, No. 18, pp. 20964–20973, Sep. 2013.

LASER RAMAN IMPULSIONNEL POUR LA MESURE DU METHANE A 1645 NM

Philippe Benoit¹, Guillaume Canat¹, Nicolas Cézard¹,
Arnaud Musso² et Alexandre Kudlinski²

¹ Département d'Optique Théorique et Appliquée – Unité Sources Laser et Systèmes,
ONERA, chemin de la Hunière, 91761 PALAISEAU CEDEX, France

² IRCICA – Laboratoire PhLAM, Université Lille 1,
50 avenue Halley, 59658 VILLENEUVE D'ASCQ CEDEX

philippe.benoit@onera.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la version préliminaire d'un amplificateur Raman monofréquence fonctionnant à 1645 nm en régime impulsionnel. Il permet d'amplifier un laser monofréquence avec un gain de 34 dB jusqu'à 16 W crête. Cette source laser est destinée à un système lidar DIAL permettant la mesure de concentration en méthane.

MOTS-CLEFS : *amplification Raman ; diffusion Brillouin.*

1. INTRODUCTION

La mesure de concentration en méthane par lidar DIAL (Differential Absorption Lidar) peut être réalisée à l'aide d'une source laser impulsionnelle à 1645 nm monofréquence. Or cette longueur d'onde ne peut pas être amplifiée de manière efficace dans des fibres dopées aux terres rares : la bande de gain de l'Erbium s'étend de 1530 nm à 1620 nm. Nous proposons ici d'utiliser la diffusion Raman stimulée dans des fibres en silice afin d'amplifier un signal autour de 1645 nm. On rappelle que la diffusion Raman résulte de l'interaction d'une onde pompe puissance avec la matrice de silice composant les fibres optiques. Il en résulte l'amplification de photons situés côté Stokes de la pompe avec un décalage de 13.2 THz dans les fibres de silice et une bande de gain utile de 2 THz typiquement. Ces amplificateurs sont connus pour leur simplicité de mise en œuvre ainsi que pour leur efficacité [1], et c'est d'ailleurs grâce à ces qualités qu'un laser monofréquence générant 44 W continu à 1178 nm a été obtenu récemment, avec une efficacité optique record de 52 % [2]. L'amplificateur que nous avons mis au point fonctionne quant à lui en régime impulsionnel à 1645 nm, la présence de puissances crêtes élevées y entraîne la compétition entre diffusion Brillouin, Raman et effets Kerr.

2. CONSIDERATIONS THEORIQUES

Afin d'appréhender simplement le comportement de ces amplificateurs et d'évaluer les limitations imposées par la diffusion Brillouin stimulée, on suppose en première approximation que la pompe demeure constante au cours de la propagation. La puissance du signal amplifié au cours de la propagation dans la fibre s'exprime alors selon l'Eq. (1) :

$$P_R(z) = P_R(0) \exp\left(\frac{g_R P_P}{A_{eff}} z\right) = P_R(0) \exp(az) \quad (1)$$

où g_R est le gain Raman (10^{-13} m/W), P_P la puissance crête de la pompe, A_{eff} l'aire effective du mode optique, z la position dans la fibre. La longueur effective de l'amplification Raman peut s'exprimer selon l'Eq. (2) :

$$L_{eff} = \frac{1}{P_R(L)} \int_0^L P_R(z) dz \approx \frac{1}{a} \quad (2)$$

où L est la longueur totale de la fibre.

La condition pour atteindre le seuil Brillouin sur le signal s'exprime alors selon l'Eq. (3) :

$$\frac{g_B}{A_{eff}} P_R(L) L_{eff} \approx 21 \quad (3)$$

avec g_B le gain Brillouin ($2 \cdot 10^{-11}$ m/W).

On en déduit l'efficacité de conversion optique que l'on pourra obtenir selon l'Eq. (4) :

$$\eta \approx 21 \frac{g_R}{g_B} \quad (4)$$

Toute technique permettant de diminuer le gain Brillouin sans diminuer le gain Raman permettra ainsi d'augmenter directement l'efficacité. Avec les valeurs de g_B et g_R ci-dessus, on trouve $\eta \sim 10$ %. Afin de ne pas subir la diffusion Brillouin, la pompe doit être choisie avec une largeur spectrale grande devant la largeur spectrale du gain Brillouin de la fibre (typiquement 40 MHz).

La pompe va également subir un élargissement spectral par automodulation de phase dans la fibre hautement non linéaire (FHNL) [3]. Celui-ci s'exprime selon l'Eq. (5) :

$$\Delta \nu_P(z) = \Delta \nu_P(0) \times \frac{2\pi}{\lambda_P} \frac{n_2}{A_{eff}} P_P z = \Delta \nu_P(0) \times \gamma P_P z \quad (5)$$

où λ_P est longueur d'onde de la pompe (1545 nm), $\Delta \nu_P$ sa largeur spectrale et n_2 l'indice non linéaire dans la fibre ($2,57 \cdot 10^{-20}$ m²/W).

La largeur spectrale atteinte en bout de fibre ne doit pas dépasser la largeur du gain Raman (1,8 THz à -10 %).

3. MONTAGE EXPERIMENTAL

Le schéma de l'expérience est représenté sur la figure 1. La pompe est générée par une source impulsionnelle (100 ns de durée d'impulsion à une cadence de 20 kHz) large bande à 1545 nm. Elle est ensuite amplifiée par deux étages successifs à base d'amplificateurs dopés terres rares, la puissance crête peut alors atteindre 500 W. La pompe est ensuite injectée dans la FHNL à l'aide d'un multiplexeur (MUX2). Le signal continu à amplifier est injecté (MUX1) de façon contra-propagative à la pompe afin (i) d'éviter un élargissement spectral du signal par modulation de phase croisée [3] et (ii) de limiter un transfert de bruit d'intensité de la pompe sur le signal [1]. La FHNL utilisée est une fibre dopée Germanium de 50 m de long et de 3.3µm de diamètre de cœur ($\gamma = 6$ /W/km). La puissance du signal injecté à 1645 nm est de 6.5 mW continu. Afin de maximiser le gain Raman, les états de polarisation de la pompe et du signal sont alignées sur l'un des axes des fibres à maintien de polarisation qui composent le montage.

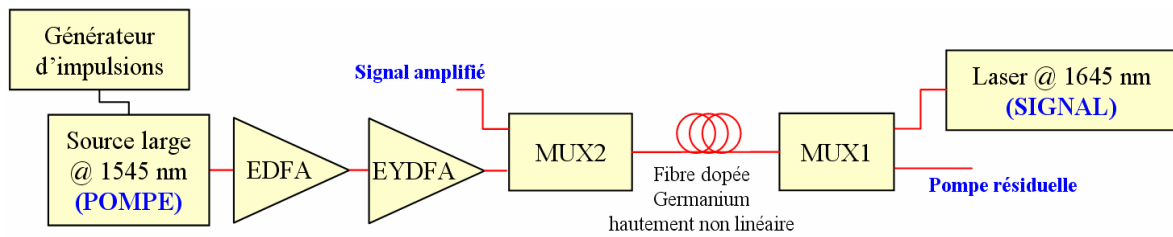


Fig. 1 : Schéma expérimental. EDFA: Amplificateur à fibre dopée à l'Erbium, EYDFA : Amplificateur à fibre dopée à l'Erbium-Ytterbium, MUX1 et 2 : multiplexeurs 1545 / 1645 nm.

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats expérimentaux sont présentés dans les figures 2.a et 2.b. La figure 2.a montre le gain obtenu sur le signal à 1645 nm en fonction de la puissance crête de pompe injectée dans la FHNL. Le gain d'amplification maximal obtenu est de 34 dB, ce qui correspond à 16 W crête à 1645 nm. À notre connaissance, la plus haute puissance obtenue autour de 1645 nm est de 1.2 W continu [4]. Dans un premier temps l'architecture du deuxième étage d'amplification entraînait un

élargissement de la pompe avant son couplage dans la FHNL. Dans cette configuration, pour des puissances de pompe inférieures à 200 W, le gain d'amplification est exponentiel ce qui est en accord avec la théorie [3], au delà il y a saturation (Fig. 2.a en noir). Un phénomène pouvant expliquer cette saturation est la diffusion Raman vers les ordres supérieurs [5].

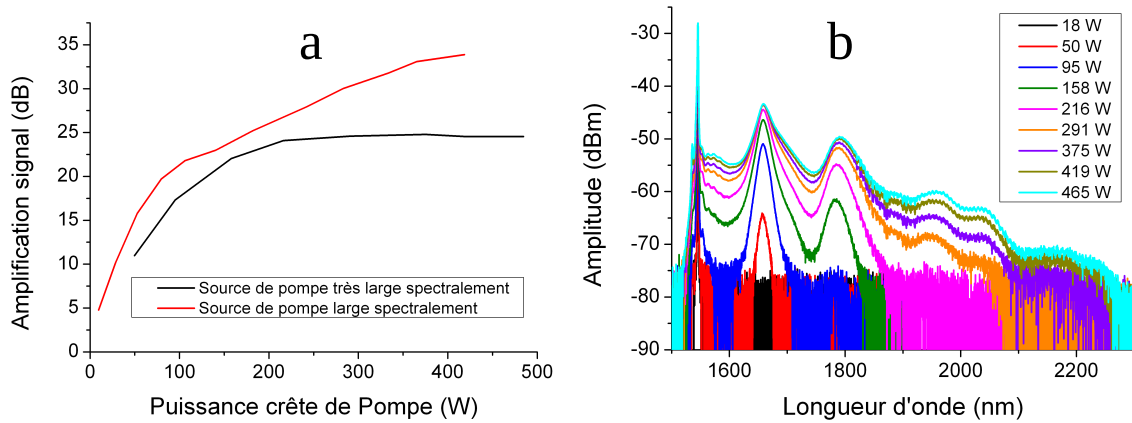


Fig. 2.a : amplification Raman à 1645 nm obtenue en fonction de la puissance crête de la pompe ;
Fig. 2.b : spectre de la pompe après passage dans la fibre, en fonction de la puissance crête (côté MUX1).

Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons retiré le multiplexeur MUX1 susceptible de modifier le spectre. Le signal à 1645 nm à amplifier est donc ici absent. La figure 2.b montre l'apparition de la raie Stokes principale à 1645 nm sur le spectre de la pompe après propagation, mais également l'apparition d'ordres supérieurs. L'efficacité est diminuée car l'énergie contenue dans les pics d'ordres supérieurs ne participe pas à l'amplification Raman du signal. Nous avons ensuite vérifié que les raies correspondant aux ordres successifs sont présentes lorsque le signal à 1645 nm est rétabli. Il est probable que l'apparition des pics d'ordre supérieurs soit initiée par les composantes à haute longueur d'onde de la pompe qui ont été générées dans les étages d'amplification par élargissement spectral. Nous avons donc conçu un autre deuxième étage d'amplification optimisé pour réduire l'élargissement de la pompe, ce qui a permis d'obtenir un gain de 34 dB, sans qu'il y ait saturation (Fig. 2.a en rouge).

Nous avons enfin vérifié que la cohérence du signal amplifié était conservée après amplification Raman, au moyen d'un montage d'auto-hétérodynage, ce critère étant indispensable pour une utilisation dans un système de type lidar DIAL.

CONCLUSION

Une source impulsionnelle à 1645 nm a été réalisée par amplification Raman. Le gain Raman atteint 34 dB, ce qui correspond à une puissance crête de 16 W. Nous envisageons d'augmenter la puissance de la source en construisant un deuxième étage d'amplification.

Nous remercions Total E&P pour le financement partiel de cette activité.

REFERENCES

- [1] C. Headley et G. Agrawal, "Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems"
- [2] L. Zhang, J. Hu, J. Wang, et Y. Feng, "Stimulated-Brillouin-scattering-suppressed high-power single-frequency polarization-maintaining Raman fiber amplifier with longitudinally varied strain for laser guide star," *Optics letters*, vol. 37, no. 22, pp. 4796–4798, 2012.
- [3] G. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics, Third Edition"
- [4] D. Mitchell, K. Duffin, and W. Johnstone, "Remote methane sensor using Tunable Diode Laser Spectroscopy (TDLS) via a 1W Raman Source", *Proc. SPIE 7503*, 20th International Conference on Optical Fibre Sensors, 750350 (Oct. 05, 2009); doi:10.1117/12.835810;
- [5] R. H. Stolen, C. Lee, and R. K. Jain, "Development of the stimulated Raman spectrum in single-mode silica fibers," *JOSA B*, vol. 1, no. 4, pp. 652–657, 1984.

Diodes laser émettant à 894nm, sans aluminium dans la région active, pour horloges atomiques compactes au Césium

N. von Bandel, J. Bébé Manga Lobé, M. Garcia, A. Larrue, Y. Robert, E. Vinet, M. Lecomte, O. Drisse, O. Parillaud, M. Krakowski

III-V Lab, Campus Polytechnique, 1 Avenue Augustin Fresnel 91967 Palaiseau

nicolas.vonbandel@3-5lab.fr, michel.krakowski@3-5lab.fr

RÉSUMÉ

Les applications temps-fréquence nécessitent des horloges de haute précision et haute stabilité à un coût raisonnable. Les horloges atomiques au Césium sont actuellement considérées comme les mieux adaptées à ces exigences. Or, la stabilité de ces horloges repose pour beaucoup sur les performances en bruit des sources laser de pompage. Dans ce contexte, le III-V Lab contribue au développement de modules à base de diodes laser pour ces applications, au sein du projet européen Euripides « LAMA ». Nous assumons notamment le développement de diodes laser à rétroaction répartie (DFB) émettant à 894 nm (pompage de la raie D1 du Césium) et 852 nm (raie D2). Ces modules doivent présenter à la fois une faible largeur de raie (<1 MHz), une excellente fiabilité et une insensibilité au retour de lumière. A ce titre, nous présentons pour la première fois des résultats issus de structures « lasers larges » sans aluminium dans la région active, pour une émission DFB prévue à 894nm. Nous montrons des pertes internes de $2,6\text{cm}^{-1}$ et des rendements différentiels externes en faces brut de clivages de $0,44\text{W/A}$ à 20°C . Une étude de confinement optique est également menée.

1. PRESENTATION DE LA STRUCTURE LASER POUR DFB A 894NM

La réalisation de DFB (Diode Distributed Feedback) émettant à 894nm et 852nm s'appuie sur l'expérience acquise par le laboratoire dans ce domaine sur les diodes à base d'arséniure de gallium, à faible bruit [1]. Il a été ainsi développé un nouveau puits quantique à base de GaInAsP de gain spectral adéquat pour atteindre un fonctionnement de diode à 894nm. La structure, présentée ci-après, ne comporte pas d'aluminium dans la région active (figure 1).

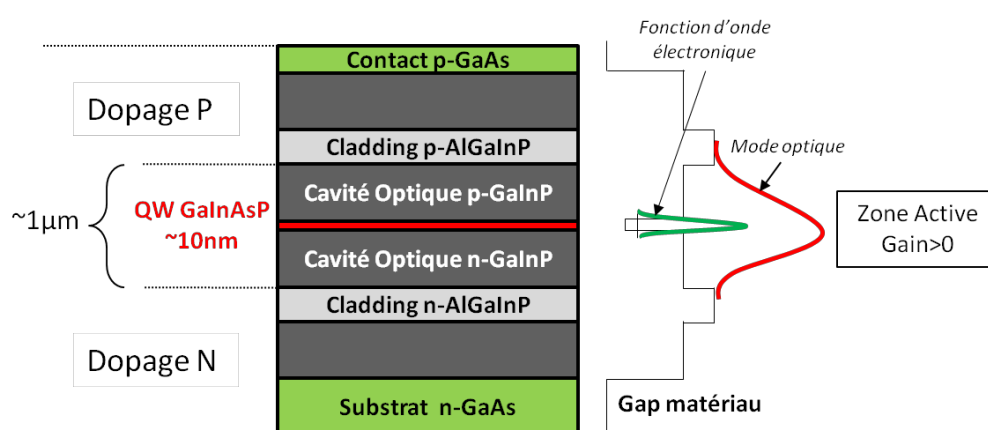


Fig.1: Structure épitaxiale des diodes laser pour DFB à 894nm

2. RESULTATS SUR LASERS LARGES

Des lasers larges, de largeur de $100\mu\text{m}$ et de longueurs de 2, 3 et 4mm , tous bruts de clivage, ont été réalisés pour tester les propriétés de la structure épitaxiale. Nous avons pu extraire à l'aide de mesures en courant continu, pour des longueurs de cavité de 2mm , des courants de seuil à 20°C de

l'ordre de $I_S=400\text{mA}$, soit une densité de courant au seuil de $J_S=200\text{A/cm}^2$, ainsi qu'un rendement différentiel externe moyen $\eta_d=0,43\text{W/A}$ par facette. En ce qui concerne la stabilité du courant de seuil en température et la stabilité du rendement externe en température, nous relevons, respectivement, des températures caractéristiques $T_0=128^\circ\text{C}$ et $T_1=750^\circ\text{C}$ (figure 2). Nous pouvons également extraire les paramètres internes de la structure de part l'étude des grandeurs caractéristiques en fonction de la longueur de cavité. Nous estimons ainsi les pertes internes totales $\alpha_i=2,6\text{cm}^{-1}$, le coefficient de gain modal $\Gamma G_0=7,7\text{cm}^{-1}$ et la densité de courant à la transparence $J_{tr}=85\text{A/cm}^2$ (figure 3). En ce qui concerne l'émission du même laser à 20°C , nous observons un pic centré à 884nm , de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda=2\text{nm}$, valeur courante pour ce type de laser.

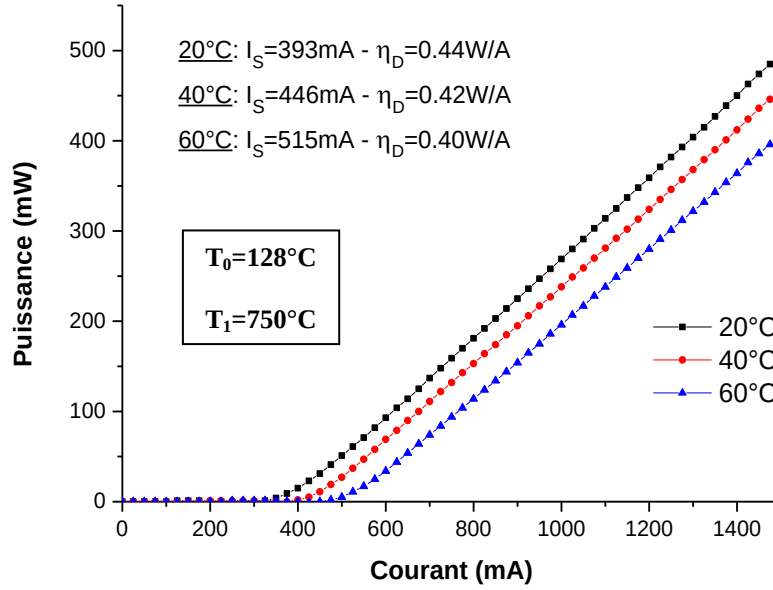


Fig.2: Caractéristique Puissance/Courant d'un laser large de $100\mu\text{m}$ par 2mm , faces brutes de clivage, pour différentes températures de fonctionnement

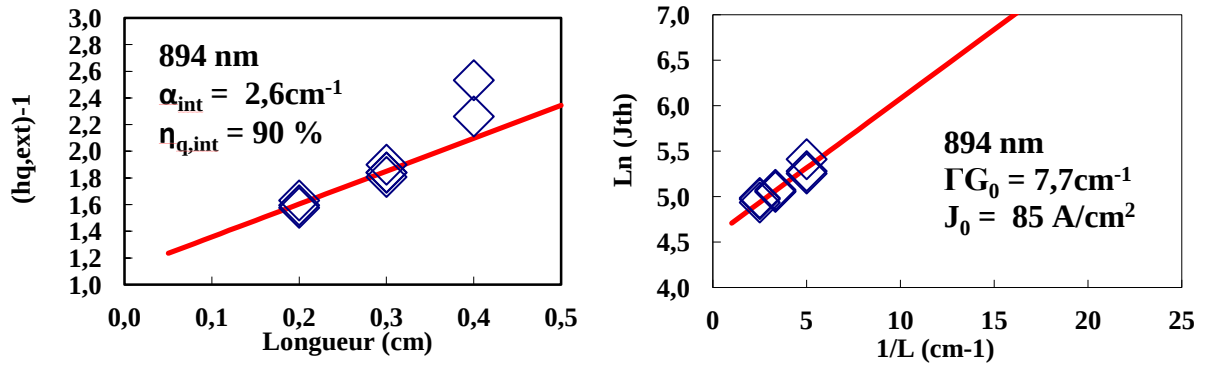


Fig.3: Extraction des paramètres internes de la structure 894nm

3. CONCEPTION OPTIQUE

En prévision de la seconde étape, qui est la fabrication de laser ridge/DFB, une étude optique a été menée afin d'évaluer les dimensions du guide d'onde à graver dans le matériau pour obtenir un faisceau laser monomode spatial (TE_{00}) et obtenir l'indice effectif du mode en question ($n_{\text{eff}} \sim 3,27$) (figure 4). Cette valeur d'indice est ensuite utilisée pour calculer le pas du réseau de Bragg du second ordre gravé dans la structure afin d'obtenir l'émission monomode spectrale à 894nm ($\Lambda=273,5\text{nm}$)

(figure 5). Le calcul du facteur de couplage réseau κ par la méthode des deux indices effectifs est mené de concert.

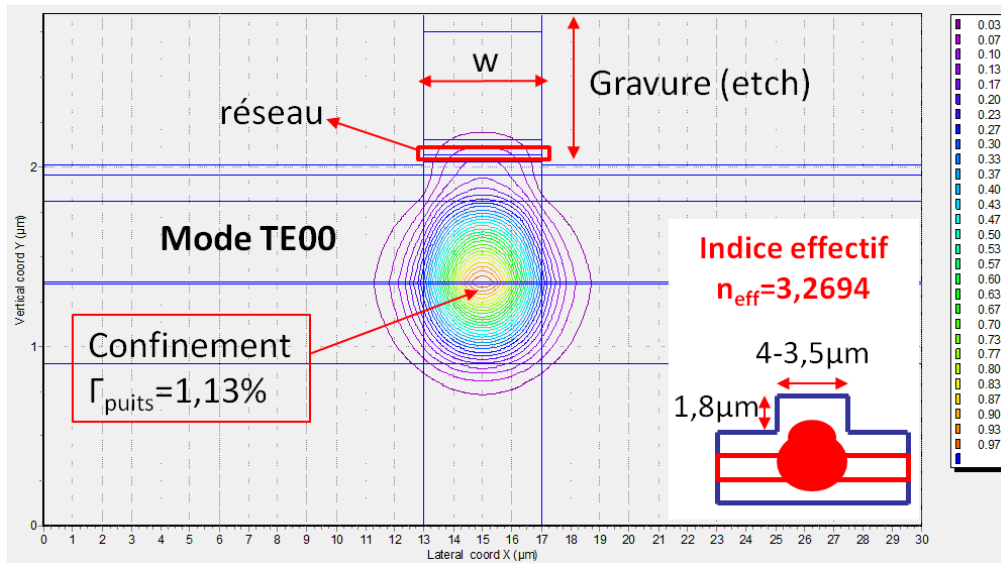


Fig.4: Etude du guidage optique dans la structure ridge. Le facteur de recouvrement énergétique Γ sur le puits quantique est d'environ 1%

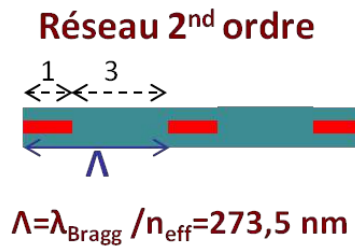


Fig.5: Calcul du pas de réseau du 2nd ordre

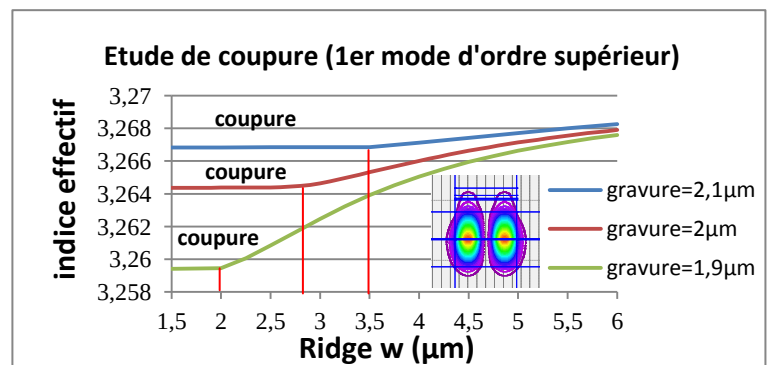


Fig.6: Etude de coupure des modes supérieurs

L'étude de la largeur de coupure des modes supérieurs montre qu'en gravant moins de 1,9µm, le laser reste monomode TE jusqu'à des largeurs de ridge $w=3,5\mu\text{m}$. Au-delà de 3,5µm, le mode à deux lobes peut exister dans la cavité, même si son seuil laser est beaucoup plus élevé. La valeur de couplage κ pour ces jeux de paramètres est d'environ $\kappa=6\text{cm}^{-1}$. Pour une longueur de cavité $L=2\text{mm}$, $\kappa*L=1,2$, valeur qui doit permettre un bon fonctionnement DFB.

CONCLUSION

Nos premiers résultats sur la diode laser à 894nm sont encourageants. Nous sommes actuellement en phase de réalisation des diodes DFB, qui montreront leurs premiers résultats au courant de l'été 2014.

RÉFÉRENCES

[1] (C. Cayron, V. Ligeret, P. Resneau, Y. Robert, O. Parillaud, M. Lecomte, M. Calligaro, S. Bansporun, J. Nagle, M. Krakowski, "High-power, high-reliability, and narrow linewidth, Al-free DFB laser diode, for Cs pumping (852nm)", Photonics West 2010).

TRANSMISSION EXALTÉE À TRAVERS DES OUVERTURES ANNULAIRES INCLINÉES (SAAA)

Tahseen Alaridhee*, Abdoulaye Ndao et Fadi. I. Baida

Institut FEMTO-ST, CNRS UMR 6174, Département d'Optique P. M. Duffieux

Université de Franche-Comté, 16 route de Gray, 25030 Besançon cedex, France

Email : tahseen.alaridhee@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 annulaires inclinées (SAAA : Slanted Annular Aperture Arrays). Nous montrons, pour la première fois, que cette transmission extraordinaire est accompagnée d'une propagation en zigzag qui se produit sur des distances sub-micrométriques à l'intérieur des SAAA accompagnée de l'excitation du mode fondamental (TEM : Transverse Electro Magnetic) et ceci de manière indépendante des propriétés d'éclairage (polarisation, angle d'incidence et de l'angle azimutal).

MOTS-CLEFS: *transmission exaltée ; nanostructures métalliques ; modes guidés ; FDTD*

1. INTRODUCTION

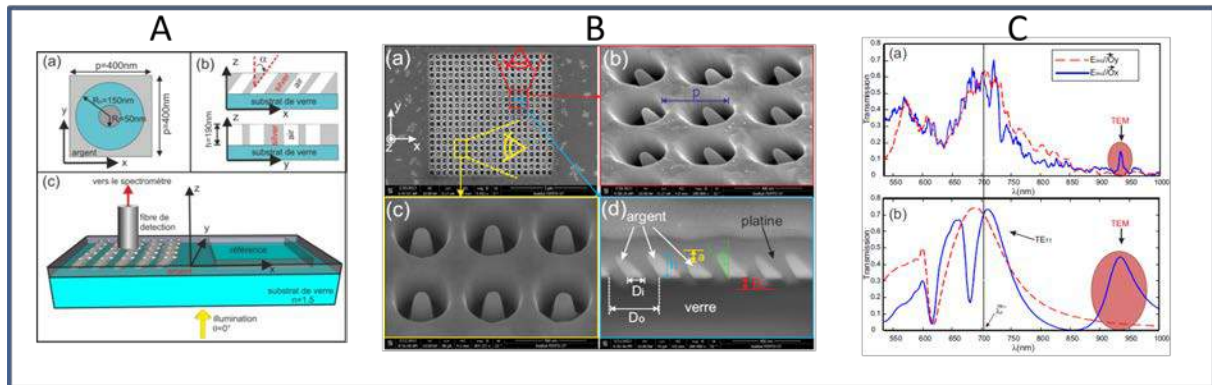
Historiquement, la structure AAA (Annular Aperture Array) a été proposée [1] dans le contexte de la transmission extraordinaire car une telle cavité coaxiale admet un mode guidé sans fréquence de coupure : le mode transverse électromagnétique TEM. Cependant, l'excitation de ce mode pour lequel le champ électromagnétique admet une symétrie de révolution parfaite, reste impossible à l'aide d'une onde plane polarisée linéairement en incidence normale; il ne peut être généré que par une onde dont le champ électrique présente une composante non nulle selon l'axe des ouvertures. Néanmoins, une transmission exaltée a pu être mise en évidence dans ces conditions mais elle était le fruit de l'excitation d'un autre mode guidé dans les nano-ouvertures ; i.e. le mode TE_{11} [2]. En effet, ce dernier présente un bon recouvrement maximal avec une onde plane polarisée rectilignement éclairant la structure sous incidence normale. Cette transmission extraordinaire est obtenue à la longueur d'onde de coupure de ce mode TE_{11} . Cependant, l'excitation du mode transverse électromagnétique TEM peut permettre une transmission efficace à des longueurs d'onde bien supérieures à celle de coupure du mode TE_{11} . En 2007 [3], F. I. Baida a démontré analytiquement et numériquement la possibilité d'exciter ce mode TEM par une onde polarisée linéairement dans le cas d'une structure AAA en métal parfait. Cette étude a permis de démontrer que le mode TEM ne peut être généré qu'avec un faisceau incident oblique polarisé TM (transverse magnétique).

L'importance d'exciter ce mode sans fréquence de coupure et la difficulté expérimentale de le générer en incidence oblique, ont motivé plusieurs chercheurs à s'intéresser à la structure SAAA qui permet de passer outre cette incidence oblique [4-6]. Récemment, nous avons démontré, aussi bien théoriquement qu'expérimentalement, l'excitation de ce mode TEM à travers la structure SAAA fabriquée en métal réel (l'argent) dans la gamme du visible proche IR [7] (voir figure ci-dessous). En parallèle, nous avons réalisé une étude comparative entre AAA et SAAA qui nous a permis non seulement de montrer l'avantage des SAAA par rapport aux AAA (plus d'efficacité de transmission et une longueur d'onde supérieure à celle du mode TE_{11}) mais aussi de démontrer certaines caractéristiques importantes de cette transmission. En effet, comme prévu dans une étude théorique effectuée par une équipe de l'Institut Fresnel à Marseille il y a quelques années [8], nous avons

démontré l'existence de deux états propres de la polarisation (états orthogonaux) pour lesquels la transmission par excitation de ce mode TEM est de 100% pour l'un et de 0% pour l'autre indépendamment des conditions d'éclairage (polarisation, angle d'incidence, angle de tilt, ...). Ainsi, il en découle que la transmission d'une lumière dépolarisée (naturelle) est de 50% quelque soit les conditions d'éclairage. Ce résultat ouvre plusieurs perspectives en termes d'applications pour cette structure (photovoltaïque, protection de radar, imagerie champ proche térahertz ...).

2. DESCRIPTION, FABRICATION ET CARACTÉRISATION DES SAAA.

La fabrication des structures SAAA en métal réel comporte deux étapes à savoir le dépôt par évaporation d'une couche d'argent suivie d'une gravure par faisceau d'ions focalisés (FIB : Focused Ion Beam). Plusieurs matrices SAAA ont été réalisées. Nous présentons sur la figure ci-dessous un exemple d'une structure présentant une transmission exaltée basée sur l'excitation du mode TEM à la longueur d'onde $\lambda=900\text{nm}$ alors que la période de la structure n'est que de 400nm .



(A-a) : coupe xOy montrant les paramètres géométriques (période $p=400\text{nm}$, $R_i=50\text{nm}$, $R_0=150\text{nm}$. (A-b) : coupes xOz et xOy avec une épaisseur $h=190\text{nm}$, $a=30^\circ$. (A-c) : schéma de la structure avec la référence qui est un trou carré de même dimension que la matrice. (B-a) vue de dessus de l'image MEB d'une matrice SAAA. (B-b) Agrandissement d'une zone contenant 3×3 ouvertures, (B-c) Agrandissement d'une zone contenant 3×3 ouvertures, (B-d) Section verticale le long de l'axe des ouvertures permettant de mesurer les paramètres géométriques après fabrication ($D_i = 95\text{nm}$, $D_o = 295\text{nm}$, $h=192\text{nm}$). (C) L'ordre zéro transmis par la structure SAAA en fonction de la longueur d'onde pour deux cas de polarisation : $E_{\text{inc}}//O_x$ (ligne bleue) et $E_{\text{inc}}//O_y$ (ligne rouge pointillée). Expérience en (C-a) et théorie correspondante en (C-b). Le mode TEM apparaît lorsque le champ électrique incident admet une composante électrique non nulle le long de l'axe de l'ouverture.

Nous allons présenter des résultats qui démontrent que quelque soit le plan d'inclinaison, le plan d'incidence ou l'angle azimutal la somme des amplitudes de transmission des pic correspondant à l'excitation du mode TEM pour deux polarisations orthogonales (ici TE et TM) est de 100%. En outre, nous avons également pu montrer la propagation en zigzag de la lumière à l'intérieur SAAA avec des déviations extraordinaires du flux lumineux de plus de 100° sur des distances inférieures à $\lambda/15$.

RÉFÉRENCES

[1] A. Ndao, A. Belkhir, R. Salut and F. I. Baida, "Slanted annular aperture arrays as enhanced-transmission metamaterials: Excitation of the plasmonic transverse electromagnetic guided mode", *Appl. Phys. Lett.*, 103, 211901 (2013)

- [2] F.I. Baida, and D. Van Labeke, "Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films", *Opt. Commun.* 209 (2002)
- [3] Y. Poujet, J. Salvi, and F. I. Baida, "90% Extraordinary optical transmission in the visible range through annular aperture metallic arrays", *Opt. Lett.* 2942, 32 (2007)
- [4] F. I. Baida, "Enhanced transmission through subwavelength metallic coaxial apertures by excitation of the TEM mode", *App. Phys. B*, 89,145 (2007)
- [5] M. Hamidi, C. Chemrouk, A. Belkhir, Z. Kebci, A. Ndao, O. Lamrous and F.I. Baida, "SFM-FDTD analysis of triangular-lattice AAA structure: Parametric study of the TEM mode", *Opt. Commun.*, 318, 47-52 (2014)
- [6] F.I. Baida, A. Belkhir, O. Arar, E.H. Barakat, J. Dahdah, C. Chemrouk, D. Van Labeke, C. Diebold, N. Perry and M.-P. Bernal, "Enhanced optical transmission by light coaxing: Mechanism of the TEM-mode excitation", *Micron* 41 742–745 (2010)
- [7] S. Nosal, *Thèse à l'Ecole Centrale Paris* (2009)
- [8] A. Fehrembach, D. Maystre, and A. Sentenac, "Phenomenological theory of filtering by resonant dielectric gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* 19, 1136-1144 (2002).

CONVERSION DE FRÉQUENCE ET AMPLIFICATION SENSIBLE À LA PHASE DANS DES GUIDES LUMIÈRE LENTE

Aude Martin^{1,2}, Sylvain Combrié² et Alfredo de Rossi²

¹ ¹ Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS-UPR20, Marcoussis, France

² Thales Research and Technology, Palaiseau, France

aude.martin@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous avons étudié le mélange à quatre ondes et la conversion de fréquence entre un signal de pompe impulsif à 10 GHz et un signal de sonde continu dans un guide à cristaux photonique en Gallium Indium Phosphide (GaInP). Nous avons également démontré les propriétés d'amplification sensible à la phase dans ces guides.

MOTS-CLEFS : Mélange à quatre ondes; amplification sensible à la phase; cristaux photonique

1. INTRODUCTION

Les guides cristaux photoniques à ligne de défaut (W1) sont des outils extrêmement performants pour réaliser des applications non linéaires telles que la compression d'impulsions [1], le stockage tout optique [2] ou encore la commutation tout optique [3]. En travaillant sur les paramètres du guide, il est possible de ralentir la lumière pour augmenter les interactions lumière-matière et de contrôler la dispersion pour réaliser la condition de phase qui permet le mélange à quatre ondes. Le mélange à quatre ondes a été démontré dans des guides en silicium [4],[5] et en GaInP [6]. On présente les efficacités de conversion pour des guides W1 en GaInP avec une transmission améliorée et une zone plate large qui permettent une grande accordabilité du phénomène.

2. CARACTÉRISATION LINÉAIRE DU GUIDE LUMIÈRE LENTE

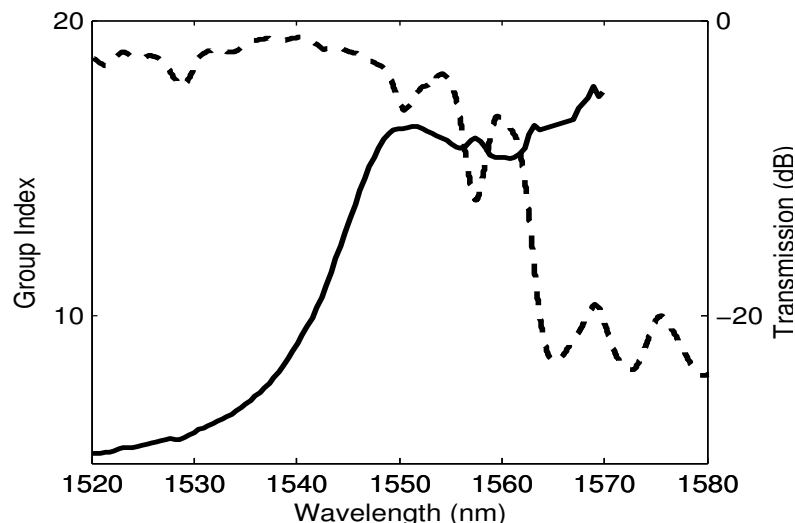


FIGURE 1 : Dispersion (solide) et transmission (pointillés) du guide d'ondes.

L'échantillon caractérisé long de 1.5 mm est une membrane de 170 nm d'épaisseur dont le dessin a été optimisé [7] afin d'obtenir une dispersion plate du mode TE et une forte augmentation de la densité

locale du champ proportionnelle à l'inverse de la vitesse de groupe. La Figure 1 présente la caractérisation linéaire de l'échantillon avec la méthode d'interférométrie optique faible cohérence.

3. AMPLIFICATION PARAMÉTRIQUE POMPE DÉGÉNÉRÉE

L'amplification paramétrique est un processus non linéaire du troisième ordre dans lequel une onde de faible puissance appelée sonde interagit avec une onde plus puissante appelée pompe pour générer, par effet Kerr, une troisième onde appelée idler de fréquence symétrique au signal par rapport à la pompe. Cette amplification a lieu sans conservation de l'énergie dans le milieu Kerr. L'efficacité de conversion de cette amplification est définie comme le rapport de la puissance de sortie de l'idler sur la puissance incidente de signal [8] :

$$\eta_{FWM} = \frac{P_{idler}(out)}{P_{probe}(in)} = \left(\frac{\gamma P_{pump}}{g} \sinh(gL) \right)^2 e^{-\alpha L} \quad (1)$$

avec le gain paramétrique, $g = \sqrt{(\gamma P_0 r)^2 - (\kappa/2)^2}$, le désaccord de phase, κ , la longueur de l'échantillon, L , le paramètre non linéaire, γ et le coefficient d'absorption, α . Le signal impulsif de pompe (6.5 ps) généré par un laser fibré à verrouillage de modes est modulé à 10 GHz et le signal est continu et accordable.

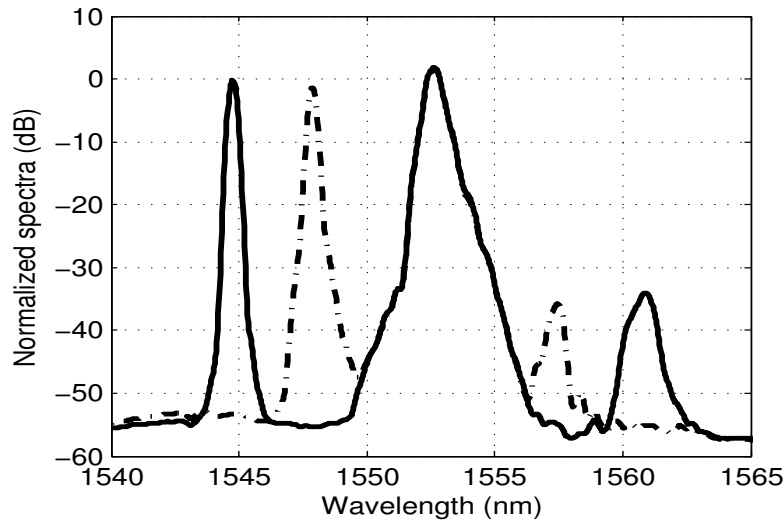


FIGURE 2 : Spectres en sortie d'échantillon pour $\lambda_{pump} = 1552.72$ nm. Les deux courbes représentées (solide et pointillés) correspondent à deux longueurs d'onde en entrée. Le spectre continu correspond à un désaccord spectral de 8 nm.

En Figure 2, on présente les spectres obtenus sur l'analyseur de spectre optique en sortie d'échantillon pour $\lambda_{pump} = 1552.72$ nm et pour deux longueurs d'ondes de sonde. Les efficacités de conversion présentées en Figure 3 tiennent compte du recouvrement spectral du signal impulsif par rapport au signal continu.

Les résultats de cette expérience menée pour deux fréquences de pompes différentes et différents écarts spectral pompe-sonde est représenté en Figure 3. On observe que pour $\lambda_{pump} = 1552.72$ nm, le spectre de gain est plus large que pour $\lambda_{pump} = 1551.64$ nm mais que dans cette dernière configuration, il est possible d'atteindre une efficacité de conversion de -7 dB.

4. VERS L'AMPLIFICATION SENSIBLE À LA PHASE

Dans le cas de l'amplification sensible à la phase, le signal et l'idler sont tous les deux présents en entrée de l'amplificateur et sont bloqués en phase. Les interférences alternativement constructives

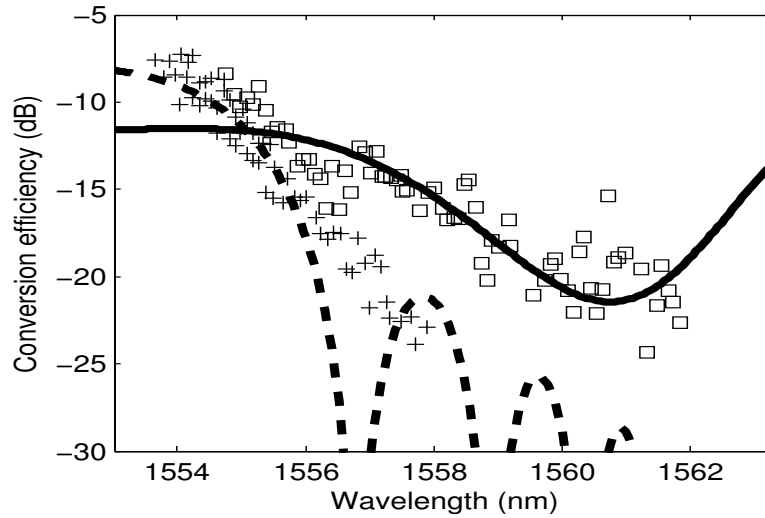


FIGURE 3 : Spectres d'efficacité de conversion pour $\lambda_{pump} = 1551.64$ nm (étoile) et $\lambda_{pump} = 1552.72$ nm (carré) en fonction de la longueur d'onde du signal. Les résultats théoriques attendus sont représentés par les lignes continue et pointillée.

et destructives selon la phase relative entre le signal généré par mélange à quatre onde et le signal en entrée amplifient ou atténuent le signal. L'efficacité de ces guides pour cette application a également été démontrée.

CONCLUSION

Nous avons démontré des niveaux d'efficacité de conversion élevés (plus de 7 dB) sur un large spectre (plus de 8 nm de désaccord) pour un guide lumière lente en GaInP. L'utilisation de ce type de guide pour des applications d'amplification sensible à la phase seront également présentées.

RÉFÉRENCES

- [1] P. Colman, C. Husko, S. Combrié, I. Sagnes, C. W. Wong, and A. De Rossi, *Nat. Phot.*, vol. 4, n°12, pp.862-868, 2010.
- [2] J. T. Mok, and B. J. Eggleton, *Nature*, vol. 433, n°7028, pp.811-812, 2005.
- [3] K. Nozaki, T. Tanabe, A. Shinya, S. Matsuo, T. Sato, H. Taniyama, and M. Notomi, *Nat. Phot.*, vol. 4, n°7, pp.477-483, 2010.
- [4] J.F. Mcmillan, M. Yu, D.L. Kwong, and C.W. Wong, "Observation of four-wave mixing in slow-light silicon photonic crystal waveguides," *Opt. Express*, vol. 18, n°15, pp.15484-15497, 2010.
- [5] C. Monat, B. Corcoran, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, J. Eggleton, T.P. White, L. O'Faolain, and T.F. Krauss, "Slow light enhancement of nonlinear effects in silicon engineered photonic crystal waveguides," *Opt. Express*, vol. 17, n°4, pp. 2944, 2009.
- [6] V. Eckhouse, I. Cestier, G. Eisenstein, S. Combrié, A. De Rossi, M. Santagiustina, C.G. Someda, and G. Vadalà, "Highly efficient four wave mixing in GaInP photonic crystal waveguides," *Opt. Letters*, vol. 35, n°9, pp.1440-1442, 2010.
- [7] P. Colman, S. Combrié, G. Lehoucq, and A. De Rossi, "Control of dispersion in photonic crystal waveguides using group symmetry theory," *Opt. express*, vol. 20, n°12, pp.13108-13114, 2012.
- [8] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Elsevier, 2006.

COMPARAISON ENTRE MODULATION DE PHASE ALEATOIRE ET SINUSOIDALE POUR SUPPRIMER LA DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE

Marc LeParquier¹, Pascal Szriftgiser^{1,2}, Arnaud Mussot^{1,2}, Damien Ceus², Jacques Luce³ et
Denis Penninckx³

¹ Centre d'Etudes et de Recherches Lasers et Applications, Université de Lille 1 Science et
Technologies, 59650 Villeneuve d'Ascq, France

² Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, UMR CNRS 8523, Université de Lille 1
Science et Technologies, 59650 Villeneuve d'Ascq, France

³ Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives, Centre d'Etudes Scientifiques et
Techniques d'Aquitaine, B.P. No. 2 F-33114 Le Barp, France

marc.le-parquier@univ-lille1.fr

1. RÉSUMÉ

Nous rapportons une étude statistique de l'efficacité de la suppression de la rétrodiffusion Brillouin lors de l'élargissement spectral de la pompe par une modulation de phase aléatoire comparée à une modulation déterministe sinusoïdale. Les applications visées sont la suppression du Brillouin pour les amplificateurs paramétriques optiques à fibre (FOPA). Notre étude montre de manière surprenante une grande fiabilité de la modulation de phase par une source de bruit RF dès lors que la bande passante utilisée est suffisamment large.

MOTS-CLEFS : *Diffusion Brillouin Stimulée; Modulation de phase; source de bruit blanc; statistiques.*

2. INTRODUCTION

Les performances des amplificateurs paramétriques optiques à fibre (FOPA) sont limitées par l'apparition de la rétrodiffusion Brillouin stimulée (SBS). Afin de s'affranchir de ce processus, il est d'usage de dégrader la cohérence de l'onde pompe continue de ces amplificateurs en la modulant en phase [1]. Le contrôle du modulateur de phase peut se faire par une large gamme de formats de modulations : séquences binaires pseudo-aléatoires, sinusoïdes, multifréquences, dérive de fréquence [2], [3], ou encore, plus récemment, aléatoire par une source de bruit RF [2], [4]. Les sources de modulation de phase basées sur une source de bruit RF ont l'avantage de maintenir de bonnes performances moyennes pour un coût très modeste et une mise en œuvre très rapide [2], [4]. Mais des questions sur leur fiabilité peuvent se poser. Si ce format de modulation est très efficace en moyenne, puisqu'un signal de type aléatoire est mis en œuvre, il est légitime de s'interroger si de rares apparitions transitoires de la SBS sont susceptibles d'apparaître. Aussi rare soient elles, nous rappelons qu'une seule défaillance du dispositif de suppression peut engendrer d'importants dommages dans une chaîne d'amplification.

Nous présentons ici des mesures sur un grand nombre d'échantillons avec un traitement statistique pour évaluer la probabilité d'apparition d'événements rares qui se traduiraient par un « pic » de rétrodiffusion Brillouin.

3. PRINCIPE EXPERIMENTAL

Le schéma expérimental est présenté dans la figure 1. Un laser fibré monomode est modulé en phase, puis amplifié dans un amplificateur à fibre dopée erbium. La lumière passe dans un circulateur, un coupleur 99/1, et est finalement injectée dans une fibre monomode standard (SMF)

d'une longueur de 3900m. Une mesure de puissance de la lumière injectée est faite par le biais du coupleur 99/1 et le retour du circulateur est renvoyé sur une photodiode rapide pour une acquisition de la puissance Brillouin rétro-diffusée en temps réel, ainsi que pour des mesures optiques du seuil Brillouin.

La modulation de phase se fait soit par un signal sinusoïdal de référence de fréquence 200 MHz, soit par une source de bruit RF de bande spectrale ajustable entre dont la fréquence de coupure basse est 20MHz et la fréquence de coupure haute est variable entre 50 et 430MHz.

Chaque courbe de seuil comporte 74 points de mesures de la puissance rétro-diffusée en fonction de la puissance injectée $\{P_{\text{injecté}}, P_{\text{rétro-diffusée}}\}$. Pour chacun de ces 74 points de mesures, la puissance rétro-diffusée est enregistrée par un oscilloscope rapide de résolution verticale 12 bits. La fréquence d'échantillonnage est de 500 MHz. La bande passante effective de l'oscilloscope est donc de 250 MHz, très supérieure à la largeur naturelle de la résonance Brillouin (~ 20 MHz). Cela nous permet donc de résoudre et donc de détecter tous les éventuels événements rares susceptibles d'apparaître sur l'ensemble des 2,5 millions de points de la séquence d'acquisition que l'on caractérise par sa valeur moyenne (puissance rétro-diffusée) et son écart-type ainsi que les histogrammes correspondants.

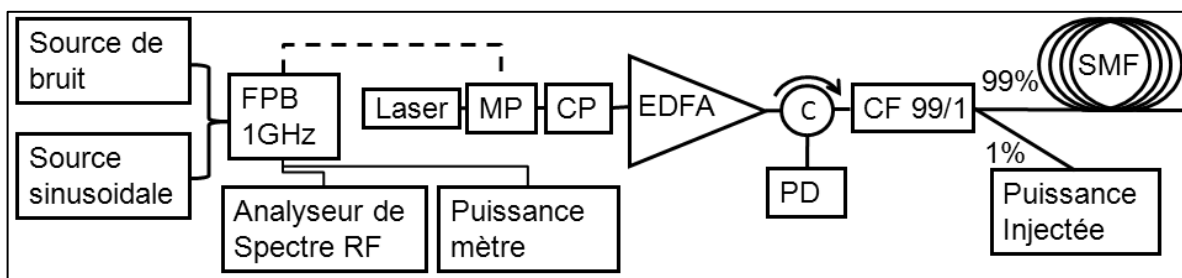


Fig 1 : Montage expérimental ; FPB, Filtre passe bas; MP, Modulateur de phase; CP, contrôleur de polarisation; EDFA, Erbium doped fiber amplifier; C, circulateur; PD, photodiode; CF, coupleur fibré; SMF, single mode fiber.

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le niveau de puissance injecté au modulateur de phase est ajusté de façon à ce que le seuil Brillouin soit rigoureusement le même quel que soit le signal (sinusoïde de référence à 200Mhz et bruits de différentes largeurs spectrales).

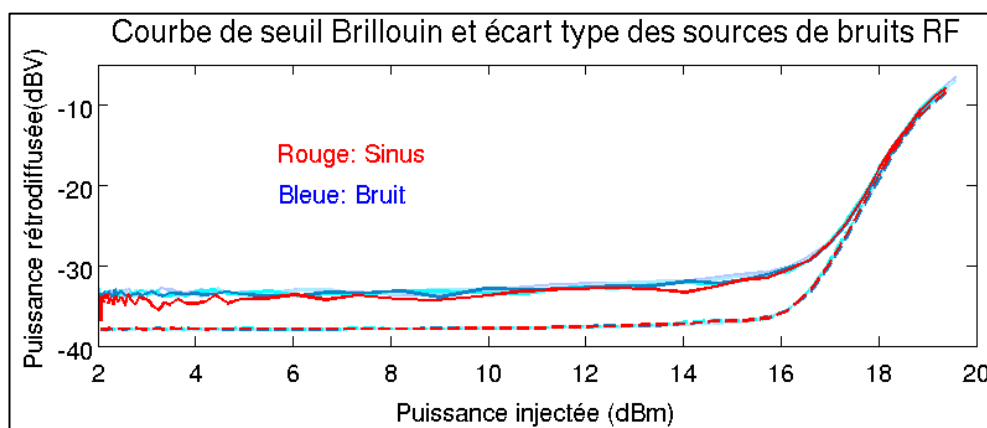


Fig 2 : Traits pleins : puissance moyenne rétrodiffusée en fonction de la puissance injectée.
Tirets : écart type de la puissance rétrodiffusée en fonction de la puissance injectée.
La source de référence (modulation sinusoïdale) est en rouge et les sources de bruit sont en bleu.

La figure 2 représente ainsi l'évolution de la puissance rétrodiffusée en fonction de la puissance injectée dans la fibre pour les différentes sources de modulation RF. La mesure de l'écart type montre un comportement analogue des différentes sources de modulation. Cependant le point d'inflexion de l'écart type (à 16dBm) montre que des événements rares peuvent apparaître avant le seuil Brillouin, même pour une modulation déterministe comme l'est la modulation sinusoïdale. Ceci est dû au démarrage de la rétrodiffusion Brillouin sur le bruit quantique. On pourrait craindre que l'utilisation d'une modulation aléatoire augmente la probabilité d'événement rare mais son écart-type n'est pas supérieur à celui d'une modulation sinusoïdale.

La figure 3 le confirme avec les histogrammes des acquisitions. En chaque point d'abscisse (la puissance injectée) nous traçons la distribution des 2,5 Mpoints de mesures de la puissance rétrodiffusée en échelle de couleur. Les histogrammes sont tous très piqués sous le seuil Brillouin. Au-delà du seuil, les distributions s'étalent. Sans que cela se ressente sur l'écart-type, il apparaît que la distribution s'étale un peu plus lorsque la largeur spectrale de la modulation aléatoire est faible.

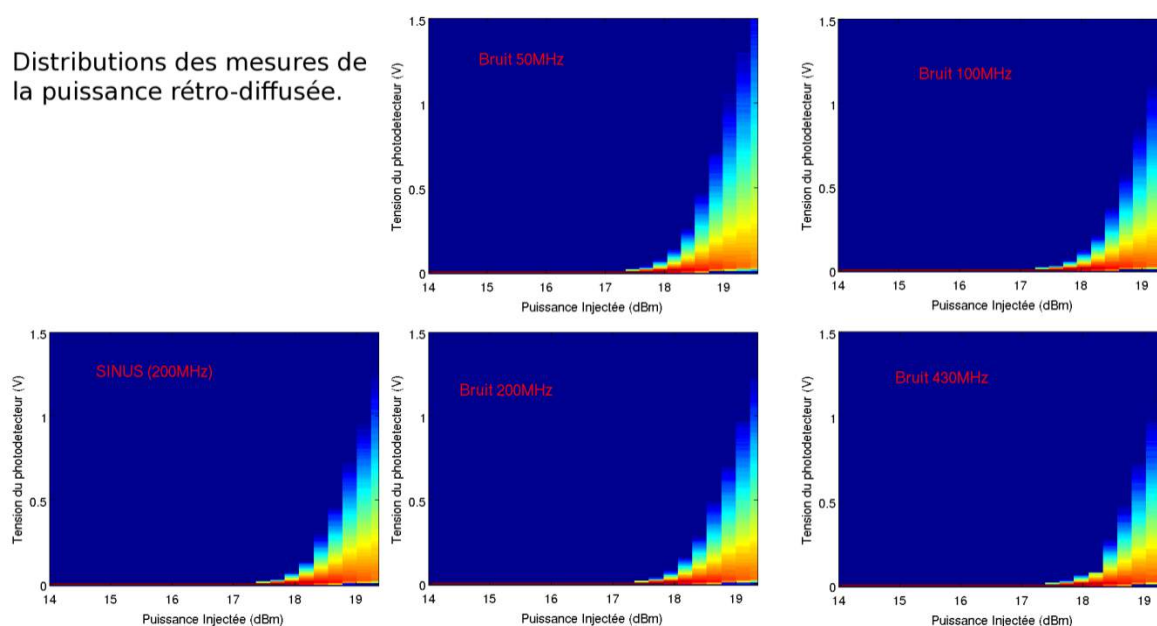


Fig 3 : histogrammes des acquisitions du photodétecteur.

Ainsi, comme l'objectif des modulations de phase est de se placer sous le seuil Brillouin, les sources de bruit RF offrent une alternative viable aux modulations sinusoïdales puisqu'aucune différence n'est détectable.

5. RÉFÉRENCES

- [1] J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Li, and P.-O. Hedekvist, "Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 8, no. 3, pp. 506–520, 2002.
- [2] J. B. Coles, B.-P. Kuo, N. Alic, S. Moro, C.-S. Bres, J. M. Boggio, P. A. Andrekson, M. Karlsson, and S. Radic, "Bandwidth-efficient phase modulation techniques for stimulated Brillouin scattering suppression in fiber optic parametric amplifiers," *Optics express*, vol. 18, no. 17, pp. 18138–18150, 2010.
- [3] S. Hocquet, D. Penninckx, J.-F. Gleyze, C. Gouédard, and Y. Jaouën, "Nonsinusoidal phase modulations for high-power laser performance control: stimulated Brillouin scattering and FM-to-AM conversion," *Appl. Opt.*, vol. 49, no. 7, pp. 1104–1115, 2010.
- [4] A. Mussot, M. Le Parquier, and P. Szriftgiser, "Thermal noise for SBS suppression in fiber optical parametric amplifiers," *Optics Communications*, vol. 283, no. 12, pp. 2607–2610, Jun. 2010.

LA GENERATION DES IMPULSIONS ULTRACOURTES A 1065 NM DANS UNE FIBRE A CRISTAUX PHOTONIQUES FORTEMENT NON LINEAIRE

Lynda. Cherbi, N. Lamhene , F. Boukhelkhal, M.Touzene and A.Bellil

Laboratoire d'Instrumentation (LINS), Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene 'USTHB', BP 32 Elia 16111 Bab Ezzouar, Algérie

Cherbi_lynda@hotmail.com

RÉSUMÉ

Nous sommes arrivés dans ce travail à générer des impulsions ultracourtes de différentes durées 4.6 fs, 2.3 fs et 1.8 fs à 1065 nm dans un seul étage de compression constitué d'une fibre à cristal photonique fortement non linéaire et de très courte longueur (45mm -12 mm) sans avoir recours à des grandes valeurs de dispersion.

MOTS-CLEFS: *effets non linéaires; optique ultra rapide; fibre à cristaux photoniques (PCF), solitons*

1. INTRODUCTION

L'optique ultra-rapide est devenue très appropriée pour un usage répandu dans les télécommunications, la détection, la tomographie optique cohérente, les applications médicales (ophtalmologie, dermatologie). Elle permet même de sonder des phénomènes ultra-rapides avec une résolution temporelle inédite, tels que des réactions chimiques et le mouvement des électrons. Les effets non linéaires des matériaux sont exploités pour satisfaire ces exigences malgré qu'ils nécessitent des niveaux de puissances énormes. Pour palier à cet inconvénient, plusieurs approches ont été adoptées pour amplifier ces effets non-linéaires, comme le choix du matériau ou des propriétés géométriques de la structure guidant la lumière [1][2][4]. C'est dans cette perspective qu'une nouvelle génération de fibres optiques telles que les PCF fortement non linéaires (PCFNL) est née pour être des composants clés pour les applications des sources lumineuses à large bande et les compresseurs d'impulsions. Plusieurs méthodes ont été utilisées pour la génération des impulsions ultracourtes telles que l'élargissement du spectre de l'impulsion en utilisant des effets non-linéaires à intensité modérée ($10^{14} W.cm^{-2}$), l'interaction laser-plasma à très haute intensité (de $10^{15} W.cm^{-2}$ à $10^{21} W.cm^{-2}$) [1] et la compression par effet soliton [2][4].

Dans ce travail, nous sommes arrivés à générer des impulsions ultracourtes de différentes durées 4.6 fs, 2.3 fs et 1.8 fs en utilisant un seul étage de compression, par effet soliton, constitué d'une PCF fortement non linéaire et de très courte longueur (45mm- 12 mm), sans avoir recours à des grandes valeurs de dispersion comme ça été déjà fait dans [2]. Plusieurs simulations à base de la méthode à pas fractionnaire ont été effectuées pour le choix judicieux de la puissance d'entrée, la valeur de dispersion et la longueur de la fibre afin d'éviter les régions de fission des différents ordres des solitons générés.

2. ANALYSE MATHÉMATIQUE DE LA COMPRESSION D'IMPULSIONS PAR EFFET SOLITON

Le mécanisme de compression par effet soliton est relié aux propriétés fondamentales des solitons d'ordre supérieur qui suivent un modèle périodique d'évolution de période Z_0 . Cette technique exploite la phase initiale d'élargissement non-linéaire spectral et de compression temporelle d'un soliton d'ordre supérieur ($N > 1$), se propageant en régime de dispersion anormale d'une fibre optique [3]. On rappelle que N et Z_0 sont définis par les relations suivantes :

$$\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} = \frac{L_D}{L_{NL}} = N^2 \quad (1)$$

$$Z_0 = \frac{\pi L_D}{2} = \frac{\pi T_0^2}{2|\beta_2|} \quad (2)$$

Où T_0 est la largeur initiale de l'impulsion et P_0 est la puissance injectée, $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$ est la longueur de dispersion, β_2 est le coefficient de dispersion de vitesse de groupe, γ est le coefficient non linéaire et $L_{NL} = \frac{1}{P_0 \gamma}$.

L'évolution d'un soliton d'ordre N dans une fibre optique est gouvernée par l'équation non linéaire généralisée de Schrödinger:

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A(z,t)}{\partial t^3} = j\gamma |A(z,t)|^2 A(z,t) - \frac{\alpha}{2} A(z,t) + i\gamma T_R \frac{\partial |A(z,t)|^2 A(z,t)}{\partial t} - \frac{\gamma}{w_0} |A(z,t)|^2 A(z,t) \quad (3)$$

Avec 'A' est l'enveloppe de l'impulsion, β_3 est le paramètre de la dispersion d'ordre 3, α est le coefficient d'atténuation linéaire et T_R est le gain Raman. Le dernier terme de l'équation représente l'effet l'auto-raïdissement. L'équation (3) est appliquée pour la propagation des impulsions courtes $t_{FWHM} \sim 50$ fs et peut être simplifiée quand la largeur d'impulsion est supérieure à 1ps vu que l'effet Kerr devient plus dominant que l'effet de Raman et l'effet d'auto-raïdissement [3]. Les effets de divers effets non linéaires qui se produisent pendant la transmission du signal peuvent être analysés par la résolution de l'équation (3). Cependant, en présence de la non-linéarité et de la dispersion, il n'est pas possible de la résoudre analytiquement, sauf dans le cas très particulier de soliton de transmission [3]. Par conséquent, de nombreux algorithmes numériques ont été développés pour résoudre l'équation (3). La méthode à pas fractionnaire est un des algorithmes le plus populaire en raison de sa bonne précision et son court temps de calcul.

3. SIMULATION ET RESULTATS

Nous avons injecté dans la PCFNL, une impulsion solitonique de durée $T_{FWHM} = 50$ fs à 1065 nm ayant la forme mathématique suivante :

$$U(\xi, \tau) = N \text{sech}(\tau) \exp\left(\frac{j\xi}{2}\right) \quad (4)$$

$$\text{Avec } \tau = \frac{t}{T_0}, T_0 = \frac{T_{FWHM}}{1.7626}, \xi = \frac{z}{L_D} \text{ et } N = \frac{A}{\sqrt{P_0}}$$

La fibre PCFNL possède un grand coefficient non linéaire ($\gamma = 11 \text{ Km}^{-1}\text{W}^{-1}$) et un zéro de dispersion autour de 1040 nm. Le diamètre du cœur de la fibre est d'environ 4,8 μm . La valeur de β_2 à 1065 nm est (-13.2380 ps^2/Km). La méthode à pas fractionnaire a été utilisée pour résoudre l'équation (3) et simuler la propagation de cette impulsion le long cette fibre en tenant en considération l'effet Kerr et l'effet de β_2 . Nous avons commencé à générer le soliton d'ordre 2 (fig1.a) en utilisant une puissance d'entrée de $6 \times 10^3 \text{ W}$. Dans ce cas, l'impulsion d'entrée de durée de 50 fs a pu être comprimée à 4.6 fs pour une longueur de fibre $L \approx Z_0/2 = 4.5 \text{ cm}$ (fig1.b) avec un facteur de compression $F_c = 6.2$ et un facteur de qualité $Q_c = 0,33$.

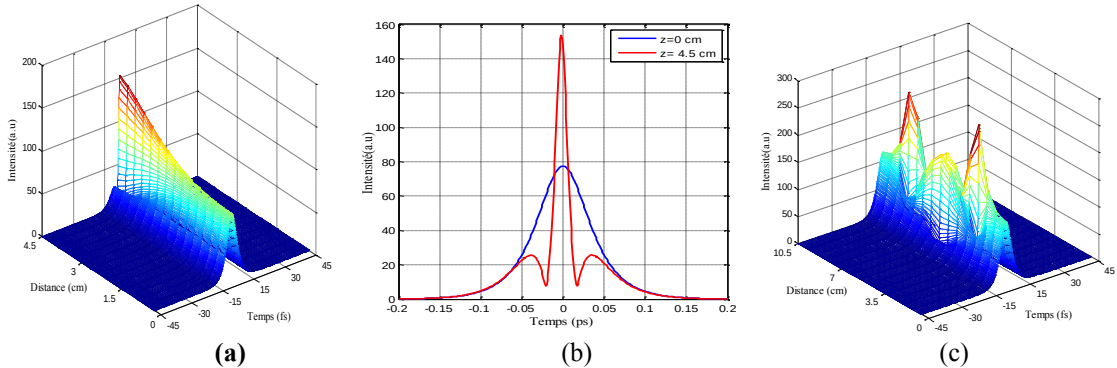


Fig. 1: L'évolution temporelle du soliton d'ordre 2 à la longueur de compression (a) et du soliton d'ordre 3 sur une période de $Z_0=9.8 \text{ cm}$ (c) le profil d'intensité d'impulsion de durée 4.6fs obtenue pour une distance de compression 4.5 cm (b).

En effet, la qualité de la compression de l'impulsion est caractérisée par plusieurs paramètres à savoir T_{comp} , qui est la largeur de l'impulsion comprimée, T_{Diff} qui est la différence entre la largeur de l'impulsion initiale T_0 et celle de l'impulsion comprimée, le facteur de compression F_c défini par $F_c = T_0/T_{\text{comp}}$ et aussi le facteur de qualité de compression $Q_c = P_{\text{comp}}/F_c$ avec P_{comp} est la puissance crête de l'impulsion comprimée normalisée à l'impulsion d'entrée. Nous constatons pour le soliton d'ordre 2 que si on dépasse la distance de propagation de 4.5 cm, ce soliton rentre dans la région de fission où il atteint sa largeur spectrale maximale et sa largeur temporelle minimale.

Dans le but de générer des impulsions plus courtes, nous avons simulé les solitons d'ordre supérieurs $N=3$ avec $P_0=13,5\text{KW}$ (fig1.c) et $N=4$ avec $P_0=24\text{ KW}$ (fig2.b) pour lesquels nous avons obtenu respectivement des impulsions comprimées à 2.3 fs ($F_c=12.5$, $Q_c=0.2$) (fig. 2.a) et à 1.8 fs ($F_c=16$, $Q_c= 0.15$) (fig2.c) pour des longueurs de propagation $L \approx Z_0/3=25\text{mm}$ et $L \approx Z_0/8= 12\text{ mm}$, respectivement.

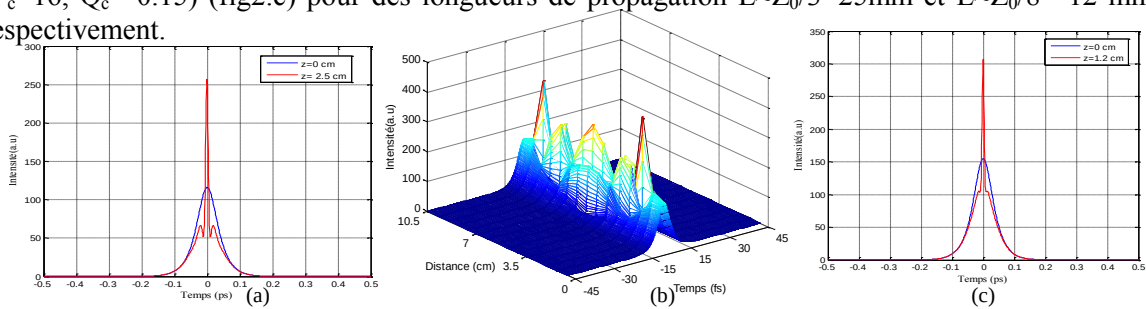


Fig 2 : L'évolution du soliton d'ordre $N = 4$ dans la PCFNL en fonction du temps et de la distance montrant une évolution périodique selon $Z_0=9.8\text{ cm}$ (b) profils d'intensité de l'impulsion comprimée de durée 2.3 fs pour une distance de compression 2.5 cm(a) et de l'impulsion de durée 1.8 fs à 1,2 cm(c).

Nous remarquons que si on augmente N , Q_c diminue car l'énergie restante de l'impulsion apparaît sous forme de larges piédestaux qui apparaissent autour de l'impulsion comprimée fig2.a, cela est dû au fait que pendant l'étape de compression temporelle initiale, l'évolution des solitons d'ordre supérieur est dominée par l'automodulation de phase 'SPM'. Or, le chirp induit par SPM est seulement linéaire au niveau de la partie centrale de l'impulsion, alors seule la partie centrale est comprimée par la dispersion de vitesse de groupe anormale. L'énergie dans les ailes de l'impulsion reste non-comprimée et apparaît comme un large piédestal.

4. CONCLUSION

A partir d'une impulsion de 50 fs centrée à 1065 nm, plusieurs impulsions ultracourtes de durées 4.5 fs, 2.3 fs et 1.8 fs ont été obtenues dans un seul étage de compression constitué d'une seule PCF fortement non linéaire et de très courte longueur (45 mm – 12 mm). Dans ce travail, nous avons pu démontrer que nous pouvons réaliser la compression des impulsions femtosecondes par effet soliton sans utiliser plusieurs étages et sans avoir recours à des fibres ayant des grandes valeurs de dispersion et possédant de très courtes longueurs. C'est pour cette raison qu'il était très important de choisir la longueur optimale de la fibre favorisant la compression de l'impulsion avec un minimum de piédestaux et évitant d'atteindre la région de sa fission. Nous étions très motivés à utiliser des impulsions générées par un laser travaillant à 1065 nm, vu sa grande efficacité dans les applications médicales pour les soins ophtalmologiques et dermatologiques.

5. RÉFÉRENCES

- [1] A. Borot, A. Malvache *et al*, " High-harmonic generation from plasma mirrors at kHz repetition rate", Optics Letters, p.199, 2011.
- [2] M.Chen, H.Subbaraman and Ray T. Chen, "One stage pulse compression at 1554nm through highly anomalous dispersive photonic crystal fiber", Optical Society of America, 2011.
- [3] G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, Academic Press, Elsevier, 4th ed. 2007.
- [4] Foster M. A., A. L. Gaeta, Q. Cao and R. Trebino, "Soliton-effect compression of supercontinuum to few-cycle durations in photonic nanowires", Optics Express, vol.13, pp 6848-6855, 2005.

Sensibilité de la résonance d'une nano-antenne optique à ouverture papillon fibrée

Elie Atie^{1,2}, Tony Tannous², T. Grosjean¹ et Fadi I. Baida¹

¹ Institut FEMTO-ST, Département d'Optique P.M. Duffieux, CNRS UMR 6174, Université de Franche-Comté, 16 route de Gray, 25030 Besançon cedex, France.

² Université de Balamand, Département de Physique, El Koura - Liban.

(Adresse électronique de l'auteur: elie.atie@femto-st.fr)

Résumé

Nous présentons une étude théorique, basée sur la méthode des différences finies FDTD-3D, étudie la sensibilité de la résonance d'un nano-antenne à ouverture papillon placée en face d'un substrat d'indice de réfraction connu. L'étude a démontré la sensibilité de la nano-antenne à l'indice du substrat ainsi qu'à la distance les séparant.

Mots-clefs : Nano-Photonique ; Propagation guidée ; Capteurs et microsystèmes en optique guidée

1. Introduction

Dans ce papier nous présentons une étude de la réponse optique d'un nano-antenne à ouverture en forme de nœud papillon (BNA : Bowtie nano-aperture) [1], gravée au bout d'une sonde de microscope optique en champ proche métallisée et placée à une distance « D » d'un substrat d'indice de réfraction « n » (figure 1). Des simulations numériques basées sur la méthode des différences finies FDTD-3D (Finite Difference Time Domain à trois dimensions) sont réalisées de façon intensive afin d'étudier les deux modes de fonctionnement (collection et émission) de la sonde. Le code utilisé est développé au sein du département d'Optique de l'Institut FEMTO-ST [2]. Notre modèle numérique intègre, en plus de la nano-antenne elle-même, la partie conique de la sonde SNOM sur laquelle est gravée la nano-antenne. De même, les propriétés optiques de la couche métallique de la sonde sont bien décrites à travers l'implémentation d'un modèle analytique de dispersion [3] fidèle aux données expérimentales [4].

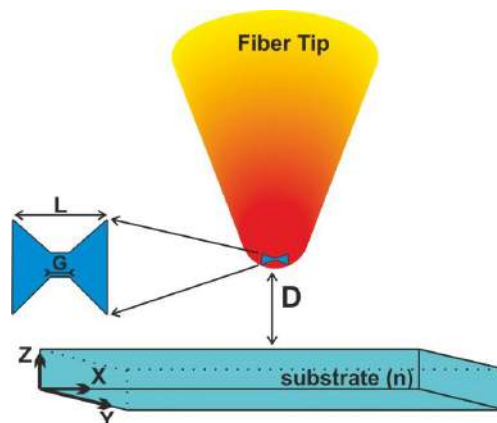


Figure 1: BNA gravée au bout d'une pointe de fibre métallisée et placée à une distance D d'un substrat.

Nous nous sommes intéressés à la sensibilité de la résonance de la BNA, aussi bien sa longueur d'onde de résonance que le confinement du champ électrique au niveau de son gap, en fonction de la

distance D qui la sépare du substrat. Les résultats obtenus montrent une forte modification de la réponse optique de la BNA dont les expérimentateurs devraient tenir compte afin de concevoir la nano-antenne adéquate pour l'application visée (lithographie, piégeage optique, imagerie résonante, ...).

1. Etude en mode collection

L'étude a pris en compte deux types de substrat, verre ($n=1,5$) et l'InP ($n=3,17$), et comme déjà indiqué ci-dessus on discute les deux modes de fonctionnement de la BNA.

Premièrement, on a étudié le cas du mode collection et cela en injectant une onde plane se propageant à incidence nulle dans le substrat. D'autre part et pour bien quantifier la sensibilité de résonance par rapport au distance on a calculé la longueur d'onde de résonance et le confinement du champ au milieu de l'antenne (figure 2a) mais aussi en calculant l'énergie collectée par la fibre (flux du vecteur de Poynting à travers une section transversale de la fibre) (figure 2b).

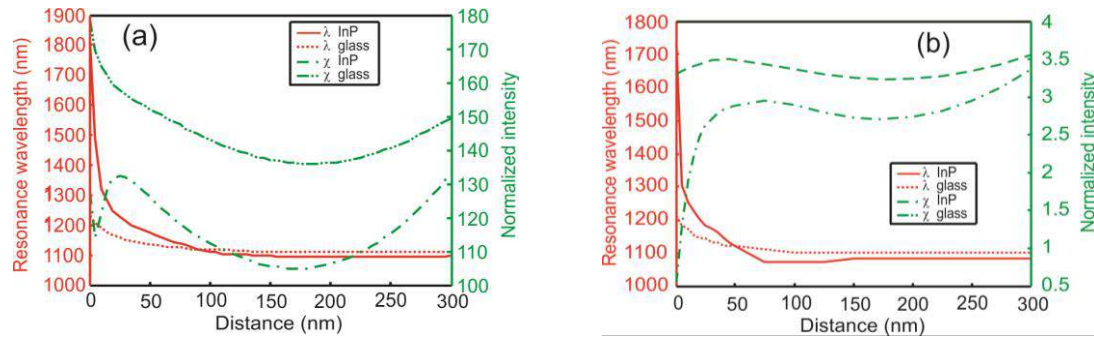


Figure 2 Longueur d'onde de résonance (rouge) et facteur d'exaltation de l'intensité électrique (vert) calculés au milieu de la nano-antenne (à gauche) et en champ lointain collecté par la fibre (à droite) pour deux substrats différents (InP avec $n=3.17$ et verre ayant $n=1.5$) en mode collection.

Les résultats démontrent que la sensibilité est plus importante dans le cas d'InP que dans le cas du Verre. Plus l'indice de réfraction est grand plus la sensibilité est importante et ceci d'autant plus vrai que la distance sonde-substrat est faible.

2. Etude en mode émission

De même une étude du BNA opérant en mode collection a été effectuée en injectant le mode fondamental de la fibre. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3 en termes de fréquence de résonance et d'exaltation du champ calculés au milieu du gap de la nano-antenne.

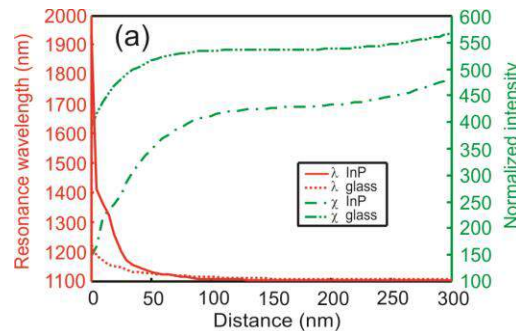


Figure 3: Longueur d'onde de résonance (rouge) et facteur d'exaltation de l'intensité électrique (vert) calculés au milieu de la nano-antenne pour deux substrats différents (InP avec $n=3.17$ et verre ayant $n=1.5$) en mode collection.

Conclusion

Pour les deux modes de fonctionnement, les résultats obtenus montrent, d'une part, une forte sensibilité à la variation de la distance dans le cas de la présence du substrat InP (fort indice de réfraction) tandis que cette sensibilité diminue à la présence du substrat du verre. D'autre part, Les modifications de la longueur d'onde de résonance ne diffèrent pas en fonction du mode de fonctionnement ce qui n'est pas le cas du facteur d'exaltation du champ électrique. En effet, pour le mode émission le substrat est uniquement éclairé par la résonance de la BNA ce qui est totalement différent au cas du mode collection où l'onde plane interagit directement avec le substrat.

Référence

- [1] M. Mivelle, I.A. Ibrahim, F. Baida, G.W. Burr, D. Nedeljkovic, D. Charraut, J-Y. Rauch, R. Salut, and T. Grosjean, « Bowtie nano-aperture as interface between near-fields and a single-mode fiber » Optics Express, Vol. 18, Issue 15, pp. 15964-15974 (2010).
- [2] F.I. Baida et A. Belkhir, « Theory and numeric applications », Chap. 9, Ed. E. Popov, Presse Universitaire de Provence, France (2013).
- [3] R. M. Joseph, S; C. Hagness and A. Taflove, «Direct time integration of Maxwell's equations in linear dispersive media with absorption for scattering and propagation of femtosecond electromagnetic pulses », Opt. Lett. 16, 1412-1414 (1991).
- [4] E. Palik, "Handbook of optical constants of solids", Ed. Edward D. Palik, Academic Press, San Diego, USA (1991).

SYSTEME A FIBRE DOPEE THULIUM AVEC IMPULSIONS DECLENCHEES AU-DESSUS DU kW RAPIDEMENT ACCORDABLES SPECTRALEMENT

François Guty¹, Arnaud Grisard¹, Alexandre Joly¹, Christian Larat¹, Dominique Papillon-Ruggeri¹, Eric Lallier¹

¹ Thales Research and Technology, 1 Avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France

francois.guty@thalesgroup.com

RÉSUMÉ

On démontre un système laser et amplificateur à fibres dopées thulium avec pompage dans le cœur et fonctionnant en commutation de pertes jusqu'à 10 kHz. Le système est accordable rapidement sur 100 nm sans partie mécanique mobile et délivre des impulsions de puissance crête atteignant 2,5 kW.

MOTS-CLEFS : laser ; fibre optique ; Q-switch ; accordable.

1. INTRODUCTION

Les sources laser de longueur d'onde accordable au voisinage de 2 μm rencontrent un intérêt croissant notamment pour des applications de détection à distance de produits chimiques ou de conversion de fréquence. Les fibres silice dopées thulium permettent une émission continue dans une large plage spectrale (1700-2100 nm) suivant les configurations de pompage [1]. Un système tout fibré oscillateur-maître avec étages d'amplification, avec maintien de polarisation et monomode en fréquence a atteint une puissance moyenne supérieure à 200 W [2]. Récemment, des impulsions accordables de 1 kW de puissance crête ont été émises dans une configuration déclenchée (Q-switch) [3]. La vitesse de changement de longueur d'onde reste cependant limitée, l'accordabilité reposant sur des éléments mécaniques tels que le déplacement d'une fente.

Nous présentons ici les résultats expérimentaux d'un système à fibre monomode dopée thulium, déclenché et délivrant des impulsions nanosecondes de puissance crête jusqu'à 2,5 kW. Une large plage d'accordabilité de 100 nm est obtenue sans aucune partie mobile.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET RESULTATS

Le dispositif (Fig. 1) comporte un laser déclenché à fibre dopée thulium suivi d'un étage d'amplification. Pour éviter l'apparition d'effets non-linéaires dans les fibres, le laser et l'amplificateur exploitent des fibres actives de courtes longueurs, fortement dopées et pompées dans le cœur. Le laser (Fig. 1a) intègre 20 cm de fibre dopée thulium de diamètre de cœur 6 μm , monomode au-delà de 1,75 μm . La fibre active est soudée à une longueur équivalente de fibre passive associée puis de fibre SMF28. Le faisceau est collimaté en sortie d'un connecteur FC/APC par une lentille de focale 5 mm. Un modulateur acousto-optique (MAO) permet de déclencher la cavité par commutation de pertes. Un miroir réfléchissant large bande ferme la cavité sur le premier ordre de diffraction d'un filtre accordable acousto-optique (AOTF) piloté électroniquement qui sélectionne la longueur d'onde avec une largeur à mi-hauteur de 2 nm. La fibre dopée thulium est pompée dans le cœur grâce à un coupleur WDM et un laser de pompe fibré Er/Yb continu à 1,54 μm . Un connecteur FC/PC fournit 4% de réflexion pour fermer la cavité et constitue le coupleur de sortie. Pour évaluer l'impact des pertes et de l'efficacité de diffraction sur le fonctionnement du laser, le MAO est aligné sur son ordre de diffraction zéro ou un.

L'amplificateur (Fig. 1b) comprend un coupleur WDM soudé à 25 cm de fibre dopée thulium de 10 μm de diamètre de cœur puis à 35 cm de fibre SMF28 avec connecteur FC/APC pour couplage vers les instruments de mesure. La fibre active est pompée par une diode fibrée à 1,54 μm amplifiée jusqu'à 4 W par un amplificateur Er/Yb. Un ajustement manuel de la distance des connecteurs FC/PC dans une traversée permet de coupler l'amplificateur à l'oscillateur sans

perturber son émission laser, mais au prix de pertes de 1,8 dB en moyenne sur la plage de longueur d'onde. Un isolateur fibré insensible à la polarisation est inséré avant le WDM.

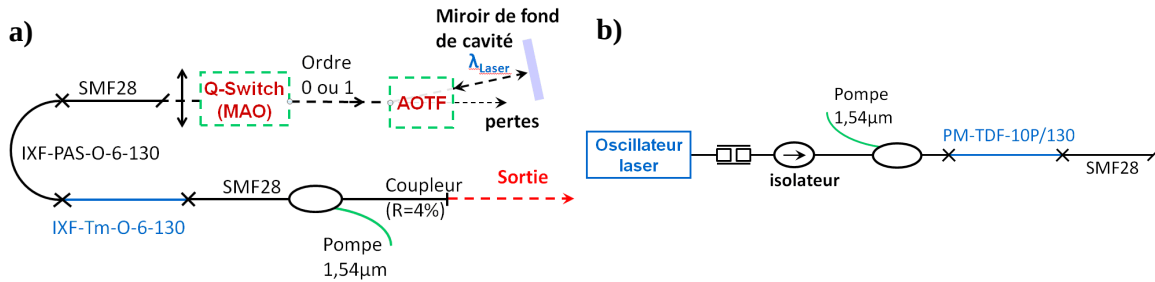


Fig. 1 : Dispositif expérimental. (a) Oscillateur laser. (b) Oscillateur et étage d'amplification

Dans les deux configurations où la partie en espace libre est alignée sur l'ordre 0 ou 1 du MAO, l'oscillateur présente un fonctionnement stable en Q-switch avec l'émission d'impulsions pour des cadences de 1 kHz à 20 kHz. Avec la partie en espace libre alignée sur l'ordre 0 du MAO (et les pertes induites par diffraction sur l'ordre 1), le laser est accordable entre 1869 et 1962 nm pour toutes les fréquences de répétition. L'énergie des impulsions varie entre 10 et 14 μJ sur tout le spectre. Les impulsions présentent une durée entre 35 et 45 ns. Afin de réduire le niveau d'émission spontanée amplifiée (ESA) généré entre les impulsions aux faibles cadences, la partie en espace libre est ensuite alignée sur l'ordre 1 du MAO. Le laser est accordable entre 1865 et 1957 nm aux mêmes fréquences de répétition (1-20 kHz). Sur tout le spectre, l'énergie des impulsions varie entre 8 et 18 μJ et la durée des impulsions entre 25 et 35 ns.

La puissance crête est estimée indépendamment de la forme des impulsions ou de leur durée à l'aide d'un photo-détecteur rapide permettant de résoudre leur profil temporel. Tandis que des puissances crêtes de 150 à 260 W sont obtenues dans la première configuration (Fig. 2a), la réduction de la durée des impulsions obtenues dans la seconde permet d'atteindre 300 à 600 W (Fig. 2b). Néanmoins, avec les pertes introduites par le couplage vers l'amplificateur, une puissance crête maximale de 400 W est disponible pour amplification.

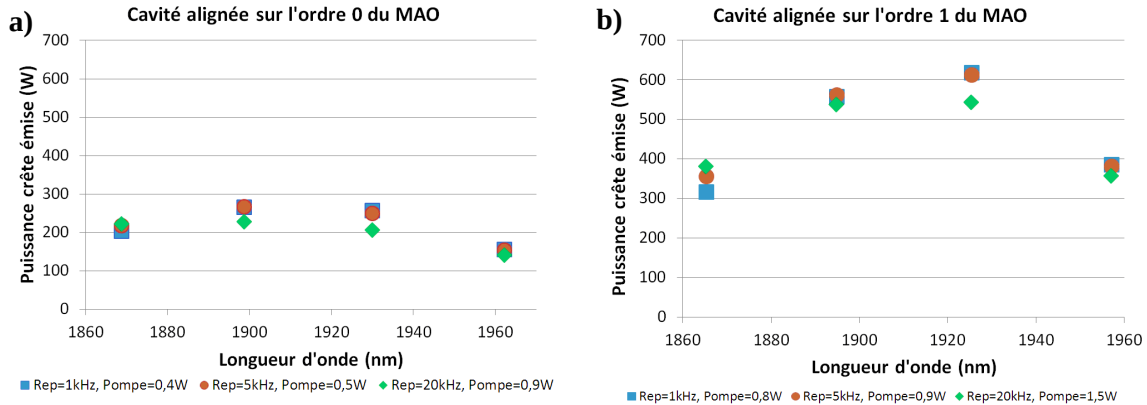


Fig. 2 : puissances crêtes en sortie de l'oscillateur. (a) Partie en espace libre alignée sur l'ordre zéro du MAO. (b) Partie en espace libre alignée sur le premier ordre de diffraction du MAO

Le fonctionnement de l'amplificateur est étudié pour des puissances de pompe jusqu'à 2,2 W et pour la cavité alignée sur le premier ordre de diffraction du MAO, avec des cadences de 1 à 10 kHz. Des puissances de pompe supérieures produisent un allongement temporel des impulsions, indiquant l'apparition d'effets non-linéaires dans la fibre amplificatrice. Pour le système laser – amplificateur, une cadence optimale du MAO est trouvée à 2 kHz permettant de maximiser la puissance crête émise sur la plage spectrale (Fig. 3). Une puissance de pompe de 2,2 W dans l'amplificateur permet d'obtenir des puissances crête entre 1,5 et 2,5 kW en sortie (Fig. 4).

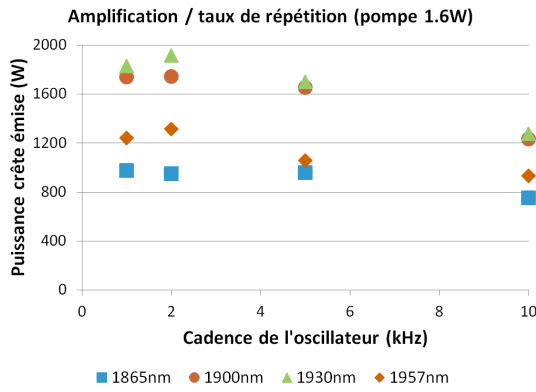


Fig. 3 : impact de la cadence de l'oscillateur sur la puissance crête en sortie amplificateur.

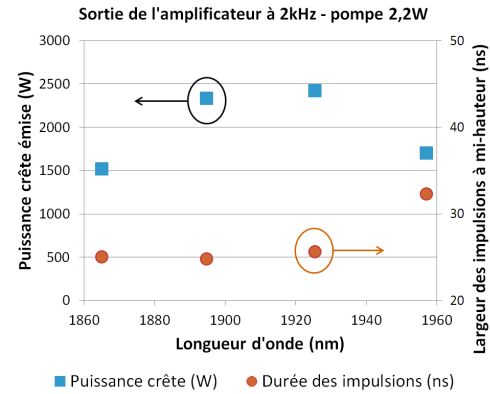


Fig. 4 : puissance crête en sortie amplificateur à la cadence optimale.

Pour cette puissance de pompe dans l'amplificateur et cette cadence de l'oscillateur, le spectre des impulsions amplifiées présente une largeur à mi-hauteur entre 0,6 et 0,9 nm sur la plage d'accordabilité. L'augmentation du niveau du signal aux plus grandes longueurs d'ondes lorsque la puissance crête dépasse 2 kW (Fig. 5a-b) indique l'apparition d'effets non-linéaires. Suivant la longueur d'onde, l'ESA représente 28 à 45% de la puissance moyenne en sortie de l'amplificateur.

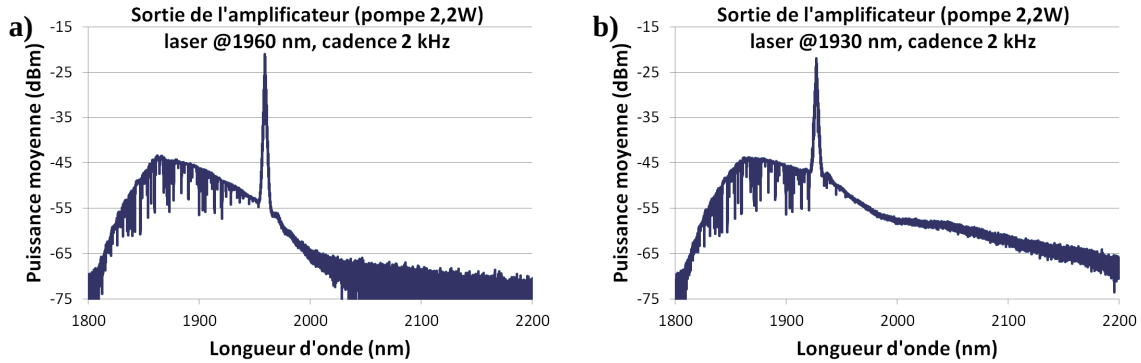


Fig. 5 : Spectres en sortie de l'amplificateur à 2,2 W de pompe. (a) laser à 1960 nm. (b) laser à 1930 nm.

CONCLUSION

Nous démontrons un système laser à fibre dopée thulium avec pompage dans le cœur délivrant des impulsions de puissance crête atteignant 2,5 kW pour quelques watts de puissance de pompe. Une accordabilité de 100 nm est obtenue autour de 1,9 μ m. Le temps de réponse du filtre AOTF étant inférieur à 50 μ s, le temps de commutation devrait être limité par la cadence de répétition de l'oscillateur. La disponibilité prochaine de filtres AOTF fibrés ouvre la possibilité de sources de fortes puissances crêtes et largement accordables autour de 2 μ m entièrement fibrées.

Cette recherche et ces résultats ont reçu le soutien financier du septième programme cadre européen (FP7/2007 - 2013) sous l'accord n° 317884, le projet collaboratif (IP) MIRIFISENS.

REFERENCES

- [1] J. M. O. Daniel, M. Tokurakawa, W. A. Clarkson, "Power-scalable wavelength-agile fibre laser source at two-microns", Proceedings of 5th EPS-QEOD Europhoton Conference (2012).
- [2] J. Liu, K. Liu, H. Shi, Y. Hou, Y. Jiang, and P. Wang, "High-power Single-frequency, Single-polarization, Thulium-doped all-fiber MOPA" in CLEO: 2014, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2014), paper SW3N.1.
- [3] J. M. O. Daniel, W. A. Clarkson, "Bandwidth-Controllable Tunable Q-Switched Thulium Fibre Laser", Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics – International Quantum Electronics Conference (2013).

ETUDE DE FIBRES OPTIQUES HYBRIDES NANOSTRUCTUREES DANS LE SYSTEME $\text{SiO}_2\text{-SnO}_2$ REALISEES PAR LE PROCEDE "SOL-GEL POWDER IN TUBE" ET EMISSION LASER PAR DOPAGE EN YTTERBIUM

Granger Geoffroy¹, Christine Restoin¹, Philippe Roy¹, Raphael Jamier¹, Sébastien Rougier¹, Jean-René Duclere², André Lecomte², Jean-Marc Blondy¹

¹ Institut de Recherche XLIM UMR-CNRS n°7252, 123 avenue A. Thomas, 87060 Limoges Cedex

² SPCTS, UMR CNRS n°7315, 12 rue Atlantis 87068 Limoges Cedex

geoffroy.granger@etu.unilim.fr

RESUME

Cet article présente l'étude de fibres optiques nanostructurées dans le système SiO_2 - SnO_2 dopées par des ions de terre rare Yb^{3+} , réalisées selon le procédé "sol-gel powder in tube". L'analyse de leurs propriétés chimiques et microstructurales montre la conservation d'une importante proportion de SnO_2 sous forme de cristallites. Le fort contraste d'indice ainsi obtenu conduit à un guidage par réflexion totale interne à faible perte ($< 0,2$ dB/m à 1200 nm) et à la première démonstration de l'effet laser dans ce type de matrice. Bien que l'efficacité soit encore faible, ces premiers résultats démontrent le potentiel de la matrice $\text{SiO}_2\text{-SnO}_2$ comme hôte aux ions actifs.

Mots-clés : fibre optique; nanocristaux; sol-gel; laser.

1. INTRODUCTION

Depuis quelques années, la possibilité de franchir un nouveau cap dans la structuration des fibres optiques par l'inclusion directe de nanoparticules dans le cœur a été montrée. Ces dernières, bien connues dans le domaine des matériaux pour leur propriétés (thermique, mécaniques) ou pour leur utilisation dans le domaine des capteurs, de la catalyse, ont été insérées avec succès ; on peut par exemple citer la zircone [1], l'oxyde d'étain [2], l'yttrium [3], le magnésium [4], ... [5] [6] [7]. Certaines d'entre elles présentent en particulier l'avantage de pouvoir accepter une forte concentration en ions terre rare (TR) sans pour autant générer de phénomène de quenching et sont ainsi particulièrement intéressantes pour les applications laser ou d'amplification. Quelques démonstrations ont d'ailleurs été réalisées en régime CW [8] ou Q-switch [9] par dopage en ytterbium ou erbium d'une matrice composée de nanoparticules de zircone. Les techniques de dépôt classiques utilisées dans le domaine des matériaux ne sont cependant pas adaptées à la réalisation de ces fibres optiques ; la méthode MCVD couplée à un dopage en solution ou la synthèse chimique par voie sol-gel associée aux techniques de dépôt [1] ou de formation de barreau [6] ont ainsi été développées. Cette dernière permet notamment la synthèse de matériaux originaux. Parmi eux, l'oxyde d'étain apparaît comme un candidat particulièrement intéressant de part sa faculté à accueillir une quantité importante de dopant et son fort indice de réfraction (1,99 à 632 nm). Il est néanmoins difficile à insérer dans le cœur des fibres à base de silice à cause de sa température de fusion (1620 °C) inférieure à celle d'étirage. Les études disponibles sur ce système montrent que la fabrication par MCVD associée à un trempage en solution conduit à l'évaporation de SnO_2 ou à son insertion dans le réseau de silice lorsqu'il est en faible proportion [10] ou associé à des co-dopants tels que Na_2O [11]. Une solution a alors été trouvée dans l'étude [2] en couplant la méthode "powder in tube" à la synthèse sol-gel qui permet de plus l'insertion du dopant dès l'étape de préparation des sols.

Dans ce papier, nous présentons l'élaboration des fibres optiques nanostructurées SiO_2 - SnO_2 d'étain dopées Yb^{3+} par cette méthode. Les analyses microstructurales et optiques des poudres sont présentées ainsi que les principales propriétés optiques linéaires et laser des fibres réalisées.

2. ELABORATION DES FIBRES OPTIQUES NANOSTRUCTUREES SILICE-OXYDE D'ETAIN PAR LA METHODE "SOL-GEL POWDER IN TUBE"

Le composé « $\text{SiO}_2\text{-SnO}_2\text{-Yb}^{3+}$ » est synthétisé par voie sol-gel. Les sols de silice et d'oxyde d'étain sont réalisés séparément pour une concentration $C=0,5$, respectivement à partir de tetraéthylorthosilicate et d'isopropoxide d'étain comme précurseur, d'acide nitrique, d'eau et de propanol. Le dopage par ions actifs est réalisé au début du processus par l'ajout d'isopropoxide d'ytterbium ultra-sec. Le sol final est ensuite obtenu en mélangeant intimement le sol de SnO_2 avec le sol de SiO_2 pour une concentration égale à 40 % mol (SiSn40 et SiSn40Yb avec un dopage en Yb). Le gel alors obtenu est séché, transformé en poudre et traitée à 1000°C pendant 1 h. La préforme et la fibre sont réalisées en s'appuyant sur les travaux précédents menés au laboratoire [2].

3. CARACTERISATIONS MICROSTRUCTURALES ET OPTIQUES

Des études en microscopie électronique à balayage (MEB), en diffraction des rayons X (DRX), en microscopie électronique en transmission (MET) et en analyse des rayons X (EDX) ont été menées afin de caractériser le cœur de ces fibres optiques. Certaines de ces techniques restent cependant difficiles à mettre en œuvre sur fibre, c'est pourquoi nous avons choisi de caractériser en parallèle les poudres de départ. Des clichés MET (encart de la figure 1(a)) ont été réalisés sur la poudre obtenue après séchage du sol de SiSn40 et mettent en évidence la présence de nanocristaux de SnO_2 de dimension comprise entre 6 et 9 nm. Cette observation est en accord avec les dimensions calculées par la méthode de Debye Scherrer à partir du diffractogramme DRX (figure 1(a)) ; SnO_2 cristallise dans la phase cassitérite. L'analyse chimique de ces particules, montre que ce sont des nanocristaux de SnO_2 pur.

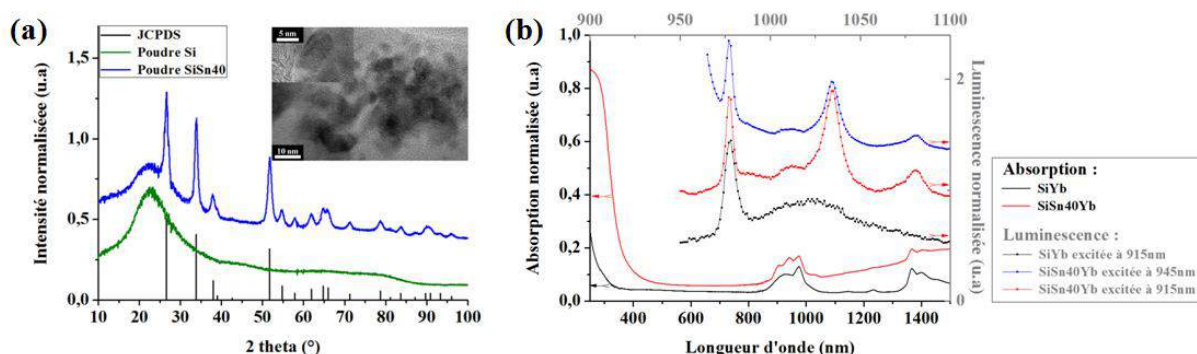


Fig 1 : (a) Diffractogramme DRX normalisé de la poudre SiSn40 comparé à une poudre de silice pure (Si) réalisées dans les mêmes conditions, avec en encart deux images MET de la poudre SiSn40 . (b) Spectres d'absorption normalisés des poudres Si40Yb et SiSn40Yb sur l'axe de gauche et leurs spectres de luminescence pour deux longueurs d'onde d'excitation, 915 et 945 nm sur l'axe de droite. Les courbes sont décalées vers le haut par soucis de clarté.

L'étude en luminescence de la poudre SiSn40Yb confirme d'une part la présence de l'ytterbium par son absorption caractéristique entre 850 et 1050 nm, et montre également un éclatement de la bande d'absorption (figure 1(c)) et d'émission (figure 1(d)) comparé à une poudre de silice-ytterbium réalisée dans les mêmes conditions. Cette observation traduit l'environnement cristallin des ions TR. De plus la durée de vie mesurée est de l'ordre de 10 μs , très inférieure à la valeur classique obtenue dans la silice (800 μs). Cette différence peut être en partie liée à présence de nombreux radicaux -OH (absorptions à 1250 nm et 1390 nm). L'excitation à 945 nm donne alors un signal à une longueur d'onde inexistante dans le cas de la silice pure, démontrant ainsi que le pic d'absorption autour de 945 nm est lié à la présence de l'ytterbium en présence de cristallites de

SnO₂. On peut également noter que l'absorption dans le domaine UV confirme la présence de l'oxyde d'étain (bandgap autour de 350 nm) qui n'est pas présent dans le spectre d'absorption de la silice.

Le cliché MEB (encart de la figure 2(a)) ne fait pas apparaître de croissance des nanoparticules dans le cœur de la fibre. Le diamètre du cœur a ainsi été mesuré et est égal à 12 μm et la différence d'indice cœur gaine a été évalué à 0.022 ($\lambda=668\text{nm}$). L'analyse chimique confirme la présence d'une forte proportion d'étain égal à 6 % mol (figure 2(a)) en accord avec la valeur calculée par la méthode de Lorentz-Lorenz [2]. Cette concentration est néanmoins inférieure à celle de départ, ce qui montre qu'une partie de l'étain s'est évaporée sous forme de SnO [2]. Une atténuation linéique de l'ordre de 0,2 dB/m a été mesurée dans l'IR par la méthode classique de cut-back. L'analyse en régime laser a été effectuée pour une longueur d'onde de pompe de 850 nm. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 2(b) et 2(c). On constate que la longueur d'onde d'émission se décale de 1054 à 1090 nm lorsque la longueur de la cavité augmente. Une rampe d'efficacité de 8 % a été obtenue pour une émission à 1054 nm. Ce rendement reste faible car la longueur de la cavité n'a pas encore été optimisée d'une part et d'autre part, le cœur de la fibre n'est pas homogène et contient encore une trop forte proportion de radicaux-OH. Néanmoins, ce résultat constitue une première dans une telle fibre ; l'optimisation des paramètres va permettre d'améliorer l'efficacité laser.

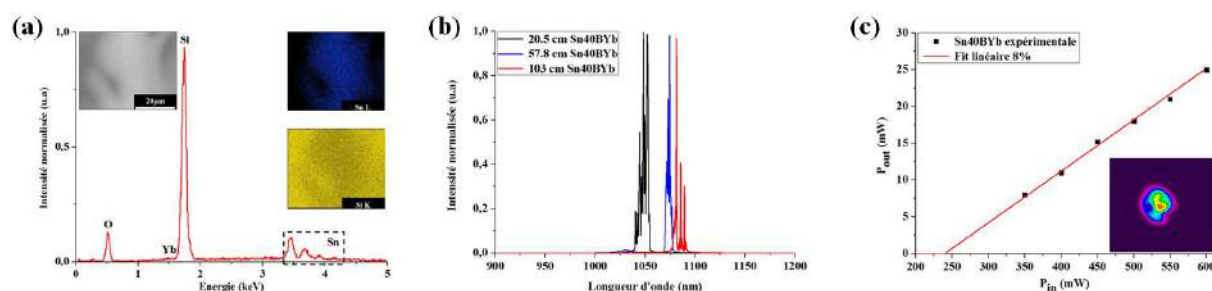


Fig 2 : (a) Analyse EDX du cœur de la fibre SiSn40Yb avec en encart l'image MEB, la cartographie de l'étain et de la silice. (b) Spectres d'émission laser pour différentes longueur de fibres SiSn40Yb. (c) Rampe d'efficacité pour 20,5 cm de SiSn40Yb avec en encart le spot laser.

CONCLUSION

Des fibres optiques composées de nanocristaux d'oxyde d'étain dispersés au sein d'une matrice amorphe de silice et dopées par des ions ytterbium sont réalisées et caractérisées. Il apparaît dès lors que la présence de ces nanoparticules influence les propriétés spectroscopiques des ions TR. La cavité laser réalisée a permis de mettre en évidence la première émission laser dans ce type de matrice et montre son potentiel comme hôte pour la réalisation de laser IR.

REFERENCES

- [1] G. Brasse, *et al.*, Appl. Phys. Lett., 91 (2007) 121921-121923.
- [2] G. Granger, *et al.*, Mat. Lett., 120 (2014) 292-294.
- [3] S. Yoo, *et al.*, Opt. Com., 283 (2010) 3423-3427.
- [4] W. Blanc, *et al.*, Opt. Mat. Lett., 2 (2012) 1504-1510.
- [5] M. C. Paul, *et al.*, Mat. Science and Engineering, 175 (2010) 108-119.
- [6] A. V. Kir'yanov, *et al.*, Opt. Exp., 19 (2011) 14823-14837.
- [7] H. Ahmad, *et al.*, Opt. Mat. Lett., 2 (2012) 1690-1701.
- [8] H. El Hamzaoui, *et al.*, Opt. Express, 20 (2012) 29751-29760.
- [9] A. Lin, *et al.*, Opt. Exp., 15 (2007) 8603-8608.
- [10] C. Canevali, *et al.*, J. Non-Cryst. Solids, 293-295 (2001) 32-38.
- [11] G. Brambilla, *et al.*, Opt. Lett., 15 (2000) 1153-1155.

CONDENSATION ET THERMALISATION D'ONDES CLASSIQUES DANS UN GUIDE D'ONDES OPTIQUE

C. Michel¹, P. Aschieri¹, J. Garnier³, V. Doya¹, A. Picozzi²

¹Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 7336, Un. Nice-Sophia Antipolis, France

²Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, CNRS UMR 6303, Un. de Bourgogne, France

³Laboratoire de Probabilités et Modèles Aléatoires, CNRS UMR 7599, Un. Paris 7, France

claire.michel@unice.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions théoriquement et expérimentalement la thermalisation et la condensation d'une onde optique classique au cours de sa propagation dans un guide d'ondes.

MOTS-CLEFS : *Thermalisation optique ; Condensation ; Turbulence d'ondes ; Fibre optique non linéaire.*

1. INTRODUCTION

La propagation d'un champ optique incohérent dans un milieu non linéaire peut se caractériser par une évolution irréversible vers un état d'équilibre thermodynamique qui maximise l'entropie du champ. Ce processus de thermalisation peut s'accompagner d'un effet de condensation du champ optique : le mode fondamental du champ se peuple de façon macroscopique au détriment des autres modes [1]. Une fréquence de coupure qui régularise la catastrophe ultraviolette du champ classique est généralement introduite de façon artificielle dans la théorie. Nous montrons qu'une fréquence de coupure physique apparaît naturellement dès lors que l'on considère la propagation du champ optique dans un guide d'ondes [2]. Nous dérivons en particulier une équation cinétique de turbulence d'ondes dans la base des modes propres du guide. Enfin, nous présenterons les effets des pertes sur ce processus.

2. PROPAGATION : MODELISATION NUMERIQUE

La propagation d'une onde non linéaire dans un guide d'onde multimode est décrite par l'équation non linéaire de Schrödinger (NLS) avec potentiel extérieur [2]

$$i \partial_z \psi = -\alpha \nabla_\perp^2 \psi + V(\vec{r})\psi + \gamma |\psi|^2 \psi \quad (1)$$

où α est le coefficient de diffraction, γ le coefficient non linéaire et $V(\mathbf{r})$ le potentiel extérieur.

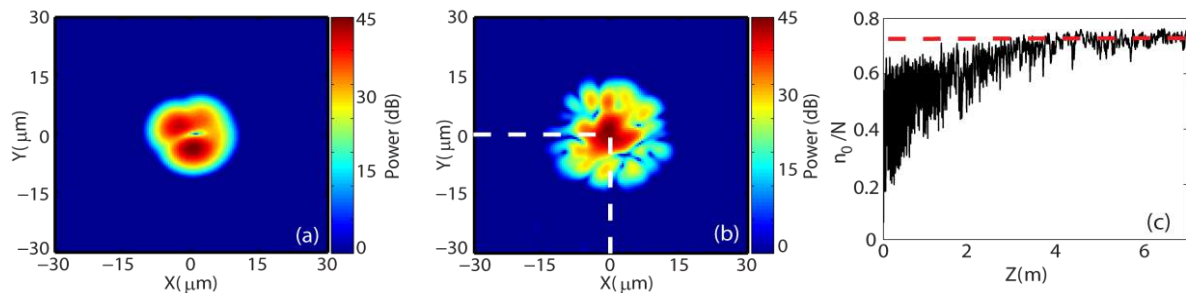


Figure 1 : Intensités du champ pour (a) la condition initiale, et (b) à $z=7\text{m}$ obtenues en intégrant l'éq. (1) pour une fibre optique à gradient d'indice. (c) Puissance condensée dans le mode fondamental vs distance de propagation z .

Les Figures 1(a) et (b) illustrent une évolution typique de l'intensité du champ, dans une fibre optique multimode à gradient d'indice, modélisée par l'équation (1). Les fluctuations de faible amplitude (Fig. 1(b)) reflètent un peuplement non négligeable des modes d'ordre élevés et témoignent du processus de thermalisation. L'effet de condensation se caractérise par une croissance de n_0/N qui sature à l'équilibre (Fig. 1(c)).

3. TURBULENCE D'ONDES ET EQUATION CINETIQUE

En décomposant le champ optique sur les modes propres du guide, $\psi(\mathbf{r}, z) = \sum_m c_m(z) u_m(\mathbf{r}) \exp(-i\beta_m z)$, où $u_m(\mathbf{r})$ est le mode transverse d'ordre $\{m\}$, $c_m(z)$ son poids, et β_m sa constante de propagation, nous avons dérivé l'équation cinétique décrivant l'évolution de l'occupation modale du champ [2]

$$\begin{aligned} \partial_z n_\kappa(z) = & \frac{4\pi\gamma^2}{\beta_0^6} \iiint d\kappa_1 d\kappa_2 d\kappa_3 \delta(\beta_{\kappa_1} + \beta_{\kappa_3} - \beta_{\kappa_2} - \beta_\kappa) \times |W_{\kappa\kappa_1\kappa_2\kappa_3}|^2 n_\kappa n_{\kappa_1} n_{\kappa_2} n_{\kappa_3} \\ & \times (n_\kappa^{-1} + n_{\kappa_2}^{-1} - n_{\kappa_1}^{-1} - n_{\kappa_3}^{-1}) + \frac{8\pi\gamma^2}{\beta_0^2} \int d\kappa_1 \delta(\beta_{\kappa_1} - \beta_\kappa) |U_{\kappa\kappa_1}(n)|^2 (n_{\kappa_1} - n_\kappa) \end{aligned} \quad (2)$$

avec $n_\kappa = n_{\{m\}} = \langle |\int \psi(\mathbf{r}, z) u_m^*(\mathbf{r}) d\mathbf{r}|^2 \rangle = \langle |c_m(z)|^2 \rangle$, $U_{\kappa\kappa_1}(n) = 1/\beta_0 \int d\kappa' W_{\kappa\kappa_1\kappa'\kappa} n_{\kappa'}$ et $W_{mpqs} = \int u_m^*(\mathbf{r}) u_p(\mathbf{r}) u_q^*(\mathbf{r}) u_s(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$. Cette équation cinétique exhibe un « théorème H », ce qui permet d'obtenir le spectre d'équilibre thermodynamique: $n_\kappa^{\text{eq}} = T/(\beta_\kappa - \mu)$, T et μ étant des constantes associées à la conservation de l'énergie $E = \beta_0^{-2} \int d\kappa \beta_\kappa n_\kappa$ et de la puissance $N = \beta_0^{-2} \int d\kappa n_\kappa$. Cet état d'équilibre traduit une équipartition d'énergie sur les modes du guide (Cf. Fig. 2(b)), ainsi qu'une divergence en $\mu = \beta_0$ qui conduit à l'effet de condensation. La fraction de puissance condensée dans le mode fondamental peut être calculée à partir de cet état d'équilibre en fonction de l'énergie. Un très bon accord est obtenu avec les simulations numériques (Cf. Fig. 2(c)). On peut montrer que le nombre fini de modes du guide conduit à une fréquence de coupure effective qui régularise la catastrophe ultraviolette du champ optique classique [2].

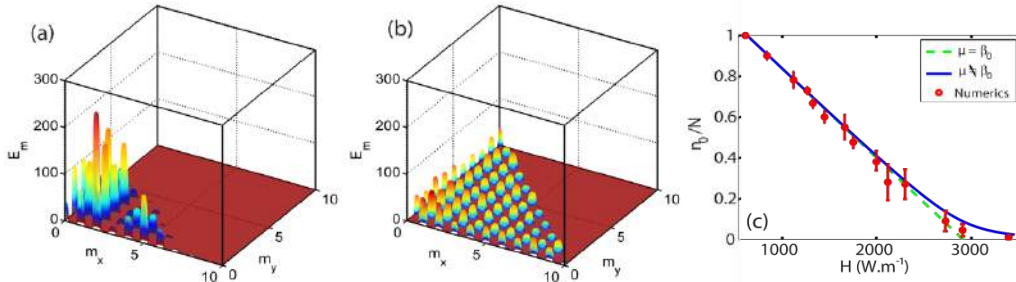


Figure 2 : Distribution d'énergie parmi les modes du guide: condition initiale (a), à l'équilibre thermodynamique (b). (c) Fraction de puissance condensée dans le mode fondamental n_0/N vs énergie (Hamiltonien) : un bon accord est obtenu entre la théorie (ligne bleu) et les simulations numériques sans l'emploi de paramètres ajustables.

4. THERMALISATION ET CONDENSATION DANS UNE « CAVITE » PASSIVE INCOHERENTE

Dans le but d'étudier la stabilité du processus de thermalisation, nous avons procédé aux mêmes types de simulations numériques, mais dans un système à pertes. Nous considérons une onde circulant dans une cavité en boucle non résonnante contenant un milieu non linéaire de type Kerr [3]. On introduit dans la cavité une pompe incohérente d'intensité $J_0 = \int |\varphi_m(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}$ où $\varphi_m(\mathbf{r})$ est l'amplitude de la pompe injectée au tour m au temps $t = mt_R$ où t_R est le temps pour faire un tour de cavité. Il est important de noter que le temps de cohérence de la pompe t_c est tel

que $t_c \ll t_R$ de telle sorte qu'aucune structure résonnante ne se construit dans la cavité. L'onde se propageant dans la cavité s'écrit ainsi

$$\psi_{m+1}(z=0, \mathbf{r}) = \sqrt{\rho} \psi_m(z=L, \mathbf{r}) + \sqrt{\theta} \phi_m(\mathbf{r}) \quad (2)$$

où $\psi_m(z, \mathbf{r})$ est le champ intra-cavité après m tours ($0 \leq z \leq L$), L est la longueur de la cavité, et ρ et θ sont respectivement les coefficients de réflexion et de transmission de l'intensité du champ, tels que $\rho + \theta = 1$.

En analysant le champ issu de la cavité, on peut étudier l'évolution du spectre de l'onde. En suivant la même méthode que dans la première partie, il est possible de dériver une équation cinétique décrivant l'évolution au cours de la propagation de ce spectre. Cette évolution est également marquée par un processus de thermalisation qui induit une condensation (Cf. Fig. 3(b)) – dans la dimension transverse – et un mode fondamental transverse qui se peuple de manière macroscopique (Cf. Fig. 3(a)) en fonction de l'énergie de la pompe.

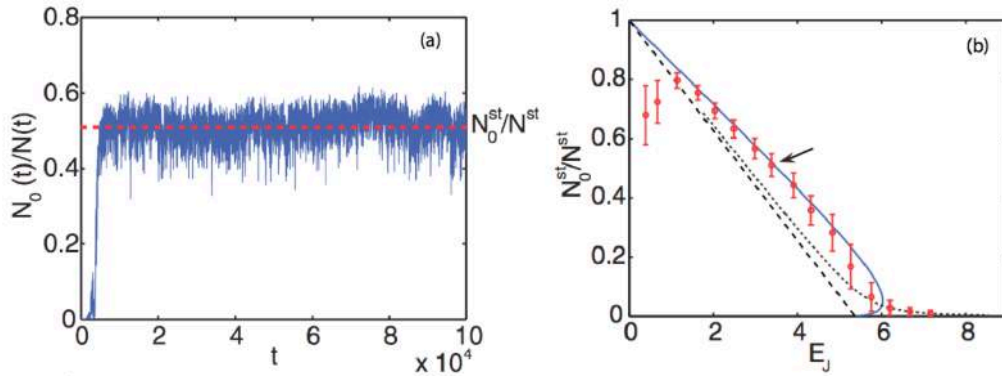


Figure 3 : (a) Evolution de la fraction de puissance condensée pour une condition initiale donnée, en fonction de la propagation dans la cavité, (b) Courbe de condensation en fonction de l'énergie de la pompe. Les points rouges sont issus de la modélisation de NLS, les courbes bleues et noires sont issues de la théorie.

En fonction de la finesse, de la longueur de la cavité et des pertes à la propagation, même si le système subit toujours un processus de thermalisation, la fraction de puissance condensée n'atteint plus systématiquement la valeur prédite par la théorie cinétique.

REFERENCES

- [1] C. Connaughton, C. Josserand, A. Picozzi, Y. Pomeau, and S. Rica, PRL **95**, 263901 (2005).
- [2] P. Aschieri, J. Garnier, C. Michel, V. Doya, and A. Picozzi, PRA **83**, 033838 (2011).
- [3] C. Michel, M. Haelterman, P. Suret, S. Randoux, R. Kaiser, and a. Picozzi, PRA **84**, 033848 (2011).

FAÇONNAGE D'IMPULSIONS OPTIQUES PAR FILTRAGE INTRA-CAVITÉ DANS UN LASER A FIBRE

Sonia Boscolo ¹, Christophe Finot ² et Periklis Petropoulos ³

¹ Aston Institute of Photonic Technologies, Aston University, Birmingham B4 7ET, United Kingdom

² Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, , 21078 Dijon Cedex, France

³ Optoelectronics Research Centre, University of Southampton, Southampton, United Kingdom

s.a.boscolo@aston.ac.uk

RÉSUMÉ

Nous démontrons numériquement la possibilité de façonner des impulsions optiques au sein d'une cavité laser fibrée à modes bloqués en insérant un filtre spectral programmable en intensité et phase. Différents profils temporels d'intensité sont obtenus, dont des impulsions paraboliques, triangulaires ou en dents de scie.

MOTS-CLEFS : *laser à fibre ; façonnage optique.*

1. INTRODUCTION

Les technologies laser fibrées à blocage de modes passif sont des solutions attrayantes pouvant fournir des impulsions ultrabrèves tout en assurant une grande stabilité, une forte compacité et un prix très compétitif. En général, ces lasers reposent sur des processus non-linéaires pour réaliser le verrouillage des modes et une augmentation significative de la puissance crête a été réalisée grâce à l'exploitation de nouvelles dynamiques non-linéaires [1]. Néanmoins, les lasers à fibre restent relativement limités en termes de reconfigurabilité et réaliser différentes caractéristiques d'impulsions en sortie requiert souvent des changements physiques non négligeables de la cavité. L'inclusion d'un façonneur spectral à l'intérieur même de la cavité a récemment été suggérée pour réaliser l'ajustement de la longueur d'onde d'émission et de la cadence [2], pour contrôler précisément la dispersion de la cavité ou bien encore pour basculer de l'émission d'un train d'impulsions brillantes vers un train d'impulsions sombres [3, 4]. Dans cette contribution, nous considérons les possibilités offertes par un filtre programmable en intensité et phase et nous montrons numériquement qu'il devient possible d'atteindre des régimes où la génération de différentes formes de base est réalisable [5].

2. CAVITÉ FIBRÉE CONSIDÉRÉE ET MODÉLISATION

La cavité fibrée étudiée est schématisée par la Fig. 1. Dans cette cavité en anneau, le gain est fourni par un segment de fibre dopée ytterbium (YDF) d'une longueur d'un mètre avec une dispersion normale. Un autre segment de fibre à dispersion normale (NDF), cette fois ci passif et d'une longueur de 6 mètres, constitue l'élément non-linéaire de la cavité. La propagation dans les fibres est modélisée par l'équation de Schrödinger non-linéaire en prenant également en compte pour la fibre YDF un gain distribué de largeur spectrale finie et présentant une saturation.

Un absorbant saturable (SA) est placé après la fibre YDF et un filtre spectral en intensité et phase est inséré entre les segments de fibre actifs et passifs afin de réaliser le façonnage optique. L'action de ce filtre est modélisée par sa réponse spectrale $H(\omega) = \mathcal{F}[h(t)] \exp(i\beta_2 L \omega^2 / 2)$ où $h(t)$

est le profil temporel souhaité, $\mathcal{F}$ représente la transformée de Fourier et le terme de phase spectrale permet de contrôler la dispersion résiduelle dans la cavité. Nous avons considéré dans notre étude cinq cibles $h(t)$ qui ne sont pas forcément triviales à synthétiser dans des configurations traditionnelles. Nous nous sommes ainsi intéressés à des impulsions paraboliques brillantes, à des impulsions paraboliques sombres, à des impulsions présentant un sommet aplati, à des impulsions triangulaires symétriques et à des impulsions en dents de scie. Plus précisément, leurs profils

temporels sont respectivement définis par les fonctions suivantes : $h(t) = \sqrt{1 - (t/\tau)^2} \theta(\tau - |t|)$ avec $\tau = 1$ ps, $h(t) = (1 - |t|/\tau) \theta(\tau - |t|)$ avec $\tau = 1$ ps, $h(t) = \theta(\tau - |t|)$ avec $\tau = .75$ ps, $h(t) = \sqrt{1 - |t|/\tau} \theta(\tau - |t|)$ avec $\tau = 1$ ps et $h(t) = \sqrt{1 - t/\tau}$ si $t \in [0, \tau]$ - $h(t) = 0$ sinon, $\tau = 2$ ps. Ici, $\theta(x)$ est la fonction d'Heaviside.

Notons que le filtre spectral peut être réalisé de différentes manières, que ce soit grâce à un réseau de Bragg fibré ou bien grâce à un montage exploitant des cristaux liquides sur silicium, qui offre l'avantage supplémentaire d'être facilement reconfigurable [6] et d'ores et déjà disponible commercialement.

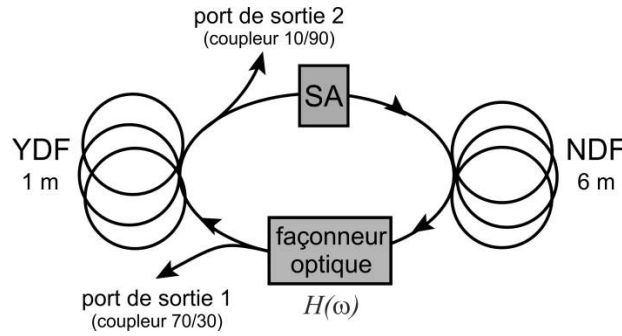


Fig. 1 : Vue schématique de la cavité laser fibrée considérée.

3. RÉSULTATS

Les solutions obtenues pour différents profils d'amplitude appliqués au filtre montrent que les formes souhaitées sont atteintes à la sortie du laser (voir Fig. 2). Les impulsions paraboliques et triangulaires (Fig. 2(a,d)) sont quasiment en limite de Fourier, alors que les impulsions aplaties présentent une légère dérive de fréquence (Fig. 2c). Nous remarquons également que les profils de chirp des impulsions générées ne sont pas strictement monotones et souffrent de petites oscillations. Générer des impulsions qui présenteraient un profil de phase parfaitement défini n'apparaît donc, par cette méthode, en rien trivial.

Les résultats de la Fig. 2 soulignent également que le profil temporel synthétisé après le filtrage est raisonnablement bien préservé après l'étape d'amplification grâce à laquelle des impulsions plus énergétiques peuvent être extraites de la cavité. Une étude plus poussée de la dynamique intra-cavité permet de préciser les rôles de chaque segment. Ainsi, la fibre dopée de longueur relativement courte permet une amplification forte sans toutefois affecter ni le spectre ni le profil d'intensité. Au contraire, dans le segment NDF, un élargissement spectral significatif et continu est subi. Cet élargissement associé au filtrage spectral stabilise l'impulsion dans la cavité : le filtre en introduisant une dissipation sélective compense les expansions temporelles et spectrales et annule l'accumulation de la phase temporelle dans la cavité. Comme le spectre étalé par auto-modulation de phase est bien plus large que le filtre utilisé, il peut être considéré en première approximation comme plat et être découpé sans tenir compte des détails de sa structure. Ce filtrage est le mécanisme essentiel permettant la formation d'impulsions de formes très variées et déterminées principalement par la fonction de transfert du filtre.

Pour mieux comprendre la dynamique de ces lasers, nous avons également étudié l'impact de la dispersion résiduelle sur la forme générée. Les résultats montrent que la possibilité de contrôler la durée des impulsions par l'application intra-cavité d'une dérive de fréquence linéaire supplémentaire est assez faible. Ceci résulte du processus de filtrage ici employé, i.e. le filtrage d'un

spectre très large et est également en accord avec la faible tolérance vis-à-vis de la dispersion d'impulsions telles que les impulsions paraboliques ou triangulaires. En conséquence, pour modifier la durée temporelle de l'impulsion, il faut agir directement sur la fonction $h(t)$ et modifier le profil du filtre spectral $H(\omega)$ associé.

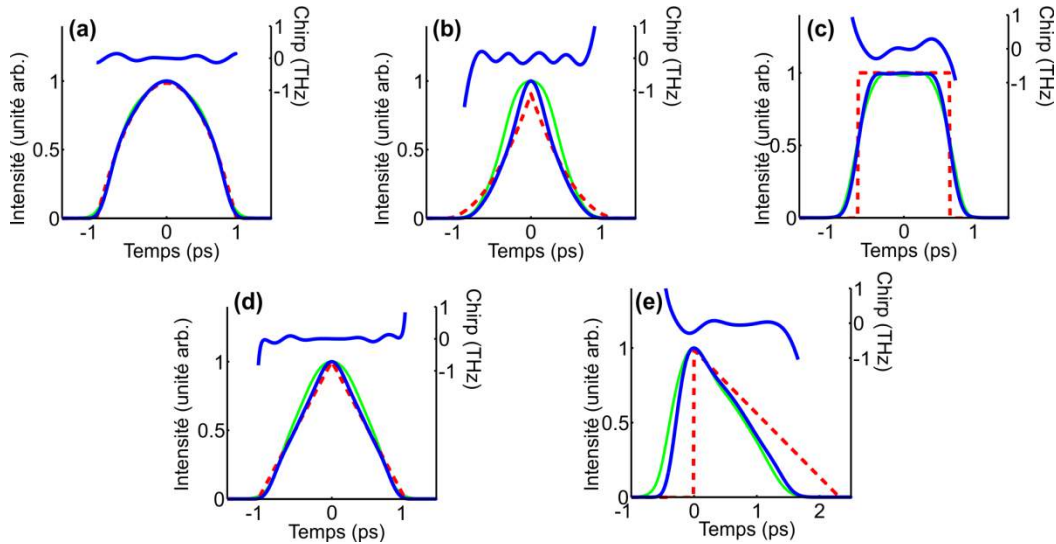


Fig. 2 : Profils d'intensité et chirp des impulsions après passage dans le façonneur (ligne bleu continue) pour (a) une impulsion parabolique brillante, (b) une impulsion parabolique sombre, (c) une impulsion à sommet aplati, (d) une impulsion triangulaire, (e) une impulsion en dents de scie. Les profils cible $h(t)$ correspondant sont également représentés par des lignes rouges pointillées, de même que les profils obtenus après propagation dans la fibre à gain (ligne verte continue).

CONCLUSION

Nous avons numériquement mis en évidence le fonctionnement d'un laser à fibre à blocage de modes passif dans différents régimes de façonnage, incluant la génération de profils paraboliques brillants ou sombres, de profils triangulaires symétriques ou non, de profils aplatis. Nous avons pour cela joué sur l'amplitude d'un filtre spectral inséré dans la cavité. En modifiant un filtre programmable, il devient donc envisageable à terme de reconfigurer à la demande le profil d'intensité des impulsions émises en sortie du laser. Ces résultats ouvrent notamment des perspectives dans la recherche de nouvelles solutions pour la génération de profils spécifiques en vue d'application au traitement tout optique de l'information.

RÉFÉRENCES

- [1] W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 18, 389–398 (2012).
- [2] J. Schröder, T. D. Vo, and B. J. Eggleton, Opt. Lett. 34, 3902–3904 (2009).
- [3] X. Yang et al., in CLEO 2013, OSA Techn. Dig. (OSA, 2013), paper CM11.1.
- [4] J. Schröder et al., Opt. Express 18, 22715–22721 (2010).
- [5] S. Boscolo et al., Opt. Lett. 39, 438–441 (2014).
- [6] M. Roelens et al., J. Lightwave Technol. 26, 73–78 (2008).

LASER A FIBRE DOPEE ERBIUM EMETTANT A 1600 NM. FONCTIONNEMENT CONTINU ET VERROUILLE EN PHASE

Khmaies Guesmi^{1,2}, Yichang Meng¹, Alioune Niang¹, Paul Mouchel¹, Mohamed Salhi¹, Faouzi Bahloul² et François Sanchez¹

¹ *Laboratoire de Photonique d'Angers, E.A. 4464, Université d'Angers, 2 Bd Lavoisier, 49045 Angers Cedex 01, France*

² *Laboratoire Systèmes Electroniques et Réseaux de Communications (SERCOM), Ecole Polytechnique de Tunisie, EPT, B.P. 743, 2078, Université de Carthage, Tunisie*

francois.sanchez@univ-angers.fr

RÉSUMÉ

L'objectif de cet article est de démontrer la possibilité de faire osciller à 1.6 μm un amplificateur à fibre double gaine dopée erbium opérant dans la bande C, en ajustant les pertes intra-cavité. Deux configurations de cavité ont été utilisées, une cavité en anneau et une cavité en forme de huit. Dans les deux cas, il est possible d'obtenir l'oscillation à 1.6 μm en continu ou bien en impulsions ultra-courtes.

MOTS-CLEFS : *laser à fibre; erbium; impulsions.*

1. INTRODUCTION

Les lasers à fibre dopée erbium trouvent maintenant de nombreuses applications, en particulier en télécommunications. Traditionnellement, les amplificateurs utilisés couvrent la bande spectrale C qui s'étale de 1530 nm à 1565 nm. Afin d'augmenter la bande d'amplification vers les longueurs d'onde plus grandes, une nouvelle classe d'amplificateurs couvrant le domaine spectral 1565 - 1625 nm (bande L) a été développée. Cependant, le gain autour de 1610 nm reste bien inférieur au gain autour de 1550 nm [1]. Cette faiblesse explique le peu de travaux publiés sur l'émission au-delà de 1.6 μm . Dans la référence [2], les auteurs réalisent un laser femtoseconde à 1.6 μm et de forte énergie (1.5 μJ) à partir d'un oscillateur femtoseconde de faible énergie, dont les impulsions sont étirées et amplifiées. L'oscillation à 1.6 μm est obtenue en limitant l'inversion de population à environ 40 %, ce qui assure un gain à 1.6 μm supérieur au gain à 1.55 μm [3]. Par ailleurs, un filtre spectral sélectionne une bande autour de 1600 nm. La référence [3] montre que la section efficace de gain à 1600 nm est positive alors que celle à 1550 nm est négative pour des inversions de population modérées autour de 40 %. Une façon simple de limiter l'inversion de population en fonctionnement laser est de jouer sur les pertes de la cavité. En effet, au-dessus du seuil, le gain compense les pertes, ce qui veut dire que le gain sature à sa valeur au seuil d'oscillation laser. Des pertes faibles assurent une inversion de population au seuil faible et doivent permettre en théorie d'obtenir une oscillation à 1600 nm sans avoir recours à un quelconque filtrage spectral. C'est ce moyen que nous avons décidé de mettre en œuvre afin de réaliser un laser à fibre à double gaine émettant autour de 1600 nm à partir d'un amplificateur à fibre dopée erbium calé dans la bande C. Cette approche a déjà été utilisée avec succès pour réaliser des lasers à fibre dopée erbium continus et accordables sur de très larges domaines spectraux [4]. Cependant, la puissance obtenue au-delà de 1600 nm reste limitée à environ 20 mW. Dans cet article, nous présentons des résultats expérimentaux sur la réalisation d'une source fibrée émettant au-delà de 1600 nm. Deux configuration expérimentales ont été testées. Dans les deux cas, nous avons démontré un fonctionnement continu ainsi qu'un fonctionnement en régime de verrouillage de phase.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons réalisés les mêmes séries de mesures dans deux configurations de cavité, toutes deux permettant de basculer d'un fonctionnement continu à un fonctionnement verrouillé en phase.

Les cavités étudiées sont d'un part un laser en forme de huit, et d'autre part, une cavité en anneau unidirectionnelle. Nous présentons dans ce court résumé les résultats obtenus avec la cavité en forme de huit. Le dispositif expérimental est représenté sur la Fig. 1. Il comprend une cavité unidirectionnelle (UR) couplée à un miroir non linéaire (NOLM). Selon l'orientation du contrôleur de polarisation (PC), le laser peut fonctionner en régime continu ou bien en régime verrouillé en phase. La boucle non linéaire contient un atténuateur permettant de modifier continument les pertes linéaires de la cavité.

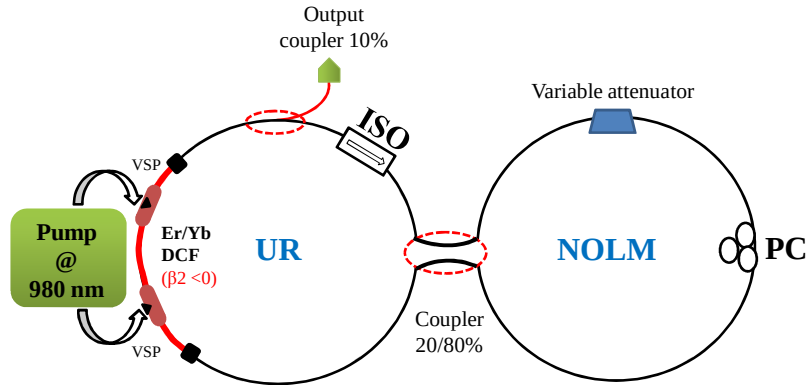


Fig. 1. Laser à fibre en forme de huit permettant le fonctionnement continu ou bien impulsionnel.

Lorsque les pertes additionnelles sont minimales et que le contrôleur de polarisation est réglé pour obtenir un fonctionnement continu, le laser émet spontanément à environ 1610 nm comme illustré sur le spectre de la Fig. 2 (a). Par souci de comparaison, nous avons également inclus le spectre d'émission spontané de l'amplificateur (ASE) qui est fortement décalé vers les courtes longueurs d'onde. L'émission reste mono-fréquence à 1610 nm pour toutes les puissances de pompages disponibles. La caractéristique puissance de sortie - puissance de pompage est donnée sur la Fig. 2 (b). Le laser délivre environ 100 mW de puissance de sortie.

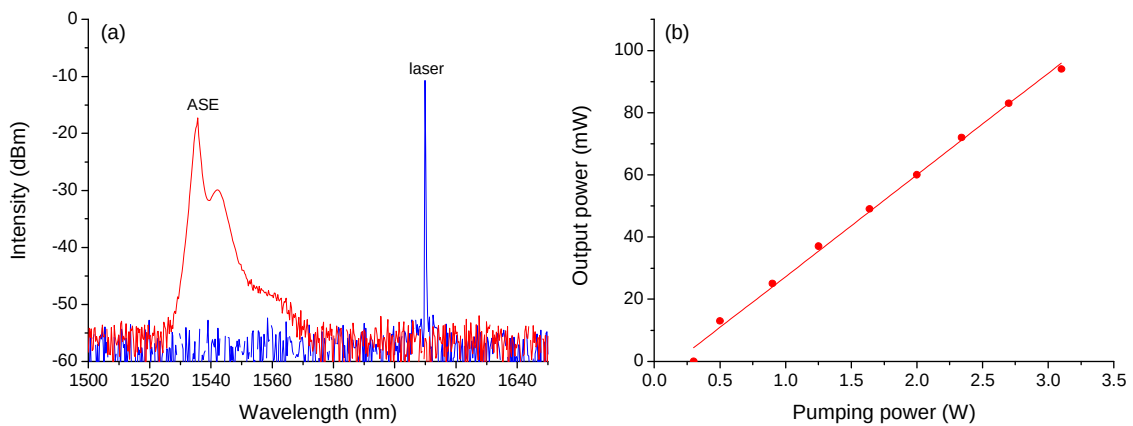


Fig. 2. (a) Spectre d'émission du laser continu et (b) puissance de sortie à 1610 nm en fonction de la puissance de pompage.

Lorsqu'on augmente progressivement les pertes linéaires de la cavité, on observe une diminution de la composante spectrale à 1610 nm et l'apparition d'une composante à 1570 nm, jusqu'à disparition complète de la première. Ces résultats démontrent que la gestion des pertes linéaires de la cavité permet de sélectionner la longueur d'onde d'émission du laser à fibre dopée erbium.

Par un ajustement du contrôleur de polarisation, on peut faire basculer le fonctionnement du laser en régime impulsif verrouillé en phase. La cavité fonctionne en régime de dispersion anormal et délivre donc des impulsions solitoniques. Lorsque les pertes additionnelles sont minimales, le laser émet des solitons à environ 1610 nm de longueur d'onde centrale comme démontré sur la courbe du bas de la Fig. 3. Les bandes latérales attestent du fonctionnement en régime soliton. Si les pertes linéaires sont alors augmentées, on commence par voir apparaître un pic spectral supplémentaire à environ 1567 nm associé à un fonctionnement en continu de cette composante spectrale (Fig. 3, courbe du milieu). En continuant d'augmenter les pertes additionnelles, la composante verrouillée en phase à 1610 nm disparaît complètement au profit du régime continu à 1567 nm (courbe du haut de la Fig. 3).

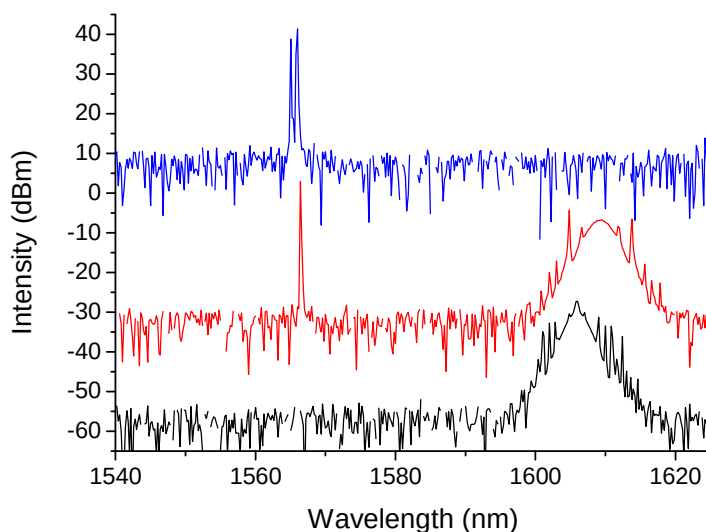


Fig. 3. Spectre du laser en régime à modes bloqués au-delà de 1600 nm. Les pertes linéaires augmentent

CONCLUSION

En conclusion, nous avons démontré expérimentalement la possibilité de faire osciller, en continu et en régime de verrouillage de phase, un laser à fibre dopée erbium à double gaine au-delà de 1600 nm par la gestion des pertes linéaires de la cavité.

RÉFÉRENCES

- [1] J. F. Massicott, J. R. Armitage, R. Wyatt, B. J. Ainslie, and S. P. Craig-Ryan, "High gain, broadband, 1.6 μm Er^{3+} doped silica fibre amplifier." *Electron. Lett.* **26**, 1645, 1990.
- [2] F. Morin, F. Druon, M. Hanna, and P. Georges, "Microjoule femtosecond fiber laser at 1.6 μm for corneal surgery applications." *Opt. Lett.* **34**, 1991, 2009.
- [3] F. Morin, "Conception d'une source cohérente à impulsions courtes à 1600 nm à fibres dopées erbium: application à la greffe de cornée", thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 58-60, 2010.
- [4] X. Dong, P. Shum, N.Q. Ngo, H.-Y. Tam and X. Dong, "Output power characteristics of tunable erbium-doped fiber ring lasers", *IEEE J. Light. Tech.* **23**, 1334, 2005.

ETUDE DU PIEGEAGE OPTIQUE BASE SUR UNE NANO-ANTENNE METALLIQUE INTEGREE A L'EXTREMITE D'UNE FIBRE OPTIQUE POUR LA MICROSCOPIE OPTIQUE EN CHAMP PROCHE

Nyha Hameed¹, Ali El Eter¹, Thierry Grosjean¹, Fadi I. Baida¹

¹ *Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Département d'Optique P. M. Duffieux, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France*
nyhamajeed.hameed@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Nous avons étudié le piégeage optique de nanoparticule basé sur un effet d'antenne obtenu avec une nano-ouverture papillon (BNA) gravée à l'extrémité d'une sonde de microscope optique en champ proche. Un très bon accord est obtenu entre les résultats théoriques et expérimentaux montrant le piégeage de nanoparticules en Latex de 250 nm de rayon avec une faible puissance injectée. Une étude théorique supplémentaire a été réalisée pour analyser le piégeage de plus petites particules diélectriques de l'ordre de 30 nm de rayon.

MOTS-CLEFS : PIEGEAGE OPTIQUE ; NANO-ANTENNE; FORCE OPTIQUE.

1. INTRODUCTION

Au cours de ces dernières années, les pinces optiques ont attiré l'intérêt des chercheurs en raison de leur capacité unique à manipuler des nano-objets sans contact. Elles trouvent de nombreuses applications en physique et en biologie [1]. Cependant, les pinces optiques conventionnelles (faisceaux focalisés) présentent des limites en termes de taille des particules à piéger et de compacité liée à la limite de diffraction régie par le critère de Rayleigh. A l'évidence, il s'agit d'un problème fondamental pour les chercheurs limitant la manipulation de particules de dimensions sub-longueur d'ondes. Pour pallier ce problème, les chercheurs ont développé au cours de ces dernières années plusieurs techniques. Une des possibilités est l'utilisation de fibres optiques qui évitent l'utilisation d'un système optique volumineux et complexe. La réalisation récente de piégeage optique avec des nano-antennes plasmoniques [2] a ouvert la voie à la manipulation de nanoparticules sub-longueur d'onde d'une manière très contrôlée et reproductible. Cependant, les architectures optiques proposées jusqu'à présent sont limitées à des nano-antennes fabriquées sur des substrats plans et qui sont excitées optiquement à l'aide de systèmes optiques qui restent volumineux.

Notre approche ici est basée sur une nano-antenne à ouverture papillon (BNA) fabriquée à l'extrémité d'une nano-sonde optique pour des applications SNOM. Grâce à cette nouvelle approche, on génère un champ électromagnétique très intense résultant de l'interaction du mode guidé de la fibre optique avec la nano-antenne elle-même qui est gravée préalablement à son extrémité. Il en résulte un fort gradient de champ électrique qui peut générer des forces optiques capables de piéger des nanoparticules de Latex de l'ordre de 500 nm de rayon avec de faibles puissances injectées de l'ordre du mW. En plus de l'expérience, un travail théorique est effectué pour modéliser et quantifier les forces générées. Ce travail est basé sur le calcul de forces optiques en utilisant un modèle rigoureux basé sur la théorie de Lorentz qui utilise le tenseur de contraintes de Maxwell [3] s'appuyant sur des simulations numériques dans le domaine temporel (FDTD-3D) pour le calcul du champ électromagnétique au voisinage de la nanostructure (sonde + nano-antenne + nanoparticule).

2. RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX

La figure.1 (a) présente un schéma du modèle théorique étudié où la sonde et la nanoparticule à piéger se trouvent immergées dans l'eau. En effet, il est important de noter que le piégeage ne se fait jamais dans l'air puisque le poids des nanoparticules est très grand devant la force optique. Ainsi pour compenser cette force de gravitation, l'étude expérimentale se fait dans l'eau (la poussée d'Archimède compense plus ou moins le poids de la particule et on isole la force optique). Les paramètres de la nano-antenne à ouverture papillon ont été optimisés afin qu'elle présente une résonance à 1064 nm (l'eau est très peu absorbante à cette longueur d'onde).

Nous avons calculé les forces optiques pour une particule en latex de 500nm de diamètre lorsqu'elle se trouve dans deux plans verticaux perpendiculaires contenant l'axe de la sonde ; soient xOz et yOz . (voir partie basse des figures.1 (b) et (c)). Le potentiel U , défini par $\mathbf{F} = -\mathbf{grad}(U)$, a été déduit (voir partie haute des mêmes figures) dans les deux plans respectivement. Sur la figure.1 (d) nous présentons l'amplitude de la force optique le long de l'axe de la sonde (lorsque la bille s'écarte de la nano-antenne fibrée). Nous pouvons remarquer que, pour des raisons évidentes de symétrie il n'y a pas de composantes latérales à la force le long de l'axe de la sonde tandis que la composante verticale est positive indiquant une force d'attraction (puits de potentiel). Pour les petites distances ($d=45\text{nm}$) la force d'attraction est assez grande (compensation du poids de la bille) pour induire un piégeage efficace de la bille qui sera « plaquée » contre la BNA avec un puits de potentiel de 300 kT comme illustré sur la figure.1 (e).

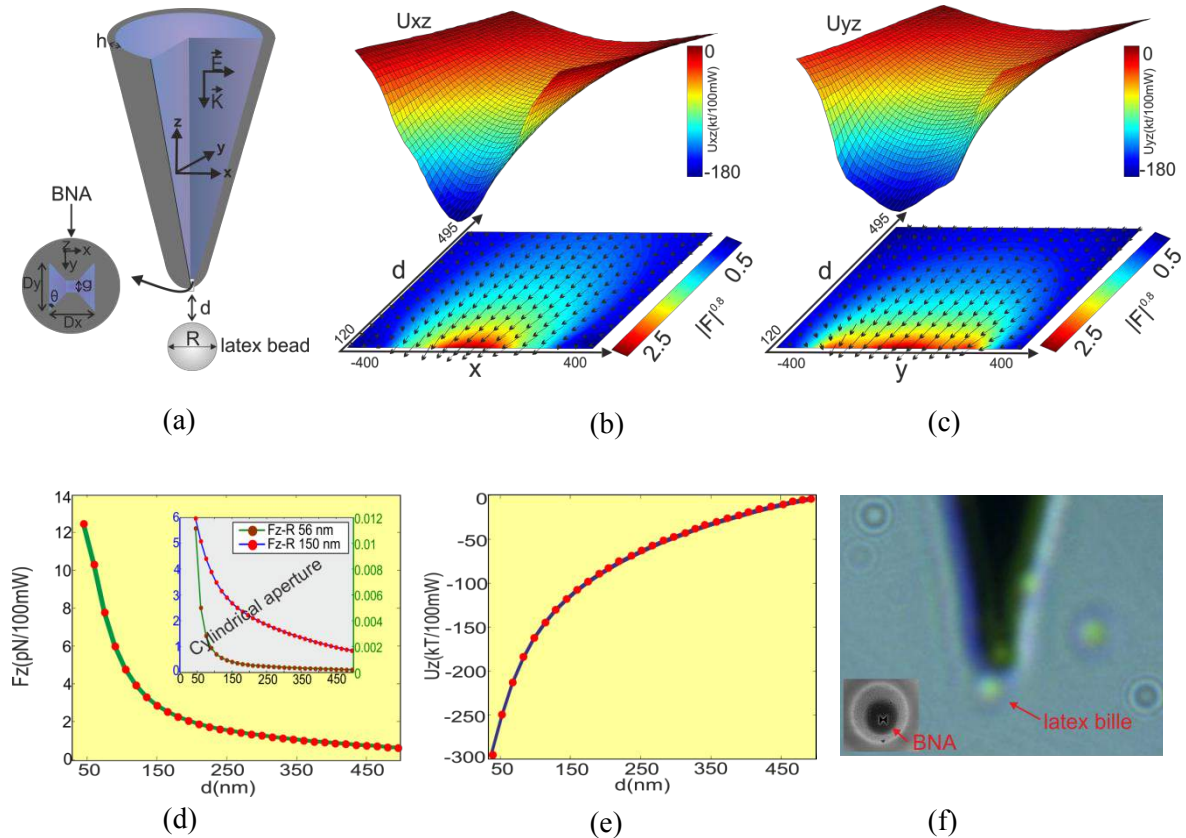


Fig. 1 : (a) Schéma de la pointe à ouverture papillon.(b,c)(En bas : les forces optiques. En haut : puits de potentiel pour le deux plans xOz,yOz respectivement.(d) l'amplitude de la force optique le long de l'axe de la BNA.(e) le potentiel correspondant montrant un puits de 300 kT.(f) Résultat expérimental)

Ces résultats sont en parfait accord avec l'expérience que nous avons menée où la BNA sur fibre a été utilisée pour piéger une nano-bille de Latex de 500 nm de diamètre [4], figure.1 (f). Le piégeage est obtenu lorsque la nano-antenne résonne avec une puissance lumineuse injectée de l'ordre de 1 mW.

Une étude théorique complémentaire a montré que ce type de sonde composée de nano-antenne fibrée permet le piégeage de particules de latex assez petites (rayon de 30nm) et ouvre donc la voie à la conception de nano-pinces optiques pour la manipulation de nano-objets, voire de molécule unique, avec un large panel d'applications.

RÉFÉRENCES

- [1] K. C. Neuman and S. M. Block, "Optical trapping," *Rev. Sci. Instrum.* 75(9), 2787–2809 (2004).
- [2] K. Wang, E. Schonbrun, P. Steinvurzel, and K. B. Crozier, "Scannable plasmonic trapping using a gold stripe," *Nano Lett.* 10(9), 3506–3511 (2010).
- [3] 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.
- [4] El Eter, A.; Hameed, N. M.; Baida, F. I.; Salut, R.; Filiatre, C.; Nedeljkovic, D.; Atie, E.; Bole, S.; Grosjean, T. "Fiber-integrated optical nano-tweezer based on a bowtie-aperture nanoantenna at the apex of a SNOM tip" *Opt. Express* 2014, 22 10072 – 10080.

VERS L'UTILISATION DE FIBRES OPTIQUES A CRISTAUX PHOTONIQUES DANS LES CHAINES LASER ULTRA-INTENSES : NOUVEAU « FRONT-END » DU LULI200

Loïc Meignien¹

¹ Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Unité mixte n°7605
Ecole Polytechnique, CNRS, CEA, Université Paris VI, 91128 Palaiseau Cedex, France

loic.meignien@polytechnique.edu

RÉSUMÉ

Dans cet exposé, nous proposons une évolution du « front end » nanoseconde du LULI2000 utilisant traditionnellement des technologies issues des laser solides Q-switched pour aller vers le monde des fibres optiques et des composants télécom fibrés. Nous montrerons qu'il est aujourd'hui possible de développer des sources optiques puissantes, programmables temporellement et spatialement, utilisant les techniques les plus avancées des fibres optiques à cristaux photoniques associées à la combinaison cohérente pour aller vers des énergies de l'ordre du mJ, repoussant ainsi le gap entre les systèmes fibrés faibles énergies et les lasers en espace libre traditionnel de fortes intensités.

MOTS-CLEFS : *nanosecond kilojoule class laser, photonic crystal fiber, coherent beam combining, Arbitrary Waveform Generator, Electro-Optic Modulators, Brillouin scattering*

1. INTRODUCTION

Le LULI2000 est l'une des installations laser les plus intenses d'Europe. Dès 2003, le LULI2000, utilisé par la communauté scientifique internationale apporte une contribution importante à la physique des plasmas et à la fusion par confinement inertiel. Cette chaîne constituée de trois faisceaux hautes énergies en verre néodyme Nd:Glass peut coupler des impulsions kilojoules nanoseconde et sub-picoseconde dans l'infrarouge.

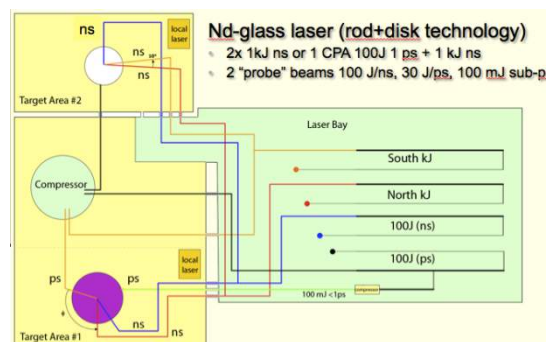


Fig. 1 : Topologie de l'installation ultra-intense kilojoules du LULI2000

Traditionnellement, les systèmes laser délivrant des impulsions longues nanosecondes, comme utilisés précédemment au LULI2000, utilisaient des lampes flash pour pomper des milieux actifs solides et des cavités Q-switched monomodes longitudinales comme oscillateur principal. Ces systèmes étaient très difficiles à rendre monomodes longitudinaux et le profilage temporel des impulsions était très complexe. En outre, les coûts en consommables étaient bien supérieurs aux systèmes haut rendement fibrés actuels. Il est à noter que le rendement énergétique-photonique de telles installations est inférieur au dixième de pourcent alors que les systèmes fibrés peuvent

dépasser les 50 %. L'augmentation future des cadences de tirs ($> \text{Hz}$) et de l'énergie totale tendent à aller vers des systèmes à fort rendement photonique. La fibre optique semble être l'un des meilleurs candidats. Nous présentons un nouveau système laser fibré pour injecter les chaînes kilojoules du LULI2000.

2. DEVELOPPEMENT TECHNOLOGIQUE DU NOUVEAU « FRONT END »

Ce « front end » utilise comme principe de découper temporellement un laser fibré dopé aux ions Yb^{3+} monomode à très faible spectre ($< 10 \text{ KHz}$) à l'aide de Modulateurs Electro-Optiques (EOM) télécom couplés à un générateur de forme arbitraire (AWG) à très haut débit (25 GigaS/s). Le profilage temporel est de première importance dans une chaîne laser kilojoule pour lutter contre les distorsions temporelles liées aux saturations de la chaîne d'amplification (gain total $> 10^{12}$). Un système de pre-slicing utilisant un Modulateur Acousto-Optique permet d'augmenter substantiellement la puissance crête envoyée sur deux EOM en LiNbO_3 . Un système de contre réaction permet d'assurer un très fort contraste des impulsions optiques supérieures à 50 dB avec une stabilité de 1% rms. Les impulsions optiques sont l'image optique de l'AWG délivrant des impulsions électriques petits signaux ($< 5\text{V}$) avec une bande passante $> 12 \text{ GHz}$ (front de montée de l'ordre de 30 ps). Ce système est capable de produire des impulsions dans l'infrarouge de 30 ps à quelques μs avec une énergie du picojoule au nanojoule.

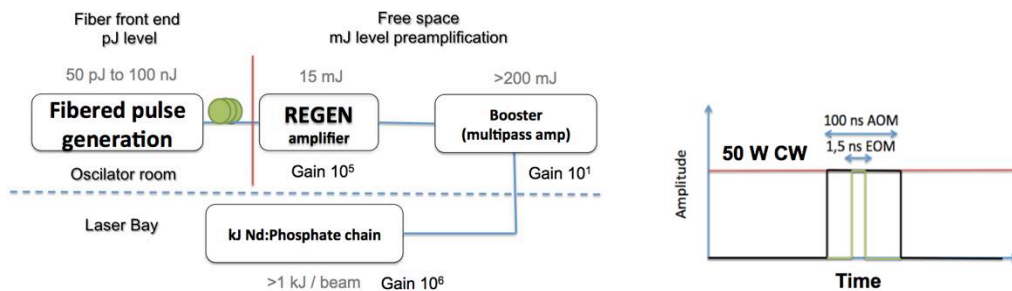


Fig. 2 : Schéma d'amplification et principe du découpage temporel d'un faisceau CW en impulsions par modulation électro-optique et acousto-optique

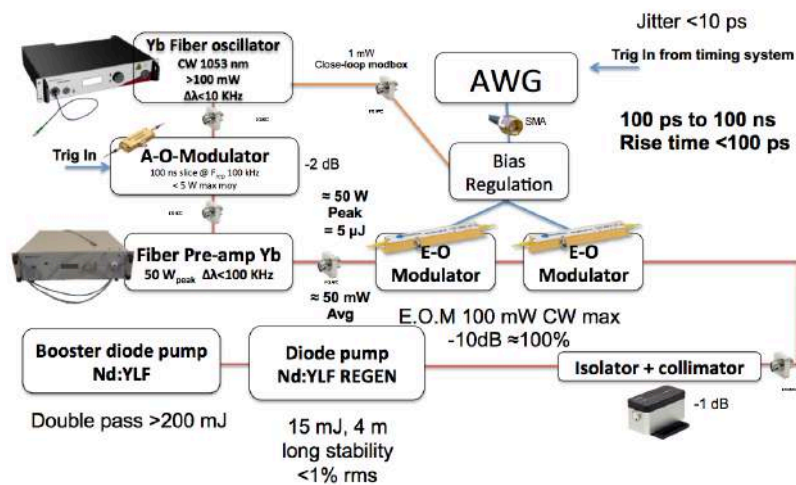


Fig. 3 : Génération d'impulsions nanosecondes nanojoule programmable électroniquement par un générateur de forme arbitraire (AWG) haut débit associé à des modulateurs électro-optiques (EOM)

3. AMPLIFICATION PAR FIBRES OPTIQUES A CRISTAUX PHOTONIQUES

Les impulsions pJ à nJ générées par le système, décrit précédemment, doivent être pré-amplifiées d'un facteur 10^6 avant d'être injectées dans la chaîne de puissance kilojoule. Traditionnellement, des amplis régénératifs solides sont utilisés pour cela. Nous proposons de les remplacer par des fibres optiques à cristaux photoniques souple d'un diamètre de cœur 40 μm et d'une gaine de 200 μm . Ces fibres sont dopées aux ions Yb3+ et permettent d'obtenir des énergies proches du mJ en sorties. Ces fibres optiques ne sont à priori pas de bons candidats pour générer des impulsions basses cadences avec beaucoup d'énergie par pulse et avec un spectre extrêmement fin (<10 KHz). Nous montrerons comment gérer la limitation en énergie liée à la diffusion Brillouin. Enfin, nous proposerons un système de combinaison cohérente afin de paralléliser les milieux amplificateurs fibrés afin d'augmenter l'énergie utile. Un système d'asservissement sera étudié.

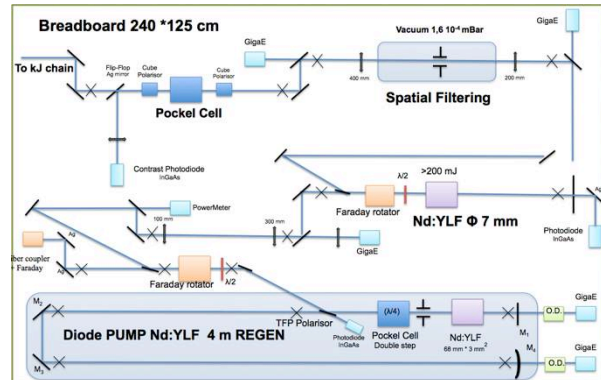


Fig. 1 : Nouveau front end du LULI2000 : un système hybride entre espace libre et fibre optique télécom et à cristaux photoniques.

CONCLUSION

Ce nouveau « front end » permettra à la communauté de la physique des plasmas de faire fonctionner le LULI2000 avec une meilleure qualité de faisceau temporelle et spatiale ainsi qu'une plus grande stabilité en énergie tirs à tirs. Les qualités des fibres optiques Ytterbium permettent de réaliser plusieurs oscillateurs compacts, ce qui permettra d'injecter chaque chaîne avec un profil temporel spécifique utile à la physique des plasmas. Nous avons montré qu'il est possible de ne plus utiliser d'amplificateur régénératif solide : la combinaison cohérente de plusieurs fibres optiques à cristaux photoniques est un avenir pour réaliser des sources d'impulsions nanoseconde ou picoseconde. Ces développements se poursuivront dans le projet Xcan de l'école Polytechnique visant à combiner près d'une centaine de fibres optiques à cristaux photoniques. L'avenir des lasers intenses sera-t-il fortement associé aux fibres optiques à haut rendement photonique ?

NOUVELLES ARCHITECTURES DE FIBRES OPTIQUES A TRES LARGE AIRE MODALE POUR LA MONTEE EN PUISSANCE DES LASERS FIBRES

**Aurélien Benoît^{1,2}, Dia Darwich¹, Romain Dauliat³, Raphaël Jamier¹, Georges Humbert¹,
Stephan Grimm³, Kay Schuster³, François Salin² et Philippe Roy¹**

¹ Laboratoire Xlim, UMR CNRS/Université de Limoges 7252, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges, France

² Eolite Systems, 11 avenue de la Canteranne, 33600 Pessac, France

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

aurelien.benoit@xlim.fr

RÉSUMÉ

Nous rapportons ici la première démonstration expérimentale d'une nouvelle architecture de fibres optiques à très grande surface de mode destinée à renforcer la propagation d'un mode transverse unique. L'originalité de ce travail repose sur une rupture contrôlée de la périodicité de la gaine optique microstructurée afin de favoriser la délocalisation des modes d'ordre supérieur au bénéfice du confinement du seul mode fondamental. Le caractère monomode des structures fabriquées a été conforté en utilisant un interféromètre à faible cohérence. Comme prédit lors d'une approche numérique préliminaire, un tel comportement est mis en évidence sur une large bande spectrale allant de 1 à 2 μm et ce pour des diamètres de cœur allant de 30 à 140 μm .

MOTS-CLEFS : *Fibres microstructurées ; propagation monomode ; laser de puissance*

1. CONTEXTE

La montée en puissance moyenne extraite des lasers à fibres au cours de la dernière décennie s'est fortement appuyée sur un travail considérable lié au développement et à l'optimisation des guides d'onde fibrés. Des puissances moyennes record de l'ordre de 10kW ont ainsi pu être obtenues en régime continu [1]. Bien que les fibres à très large aire modale ($D_{\text{cœur}} > 50\mu\text{m}$) apparues ces dernières années (« leakage channel fibres » [2], « large pitch fibres » [3]...) permettent de repousser efficacement les seuils d'apparition des processus non linéaires, l'augmentation significative de la dimension des cœurs se heurte aujourd'hui à de nouvelles limitations appelées instabilités modales. Ces dernières se traduisent par une dégradation de la qualité spatiale du mode émis liée à une fluctuation temporelle entre le mode fondamental et un ou plusieurs modes d'ordre élevé reconfinés dans le cœur du fait de la charge thermique accumulée. Ces instabilités modales apparaissent au-delà d'une certaine puissance moyenne extraite. Une solution permettant de repousser ce seuil est de travailler sur les propriétés de confinement du guide d'onde pour accroître la délocalisation des modes d'ordre élevé hors du cœur de la fibre tout en conservant un fort confinement du mode fondamental.

Nous présentons dans cet article une étude expérimentale menée sur une nouvelle architecture de fibres optiques basées sur une rupture de la périodicité de la gaine optique microstructurée permettant de valider leur propriété de guidage. L'objectif du travail mené est de contrôler la qualité intrinsèque du guide d'onde à ne guider que le seul mode fondamental.

2. MODELE NUMERIQUE

Nous avons arbitrairement choisi comme référence pour notre étude numérique les fibres dites « Large Pitch Fibres » constituant l'état de l'art actuel des fibres à très large aire modale. La qualité du guide d'onde peut alors être déterminée par la discrimination modale $\Delta\Gamma$, paramètre calculé comme étant la différence entre les facteurs de recouvrement avec le milieu à gain du mode fondamental et du mode d'ordre élevé le mieux confiné par la structure [4]. La figure 1.a montre à titre d'exemple le facteur de recouvrement calculé pour les 300 premiers modes guidés dans la fibre LPF air/silice [3] choisie comme référence ($A_{\text{eff}} = 2500 \mu\text{m}^2$) pour une longueur d'onde de travail $\lambda = 1 \mu\text{m}$. On constate clairement que la discrimination modale vaut $\Delta\Gamma = 40\%$ dans ce cas. Les structures que nous explorons sont des fibres toutes solides pour lesquelles la gaine microstructurée

est basée sur l'insertion d'inclusions bas-indice dans un matériau homogène d'indice haut. Nous avons déjà montré qu'une rupture de symétrie appliquée de manière contrôlée dans la microstructure de la gaine optique permet alors de renforcer le caractère monomode du guide d'onde en augmentant de manière significative la discrimination modale [4]. Deux structures de fibres aperiodiques ont été récemment proposées (nommées fibre Ap1 et fibre Ap2 dans la suite), leur section transverse étant montrée sur la figure 1. La figure 1.b (respectivement figure 1.c) compare l'évolution de la discrimination modale $\Delta\Gamma$ en fonction de la longueur d'onde de travail (respectivement du diamètre du cœur) des deux structures aperiodiques proposées avec celle de la fibre choisie comme référence. Les figures 1.b et 1.c mettent en évidence le bénéfice des deux structures aperiodiques sur l'augmentation de la discrimination modale qui passe de 40% à 55%.

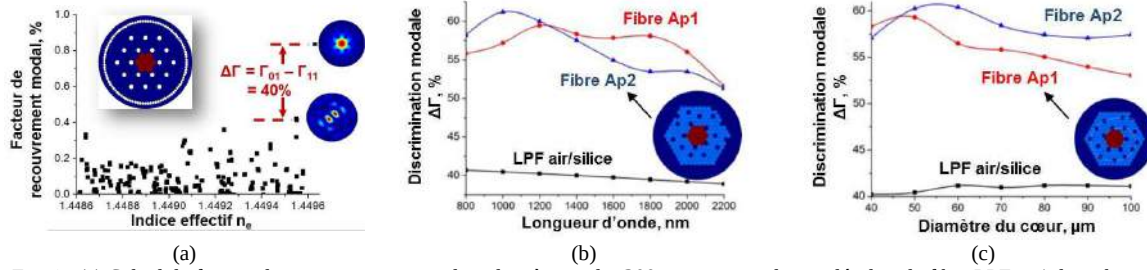


Fig. 1 : (a) Calcul du facteur de recouvrement avec le milieu à gain des 300 premiers modes guidés dans la fibre LPF air/silice choisie comme référence et présentée dans la publication [3]. (b-c) Comparaison entre l'évolution de la discrimination modale en fonction de la longueur d'onde de travail (A_{eff} fixée à $2500 \mu m^2$) et du diamètre du cœur (λ fixée à $1 \mu m$) pour la fibre de référence et les deux structures aperiodiques proposées. Insert : section transverse des fibres modélisées.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La plupart du temps, les fibres à très large aire modale sont basées sur des guides d'onde faiblement multimode et le comportement unimodal observé en sortie de fibre est fortement aidé par un filtrage modal sélectif par le gain. Afin d'étudier et de valider expérimentalement les propriétés de guidage de nos deux structures aperiodiques, nous avons donc fabriqué des fibres passives. Les étapes de fabrication ainsi que les matériaux choisis seront présentés lors de la conférence. Il est à noter que pour s'astreindre des effets de courbures, nous avons fabriqué des fibres dite « rod-type » (diamètre externe ~ 1 mm). Nous avons observé le champ proche mesuré à l'aide d'une caméra CCD en sortie de tronçons (de longueur égale à 40 cm) de nos deux fibres aperiodiques. Pour ce faire, nous avons utilisé deux sources laser différentes : une source supercontinuum associée à des filtres passe-bande et un laser fibré à $2 \mu m$ (basée sur une fibre dopée thulium). L'injection dans nos fibres sous test se fait en couplage direct avec la sortie fibrée des sources lasers utilisées. Il est important de souligner ici la forte désadaptation entre les caractéristiques opto-géométriques des

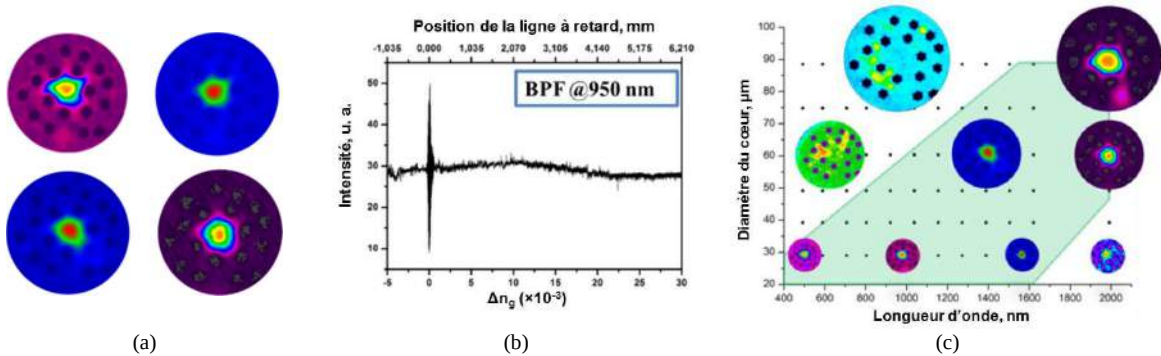


Fig. 2 : (a) Observation du champ proche en sortie de la fibre Ap1 ($D_{cœur} \sim 60 \mu m$) pour $\lambda=1 \mu m$, $\lambda=1,2 \mu m$, $\lambda=1,4 \mu m$ et $\lambda=2 \mu m$. (b) Interférogramme mesurée à l'aide d'un interféromètre à faible cohérence en utilisant un filtre passe-bande à $\lambda=0,95 \mu m$. (c) Représentation de la distribution d'intensité mesurée en champ proche en sortie de différentes fibres Ap1 en fonction du diamètre du cœur et de la longueur d'onde de travail. La zone verte représente la zone de fonctionnement monomode.

fibres de sortie des sources laser utilisées ($D_{cœur} \sim 8 \mu m$) et celles de nos fibres aperiodiques sous test (le diamètre de cœur, l'ouverture numérique et le contenu modal sont très différents). On assure ainsi une excitation non sélective du mode fondamental dans les fibres aperiodiques sous test. La figure 2.a présente les distributions d'intensité mesurées en champ proche en sortie de la fibre Ap1 ($D_{cœur} \sim 60 \mu m$) pour des longueurs d'onde de $1 \mu m$, $1,2 \mu m$, $1,4 \mu m$ et $2 \mu m$. Même en modifiant les conditions d'injection dans la fibre aperiodique sous test (déplacement dans un plan transverse

de la fibre de sortie de la source laser), seule la propagation du mode fondamental est observée. Le guide d'onde permet ainsi une forte délocalisation des modes d'ordre élevé hors du cœur.

On s'est ensuite attaché à mesurer l'indice de groupe relatif des différents modes susceptibles d'être excités dans cette fibre Ap1 à l'aide d'un interféromètre à faible cohérence [5]. La figure 2.b montre l'interférogramme mesuré à l'aide d'un filtre passe-bande à 950 nm. La présence d'un seul et unique pic d'interférence confirme le caractère monomode de cette structure et donc la délocalisation des modes d'ordre supérieur hors du cœur.

Lors de l'étirage des deux préformes de nos structures aperiodiques, nous avons fait varier le diamètre externe des fibres de manière à avoir plusieurs tronçons avec des diamètres de cœur différents et ainsi à pouvoir étudier l'évolution du comportement modal du guide d'onde. La figure 2.c présente une synthèse de l'ensemble des mesures effectuées en champ proche sur les fibres Ap1 pour des tailles de cœur allant de 30 à 90 μm et pour différentes longueurs d'onde de travail. Ces mesures nous ont permis de définir une zone de fonctionnement optimum (représentée en vert sur la figure 2.c) où la propagation monomode est assurée.

Les résultats obtenus avec les fibres Ap2 sont quant à eux présentés sur la figure 3. La figure 3.a présente les distributions d'intensité mesurées en champ proche en sortie de la fibre Ap2 ayant un diamètre de cœur $D_{\text{cœur}} \sim 80 \mu\text{m}$ pour des longueurs d'onde de 1 μm , 1,2 μm , 1,4 μm et 2 μm . Même en modifiant les conditions d'injection à l'entrée de cette fibre, seule la propagation du mode fondamental est observée. En compilant l'ensemble des mesures effectuées avec ces fibres Ap2, nous avons également pu définir une zone de fonctionnement optimum où la propagation monomode est assurée (cf. figure 3.b). On constate alors que cette zone est plus large que celle obtenue pour la fibre Ap1. En outre, une fibre Ap2 présentant un diamètre de cœur de 140 μm tout en conservant un caractère monomode a ainsi pu être obtenu pour la première fois.

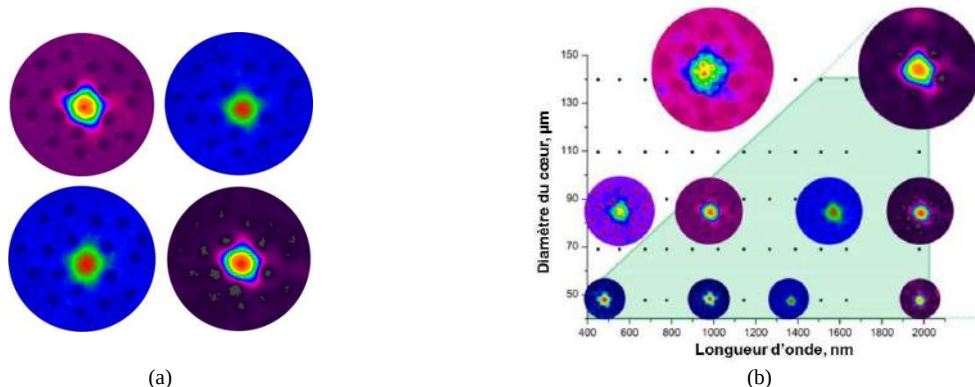


Fig. 3 : (a) Observation du champ proche en sortie de la fibre Ap2 ($D_{\text{cœur}} \sim 80 \mu\text{m}$) pour $\lambda=1 \mu\text{m}$, $\lambda=1,2 \mu\text{m}$, $\lambda=1,4 \mu\text{m}$ et $\lambda=2 \mu\text{m}$. (b) Représentation de la distribution d'intensité mesurée en champ proche en sortie de différentes fibres Ap2 en fonction du diamètre du cœur et de la longueur d'onde de travail. La zone verte représente la zone de fonctionnement monomode.

CONCLUSION

Nous avons fabriqué pour la première fois deux structures de fibres passives basées sur une rupture contrôlée de la périodicité de la gaine optique microstructurée afin de favoriser la délocalisation des modes d'ordre supérieur au bénéfice du confinement du seul mode fondamental. La fibre Ap2 montre notamment un comportement monomode à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ pour un cœur de diamètre $D_{\text{cœur}} = 80 \mu\text{m}$ et à $\lambda = 2 \mu\text{m}$ pour un cœur de diamètre $D_{\text{cœur}} = 140 \mu\text{m}$. Ces fibres aperiodiques ouvrent donc la voie vers le développement de nouvelles architectures de fibres actives pour les lasers fibrés de haute puissance.

Ce travail a été effectué dans le cadre du projet AVANTAGE, co-financé par l'Union européenne (« Fonds européen de développement économique et régional ») et Eolite Systems.

REFERENCES

- [1] M. O'Connor *et al.*, CLEO US, paper CThA3, (2009)
- [2] L. Dong *et al.*, SPIE Proc., vol. 7195, p. 71950N–71950N–8, (2009)
- [3] F. Stutzki *et al.*, Optics.Letters, 37(6), 1073-1075 (2012)
- [4] R. Dauliat *et al.*, Optics Express, Vol. 21, Issue 16, pp. 18927-18936 (2013)
- [5] D. Schimpf *et al.*, CLEO: paper CFM6, (2011)

LASER A FIBRE A VERROUILLAGE DE MODES DE HAUTE ENERGIE A 1560 NM

M. Tang¹, H. Wang¹, R. Becheker², J-L. Oudar³, D. Gaponov⁴, A. Hideur¹

¹ CORIA-UMR6614- Normandie Université, CNRS-Université et INSA de Rouen, Campus Universitaire du Madrillet, 76800 Saint Etienne du Rouvray, France.

² Laboratoire d'Electronique Quantique, USTHB, BP 32 El Alia, 16111 Bab Ezzouar, Algérie

³ LPN-CNRS, Route de Nozay, 91460, Marcoussis, France

⁴ Novae, Zone artisanale de Bel Air, 87700 Saint Martin le Vieux, Limoges, France

hideur@coria.fr

RÉSUMÉ

Nous rapportons la génération d'impulsions ultracourtes de forte énergie à partir d'un oscillateur à fibre dopée erbium opérant en régime de forte dispersion normale. Le régime de verrouillage de modes est initié et stabilisé par les effets combinés d'un absorbant saturable et d'un filtre spectral. Le laser est auto-démarrant et génère des impulsions de 8.7 ps avec des énergies de plus de 22 nJ. Ces impulsions fortement étirées sont comprimées, à l'extérieur de la cavité, à leur limite théorique de 620 fs.

MOTS-CLEFS : *lasers à fibres optiques ; impulsions ultracourtes, verrouillage de modes*

1. INTRODUCTION

Les applications mettant en jeux des rayonnements lumineux ultrarapides font de plus en plus appel à la technologie des lasers à fibre en raison de ses nombreux avantages tels que la forte compacité, la stabilité, la forte puissance, et la facilité d'utilisation. Stimulées par plusieurs applications industrielles et scientifiques, les performances des systèmes laser à fibre à impulsions ultracourtes ont subi une croissance phénoménale au cours de la dernière décennie. Cette croissance vertigineuse a concerné essentiellement les lasers à fibres dopées ytterbium opérant à 1µm. L'extension de ces développements à la région spectrale de sécurité oculaire centrée autour de 1.5 µm pourrait trouver de nouveaux débouchés dans l'industrie, la métrologie et la médecine.

Les avantages de la technologie des fibres tels que le confinement du mode et les grandes longueurs de gain constituent des problèmes fondamentaux pour la génération d'impulsions ultracourtes de hautes énergies. Ces limitations proviennent des fortes non-linéarités induites dans la silice par la propagation d'impulsions de fortes puissances crêtes. Néanmoins, ces dernières années, plusieurs développements fondamentaux et technologiques montrent que ces limitations peuvent être contournées. En particulier, l'exploitation de nouveaux régimes de propagation non-linéaire dans des fibres à dispersion normale permet de repousser les seuils des effets non-linéaires à de fortes puissances crêtes. C'est le cas des lasers à impulsions auto-similaires qui génèrent des impulsions à profils temporels paraboliques qui résistent mieux aux non-linéarités [1]. La première génération de ces lasers comprend une ligne à compensation de dispersion intra-cavité qui permet d'assurer la condition de résonance sur un tour de cavité [1]. Les performances de ces sources ont été nettement améliorées en exploitant des cavités à dispersion totalement normale [2]. L'établissement du régime de verrouillage de modes dans une cavité à dispersion normale nécessite l'introduction d'un filtre spectral en plus du mécanisme de modulation d'amplitude qui agit dans le domaine temporel [3,4]. La mise en œuvre de ce concept avec des fibres dopées erbium a déjà permis d'atteindre des énergies de 20 nJ avec des impulsions de 750 fs [5]. Cependant, les impulsions générées souffrent d'un large piédestal qui s'étale sur une dizaine de picosecondes et qui contient plus de 50% de l'énergie totale.

Dans cette communication, nous rapportons une nouvelle configuration d'un laser à fibre à verrouillage de modes à dispersion fortement normale opérant à 1560 nm. Le laser est auto-

démarrant à partir du bruit et génère des impulsions fortement étirées de 8.7 ps avec des énergies de plus de 22 nJ.

2. EXPERIENCES ET RESULTATS

Le montage expérimental du laser est montré sur la figure 1. La cavité est montée en configuration Fabry-Pérot et comprend une fibre fortement dopée erbium de 1.2 m de longueur. La dispersion de la fibre active est de $\beta_2 = +61$ ps /km. Une diode laser monomode émettant à 976 nm assure le pompage optique de la fibre amplificatrice à travers un multiplexeur. Un segment de fibre à compensation de dispersion (DCF) de 10 mètres de longueur a été ajouté pour contrôler la dispersion totale de la cavité. La dispersion de la DCF utilisée a été mesurée à $+116$ ps /km. Du côté de la DCF, la cavité est refermée par un réseau de diffraction de 600 traits/mm qui, combiné avec une lentille de 8 mm de focale, constitue un filtre spectral d'environ 3.5 nm de largeur à mi-hauteur.

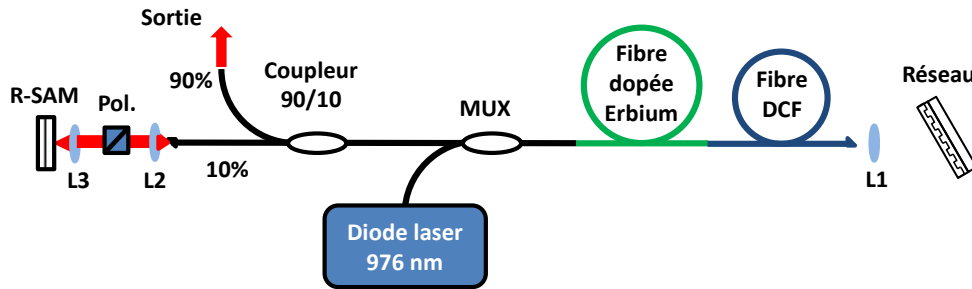


Fig. 1: Schéma du montage expérimental du laser à fibre dopée erbium. MUX : multiplexeur ; L1, L2, L3 : lentilles de couplage ; R-SAM : absorbant saturable à semi-conducteur ; Pol. : Polariseur.

L'autre extrémité de la cavité comprend un coupleur 90/10 minimisé en longueur constitué de fibre standard ($\beta_2 = -22$ ps /km), un polariseur, les lentilles de couplage et un absorbant saturable résonant (R-SAM) qui sert à démarrer le régime de verrouillage de modes. L'absorbant saturable présente une profondeur de modulation de 38%, une fluence de saturation de $3.8 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ et un temps de relaxation de 2.3 ps. La longueur totale de la cavité incluant la partie en espace libre est de 12.5m environ, ce qui correspond à un intervalle spectral libre de 8 MHz. La dispersion totale de la cavité est estimée à $+1.22 \text{ ps}^2$.

En optimisant l'alignement des différents éléments de la cavité et en ajustant convenablement l'orientation de l'axe du polariseur, un régime de verrouillage de modes est initié pour un courant de pompage de 1100 mA (puissance de pompe 750 mW). Ce régime demeure stable jusqu'au maximum de puissance pompe disponible de 850 mW.

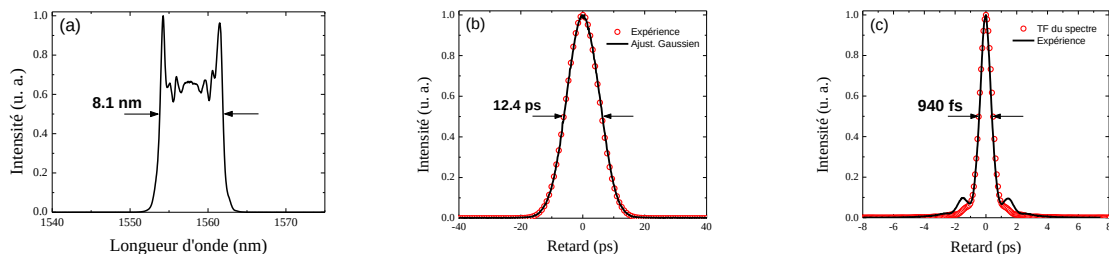


Fig. 2 : Caractéristiques de la source pour une énergie de sortie de 22 nJ : Spectre optique (a) et traces d'autocorrélations mesurées avant (b) et après compression (c).

Le laser délivre alors une puissance de 180 mW, ce qui correspond à une énergie par impulsion de plus de 22 nJ. Les caractéristiques spectrales et temporelles des impulsions générées sont présentées sur la figure 2. Le spectre optique présente une forme en « M » avec deux pics intenses sur les bords [Fig. 2(a)]. Cette allure est typique des lasers opérant en régime de forte dispersion normale. La

largeur spectrale à mi-hauteur est de 8.1 nm. La trace d'autocorrélation présente un profil quasi-Gaussien avec une largeur à mi-hauteur de 12.4 ps, ce qui correspond à une durée d'impulsion de 8.7 ps [Fig. 2(a)]. Les impulsions sont comprimées à l'extérieur de la cavité en utilisant une paire de réseaux en transmission de 1000 traits/mm et 92% de rendement de diffraction. Les impulsions sont ainsi comprimées à moins de 620 fs de durée qui est égale à la limite théorique obtenue par transformation de Fourier du spectre optique [Fig. 2 (c)]. Notons que la trace d'autocorrélation des impulsions comprimées présente un léger piédestal qui contient moins 10% de l'énergie totale.

3. CONCLUSION

Nous avons démontré la réalisation d'un laser à fibre dopée Er^{3+} opérant en régime de verrouillage de modes et émettant à 1560 nm. Le laser génère un train d'impulsions stables de 180 mW de puissance moyenne à la cadence de 8 MHz, ce qui correspond à une énergie par impulsion de plus de 22 nJ. Ceci représente une avancée significative 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 des paramètres de filtrage et de dispersion de la cavité et les perspectives pour l'amélioration de ses performances seront discutés lors de la conférence.

REMERCIEMENTS

Ce travail a bénéficié de l'aide de l'Agence Nationale de la Recherche au titre des projets EMC3 (ANR-10-LABX-09-01) et UBRIS2 (ANR-13-BS09-0018).

REFERENCES

- [1] F. Ö. Ilday, J.R. Buckley, W.G. Clark, and F.W. Wise, "Self-Similar Evolution of Parabolic Pulses in a Laser," *Phys. Rev. Lett.* **92**, 213902 (2004)
- [2] A. Chong, W. H. Renninger, and F. W. Wise, "All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20nJ," *Opt. Lett.* **32**, 2408-2410 (2007).
- [3] B. Nie, D. Pestov, F. W. Wise, and M. Dantus, "Generation of 42-fs and 10-nJ pulses from a fiber laser with self-similar evolution in the gain segment," *Opt. Express* **19**, 12074-12080 (2011).
- [4] H. Liu, Z. Liu, E. S. Lamb, and F. Wise, "Self-similar erbium-doped fiber laser with large normal dispersion," *Opt. Lett.* **39**, 1019-1021 (2014).
- [5] N. B. Chichkov, K. Hausmann, D. Wandt, U. Morgner, J. Neumann, and D. Kracht, "High-power dissipative solitons from an all-normal dispersion erbium fiber oscillator," *Opt. Lett.* **35**, 2807 (2010).

GENERATION D'IMPULSIONS ULTRACOURTES DE FORTE PUISSANCE DANS UN AMPLIFICATEUR A FIBRE DOPEE ERBIUM

H. Wang¹, L. V. Kotov², D. A. Gaponov¹, M. V. Yashkov³, D. S. Lipatov³, M. E. Likhachev², J-L. Oudar⁴, S. Février⁵, A. Hideur¹

¹ CORIA-UMR 6614- Normandie Université, CNRS-INSA et Université de Rouen, Campus Universitaire du Madrillet, 76800 Saint Etienne du Rouvray, France.

² Fiber Optics Research Center of the Russian Academy of Sciences, 38 Vavilov Street, Moscow 119333, Russia

³ Institute for Chemistry of High Purity Substances of the Russian Academy of Sciences, 49 Tropinin Street, Nizhny Novgorod, Russia

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

⁵ XLIM, UMR 7252 CNRS - University of Limoges, 123 avenue Albert Thomas, F-87060 Limoges, France

hongjie.wang@coria.fr

RÉSUMÉ

Nous rapportons sur l'étude d'un amplificateur à impulsions étirées à base d'une fibre dopée erbium à large bande modale. Le système est basé sur un oscillateur à dispersion fortement normale émettant des impulsions de 4.5 ps de durée et un spectre de 8,8 nm de largeur. L'amplificateur délivre une puissance moyenne de 8 W à la cadence de 35 MHz, ce qui correspond à 228 nJ d'énergie. Après compression, des impulsions de 850 fs avec plus de 180 kW de puissance crête sont obtenues.

MOTS-CLEFS : laser à fibre ; amplificateur erbium ; verrouillage de modes ; impulsions ultracourtes.

1. INTRODUCTION

Les lasers à fibre de forte puissance opérant dans la région spectrale de sécurité oculaire centrée autour de 1,5 μm est attrayante pour de nombreuses applications telles que les télécommunications en espace libre, la télémétrie et télédétection, la fabrication photonique et la médecine. Cependant, la montée en puissance dans les systèmes laser à fibre dopée erbium présente quelques difficultés liées au faible rendement quantique pour un pompage conventionnel à 980 nm ainsi qu'à la difficulté de fabriquer des fibres dopées efficaces avec une large bande modale. Ainsi, les performances en énergie des systèmes laser à fibre dopées Erbium sont deux ordres de grandeur en dessous de leurs homologues dopées à l'ytterbium. A ce jour, les meilleures performances des oscillateurs ultrarapides à fibre dopées erbium opérant à 1.5 μm se limitent à quelques dizaines de nanojoules d'énergie [1]. La mise en œuvre de l'amplification à dérive de fréquence permet une montée en énergie au-delà de la barre du microjoule [2]. Cependant, ces systèmes fonctionnent à des puissances moyennes relativement faibles, limitant ainsi leur impact sur la plupart des applications industrielles. Pour augmenter la puissance moyenne, le co-dopage Er-Yb peut être préféré pour réduire la longueur d'absorption de la fibre active et ainsi limiter l'impact des effets non-linéaires. Récemment, un amplificateur à fibre monomode dopée Er-Yb délivrant 10 W de puissance moyenne à la cadence de 156 MHz a été démontré [3]. Une solution alternative consiste à utiliser des fibres à large bande modale dopées à l'erbium avec un pompage dans le cœur par des lasers à fibre Raman à 1480 nm [4]. Le pompage cœur est crucial dans ce cas pour assurer un bon taux de couplage des faisceaux pompe et signal avec le mode fondamental de la fibre multimode à large bande modale [4]. Toutefois, les énergies produites dans tous ces systèmes sont inférieures à 70 nJ. Dans cette contribution, nous rapportons la génération d'impulsions ultracourtes de forte puissance dans un amplificateur tout fibré basé sur une fibre à large bande modale dopée erbium

pompée dans la gaine. Le système délivre plus de 8 watts de puissance moyenne à la cadence de 35 MHz.

2. MONTAGE EXPERIMENTAL & RESULTATS

Le montage expérimental du système laser est montré sur la figure 1. Il est basé sur un oscillateur à impulsions étirées comprenant une fibre optique monomode fortement dopée aux ions erbium de 1 m de longueur. La dispersion de la fibre active est de $\beta_2 = +61$ ps /km. Une diode laser émettant à 976 nm assure le pompage optique de la fibre amplificatrice à travers un multiplexeur. Un segment de fibre à compensation de dispersion (DCF) a été ajouté et optimisé en longueur pour contrôler la dispersion totale de la cavité. La dispersion de la DCF utilisée a été mesurée à $+116$ ps /km. Du côté de la DCF, la cavité de type Fabry-Pérot est refermée par un miroir fortement réfléchissant. L'autre extrémité de la cavité comprend un coupleur 90/10 minimisé en longueur (SMF28 $\beta_2 = -22$ ps / km), les lentilles de couplage et un absorbant saturable résonant (R-SAM) qui sert à démarrer et à stabiliser le régime impulsionnel ultracourt. En fonction de la dispersion totale de la cavité, des impulsions de quelques picosecondes à plus de 20 ps peuvent être générées par cette source [5]. Dans notre cas, la longueur de la DCF est optimisée pour atteindre une dispersion totale de la cavité de l'ordre $+0.16$ ps². L'oscillateur délivre alors un train d'impulsions stable à la cadence de 35 MHz avec des impulsions de 4.6 ps de durée et 8.8 nm de largeur spectrale. Ces impulsions sont étirées à 100 ps dans une fibre à compensation de dispersion similaire la DCF utilisée dans la cavité.

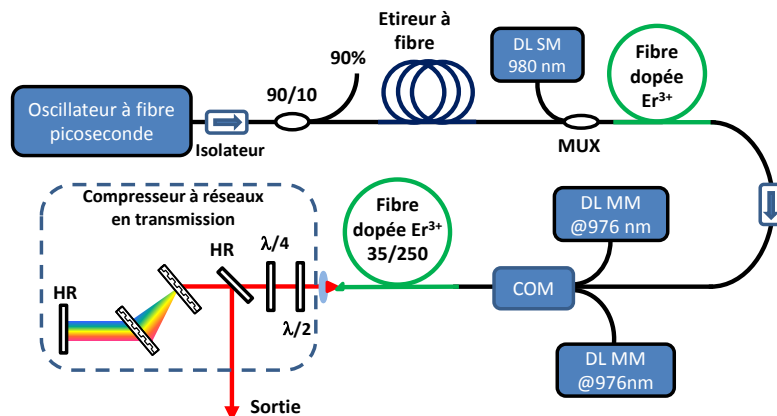


Fig. 1 : Schéma de l'amplificateur d'impulsions étirées à base d'une fibre erbium à large aire modale. HR : miroir fortement réfléchissant ; COM: combineur de faisceaux pompe et signal ; DL MM: diode laser multimode; DL SM : diode laser monomode ; $\lambda/4$: lame quart d'onde; $\lambda/2$: lame demi-onde ; MUX : multiplexeur à fibre.

Un seul amplificateur à fibre basé sur une fibre fortement dopée à l'erbium est utilisé pour amplifier les impulsions étirées à environ 1 nJ avant leur injection dans l'amplificateur principal. L'amplificateur de puissance est basé sur une fibre double gaine constituée d'un cœur de 35 μm de diamètre [diamètre de mode de 24 μm] entouré d'une gaine de forme carrée avec une superficie de 110 $\mu\text{m} \times 110 \mu\text{m}$. La fibre est entourée d'un revêtement polymère de bas indice procurant une ouverture numérique de 0.46. La fibre est pompée dans la gaine à travers un combineur de faisceaux pompe et signal par six diodes multimodes fibrées délivrant plus de 6 W de puissance à 976 nm. L'étage de compression est composé d'une paire de réseaux en transmission de 1000 lignes/mm et plus de 90% d'efficacité de diffraction dans la bande C. Le rendement global du compresseur est de plus de 65%.

Les performances de notre amplificateur sont présentées sur la Fig. 2. Pour une puissance de pompe maximale disponible de 39 W, nous mesurons 8 W de puissance signal à 1560 nm ce qui

correspond à 228 nJ d'énergie par impulsion. Le rendement optique calculé relativement à la puissance de pompe injectée est de 22%.

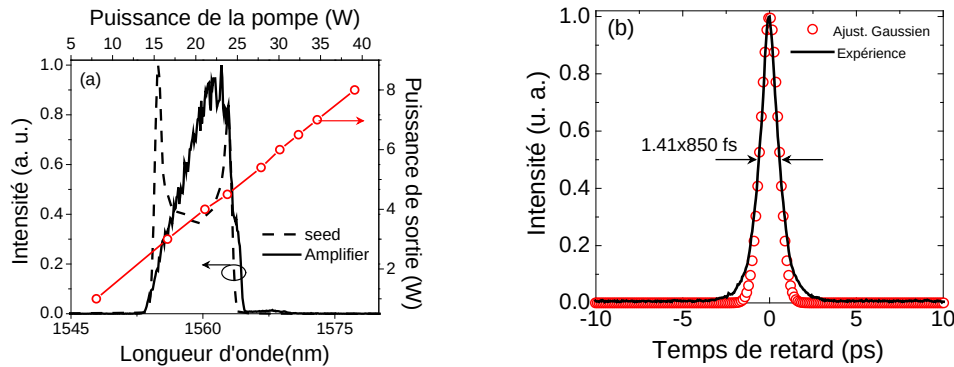


Fig. 2 : Performances de l'amplificateur à impulsions étirées : (a) Spectre optique et rendement en puissance et (b) trace d'autocorrélation des impulsions amplifiées après compression.

Nous constatons un léger rétrécissement spectral par le gain qui se traduit par un décalage du centre du spectre vers les grandes longueurs d'ondes et une diminution de la largeur du spectre à 6 nm. Les impulsions amplifiées ont été comprimées à 850 fs dans le compresseur à réseaux. La puissance de sortie mesurée après compression est de ~ 5.5 W correspondant à plus de 180 kW puissance de crête par impulsion.

CONCLUSION

Dans cette communication nous discutons de la réalisation et l'étude d'un amplificateur à dérive de fréquence exploitant une fibre dopée erbium à large aide modale de grande efficacité. Le système est basé sur un oscillateur à dispersion fortement normale qui délivre des impulsions fortement étirées. Notre étude montre que la forme particulière du spectre optique avec ses fronts raides n'est pas un obstacle pour la montée en énergie. En effet, des impulsions de plus de 228 nJ d'énergie à la cadence de 35 MHz ont été obtenues. Le prochain challenge à relever concerne la réduction de la durée des impulsions générées en optimisant les étages d'étirement et compression et en exploitant des spectres plus larges à l'entrée de la chaîne.

REMERCIEMENTS

Ce travail a bénéficié d'une aide de l'Agence Nationale de la Recherche au titre du programme « Investissements d'avenir » portant la référence ANR-10-LABX-09-01 (EMC3). Nous remercions le Carnot ESP et la région Haute Normandie pour leurs aides aux travers des projets ICLAS et MIST.

REFERENCES

- [1] N. B. Chichkov, K. Hausmann, D. Wandt, U. Morgner, J. Neumann, and D. Kracht, "High-power dissipative solitons from an all-normal dispersion erbium fiber oscillator," *Opt. Lett.* **35**, 2807 (2010).
- [2] F. Morin, F. Druon, M. Hanna, and P. Georges, "Microjoule femtosecond fiber laser at 1.6 μm for corneal surgery applications," *Opt. Lett.* **34**, 1991 (2009).
- [3] I. Pavlov, E. Ilbey, E. Dülgergil, A. Bayri, and F. O. Ilday, "High-power high-repetition-rate single-mode Er-Yb-doped fiber laser system," *Opt. Express* **20**, 9471 (2012).
- [4] J. C. Jasapara, M. J. Andrejco, J. W. Nicholson, A. D. Yablon, and Z. Várallyay, "Simultaneous direct amplification and compression of picosecond pulses to 65-kW peak power without pulse break-up in erbium fiber," *Opt. Express* **15**, 17494 (2007).
- [5] H. Wang, L. Kotov, D. Gaponov, A. Cabasse, D. Lipatov, M. Lichachev, J. L. Oudar, G. Martel, S. Février and A. Hideur, "Dissipative Soliton Generation and Amplification in Erbium-Doped Fibers Operating at 1.55 μm ," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20**, (2014).

GENERATION D'IMPULSIONS MONO-FREQUENCE DE 1 KW DANS DES AMPLIFICATEURS FIBRES A SECURITE OCULAIRE

William Renard¹, Erik Lucas¹, Laurent Lombard¹, Julien Le Gouët¹, Didier Fleury¹, Sylvain Bordais², Guillaume Canat^{1*}

¹ Onera – The French Aerospace Lab., 91123 Palaiseau Cedex, France

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

*guillaume.canat@onera.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons dans cette communication nos derniers travaux sur l'augmentation du seuil de diffusion Brillouin stimulée (SBS) dans les fibres optiques. Nous avons développé une technique d'élargissement du spectre Brillouin par un gradient de contrainte. La technique mise en œuvre est appliquée à l'amplification de signaux mono-fréquence impulsions à 1545 nm (fibres co-dopées Er³⁺/Yb³⁺) et 2050 nm (fibres dopées Tm³⁺) permettant d'atteindre respectivement 630 W et 1 kW de puissance crête. Le gain en puissance crête atteint 3,2 dB.

MOTS-CLEFS : *Diffusion Brillouin stimulée ; fibres co-dopées Erbium-Ytterbium ; fibres dopées Thulium, amplificateur fibré.*

1. INTRODUCTION

Les lasers à fibre à sécurité oculaire ont montré leur potentiel pour des applications de Lidar à détection cohérente [1]. Notamment, l'augmentation de la puissance des lasers à fibre permet de chercher de nouvelles applications pour les Lidars à détection cohérente, telle que la sécurité aéroportuaire [2]. Une telle source doit être mono-fréquence, d'une bonne qualité spatiale ($M^2 < 1,3$) et émettre des impulsions de durée 100 ns à 1 μ s. Pour ces besoins, l'architecture laser est de type oscillateur maître amplifié (MOPFA pour Master Oscillator Power Fiber Amplifier) permettant de découpler la mise en forme de l'impulsion et les étages d'amplification. Pour l'application citée, une longue portée (> 10 km) et des temps d'acquisition courts ($< 0,15$ s) requièrent l'augmentation de l'énergie des impulsions laser. Cependant, l'énergie est limitée par l'apparition de la diffusion Brillouin Stimulée (SBS), à haute puissance crête. Le seuil de SBS pour une fibre donnée, amplificatrice ou passive, est défini par l'équation 1 :

$$\frac{g_B \max_v \int_0^L P(z) \text{Lor}(v - v_B(z)) dz}{A_{\text{eff}}} = \frac{g_B P_{\text{out}} L_{\text{eff}}}{A_{\text{eff}}} = 21 \quad (1)$$

où g_B est le gain Brillouin, L la longueur de la fibre, $\text{Lor}(v - v_B(z))$ une fonction Lorentzienne centrée autour de v_B représentant le spectre Brillouin, P_{out} la puissance crête en sortie de fibre et A_{eff} l'aire effective du mode guidé dans le cœur. Pour pouvoir augmenter la puissance crête émise, il faut augmenter le seuil Brillouin. On peut ainsi réduire L ou L_{eff} , augmenter A_{eff} ou réduire g_B . Pour un même gain, réduire L tout en augmentant la concentration en terres rares n'est pas toujours possible, à cause de leur limite de solubilité dans la silice. L'augmentation d' A_{eff} en utilisant des fibres à large cœur (LMA : large-mode-area) est limitée lorsque la fibre devient multimode, car la qualité spatiale se détériore. Une autre solution consiste à diminuer L_{eff} en créant des décalages en fréquence de la fréquence centrale $v_B(z)$ du spectre Brillouin le long de la fibre. Il est possible de

décaler spectralement le gain Brillouin en appliquant une variation du profil de vitesse acoustique le long de la fibre. Celui-ci peut être obtenu par des variations de température [3], de contrainte longitudinale [4] ou de composition. Nous montrerons qu'un profil optimal est donné par :

$$\left| \frac{dv_B(z)}{dz} \right| \propto P(z) \quad (2)$$

2. DESCRIPTION DU DISPOSITIF

Notre technique, brevetée, consiste à appliquer un profil de contraintes mécaniques longitudinales le long de la fibre. Le dispositif permet d'appliquer un profil de contrainte proche du profil optimal (cf équation (2)).

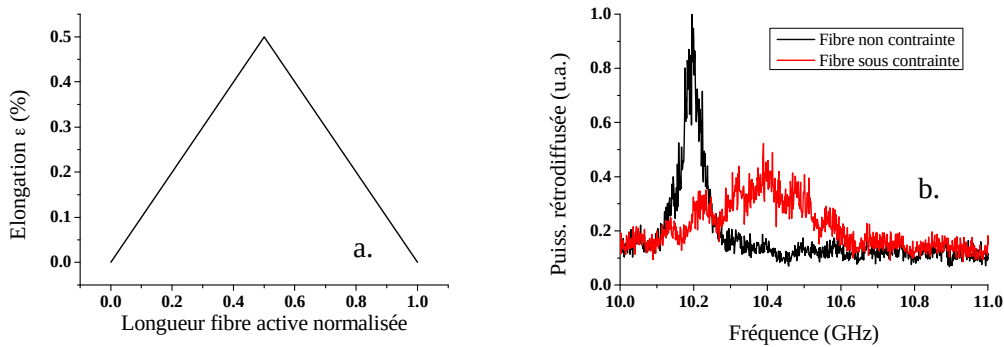


Figure 1 – a. Exemple de profil de contrainte triangulaire appliqué. b. Comparaison du spectre Brillouin d'une fibre active avec ou sans le dispositif.

La Figure 1a montre un profil typique de contraintes appliquées le long d'une fibre optique. L'élongation maximale est de 0,5%. L'élargissement du spectre Brillouin (Figure 1b) permet d'augmenter le seuil Brillouin. Cette technique présente l'avantage remarquable d'utiliser des fibres optiques actives ou passives standard.

3. AMPLIFICATEUR TOTALEMENT FIBRE DE FORTE PUISSANCE CRETE A 1545 NM

La source laser développée est une architecture MOPFA à 1545 nm. Les impulsions d'une durée de 800 ns et cadencées à 10 kHz sont générées avec un modulateur acousto-optique (MAO) et sont amplifiées jusqu'à 15 μ J. Le dernier étage d'amplification est construit à l'aide d'une fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ LMA de 25 μ m de diamètre de cœur et 0,09 d'ouverture numérique. Le signal et la pompe (25 W à 975 nm) sont couplés à l'aide d'un combineur fibré [5]. La fibre est alors intégrée dans le dispositif d'augmentation du seuil du SBS.

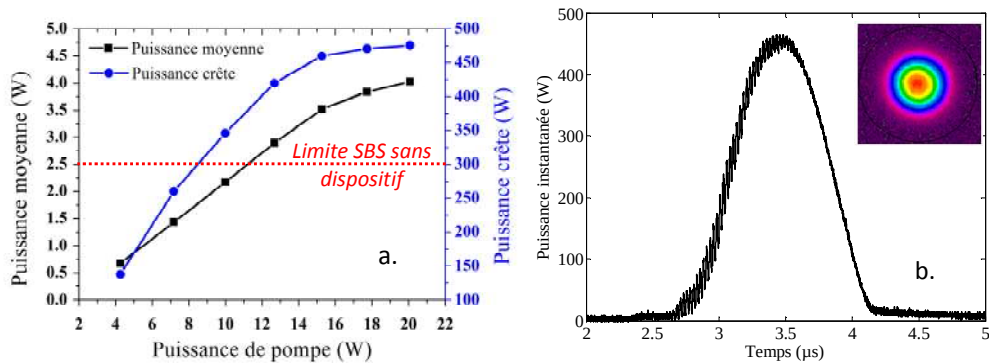


Figure 2 – a. Evolution de la puissance moyenne et crête en sortie du dernier étage en fonction de la puissance de pompe. b. Trace temporelle des impulsions et profil du faisceau.

Sans le dispositif les puissances moyenne et crête sont respectivement limitées à 2,5 W et 300 W à cause de la SBS. L'ajout du dispositif permet d'atteindre une puissance crête de 630 W (limitée ici par la puissance de pompe disponible) pour des impulsions de 550 ns, ce qui représente un gain de 3,2 dB.

4. AMPLIFICATEUR TOTALEMENT FIBRE DE FORTE PUISSANCE CRETE A 2050 NM

La seconde source laser développée est une architecture MOPFA à 2050 nm. Les impulsions d'une durée de 100 à 400 ns cadencées à 20 kHz sont générées avec un MAO et sont amplifiées jusque 10 μ J. Les impulsions sont amplifiées dans une fibre dopée Tm^{3+} de 25 μ m de diamètre de cœur et 0,09 d'ouverture numérique. La puissance de pompe disponible à 793 nm est de 30 W [6]. La fibre est alors intégrée dans le dispositif d'augmentation du seuil Brillouin.

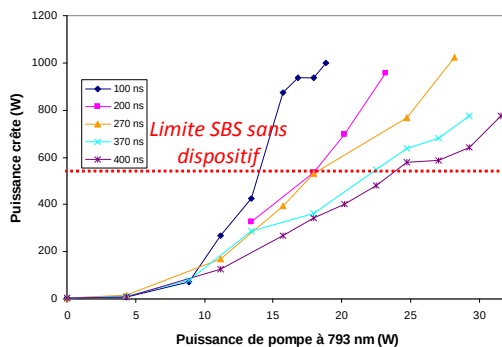


Figure 3 – Evolution de la puissance crête en sortie du dernier étage d'amplificateur en fonction de la puissance de pompe pour différentes durées d'impulsions.

Sans le dispositif la puissance crête est respectivement limitée 535 W à cause du SBS dans la fibre dopée. L'ajout du dispositif permet d'atteindre 1000 W de puissance crête. La puissance est alors limitée par le SBS dans le pigtail de sortie. Le dispositif a permis de gagner +2,7 dB de puissance crête en sortie tout en étant limité par le SBS dans le pigtail de sortie.

CONCLUSION

Nous avons développé un nouveau dispositif permettant d'augmenter le seuil Brillouin des fibres optiques pour la propagation et l'amplification de signaux mono-fréquence. Notre technique, basée sur des contraintes mécaniques permet d'utiliser des fibres optiques commerciales. Le dispositif a été appliqué au développement de deux amplificateurs fibrés et a permis d'augmenter le seuil du SBS jusqu'à 3,2 dB permettant d'atteindre jusqu'à 630 W et 1 kW de puissance crête à 1545 nm et 2050 nm respectivement.

REFERENCES

- [1] J.-P. Cariou, et al., "Laser source requirements for coherent lidars based on fiber technology", C.R. Physique 7 (2006).
- [2] A. Dolfi-Bouteyre, et al., "Pulsed 1.5 μ m LIDAR for Axial Aircraft Wake Vortex Detection Based on High-Brightness Large-Core Fiber Amplifier," Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of , vol.15, no.2, pp.441,450, March-april 2009.
- [3] L. Gruner-Nielsen, D. Jakobsen, S. Herstrom, B. Palsdottir, S. Dasgupta, D. Richardson, and P. Andrekson, Brillouin suppressed in highly nonlinear fibers, In Optical Communications (ECOC), 38th European Conference and Exhibition on IEEE (2012) 1-3
- [4] J. Boggio, et al., Experimental and Numerical Investigation of the SBS-Threshold Increase in an Optical Fiber by Applying Strain Distributions, J. Lightwave Technol. 23, (11) (2005) 3808-3814.
- [5] G. Canat, et al., Eyesafe High Peak Power Pulsed Fiber Lasers limited by fiber nonlinearity, Journal of Optical Fiber Technology, Special issue on short pulses, accepté pour publication.
- [6] E. Lucas, et al., "1 kW peak power, 110 ns single-frequency thulium doped fiber amplifier at 2050 nm," Appl. Opt. 53, 4413-4419 (2014).

Structures Localisées dans les lasers à semi-conducteurs pour le traitement de l'information

Mathias Marconi¹, Julien Javaloyes², Stéphane Barland¹, Salvador Balle^{2,3} Massimo Giudici¹

*1 : Institut Non Linéaire de Nice - UMR7335 Université Nice Sophia Antipolis, CNRS ;
1361 route des Lucioles, 06560 Valbonne - France*

2 : Universitat de les Illes Balears, Cra. de Valldemossa, km 7.5, 07122 Palma Mallorca, Espagne

3 : IMEDEA ; C/ Miquel Marquès, 21 - 07190 Esporles (Balears), Espagne

massimo.giudici@inln.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Les structures localisées (SL) apparaissent dans les milieux non linéaires dissipatifs à très grand rapport d'aspect où deux solutions coexistent dans l'espace des paramètres. Bien que les SL soient un phénomène général, leur réalisation dans des lasers à semi-conducteurs leur confère un intérêt particulier en raison de leur potentiel pour le traitement tout-optique de l'information. L'idée consiste à utiliser les SL comme des bits d'information et exploiter leurs propriétés dans un milieu à la fois très rapide et miniaturisable. Dans cette contribution je montrerai les résultats obtenus dans les lasers à semi-conducteur à cavité verticale (VCSELs). Après un résumé historique sur les SL spatiales qui apparaissent dans la section transverse du laser, je détaillerai les observations récentes des SL temporelles, qui surgissent dans le régime de verrouillage modal lorsque le VCSEL est monté en cavité étendue et des SL vectorielles, qui exploitent les propriétés de polarisation du VCSEL.

MOTS-CLEFS : structures localisées ; solitons dissipatifs ; laser à semiconducteurs.

1. INTRODUCTION

Les structures localisées (SL) sont des états stables qui apparaissent dans les systèmes dissipatifs spatialement étendus caractérisés par une longueur de corrélation beaucoup plus courte que la taille du système, ce qui permet leur adressage individuel à l'aide d'une perturbation externe. Dans les résonateurs optiques les SL sont des états où la lumière reste confinée dans la dimension transverse à la propagation du champ (SL spatiales) ou bien dans la dimension longitudinale (SL temporelles) ou bien dans les deux (balles de lumière). La possibilité de les utiliser pour coder des bits d'information a déclenché un fort engouement pour ces structures au cours des vingt dernières années et, en particulier, pour leur implémentation dans les micro-résonateurs à semi-conducteurs qui permettent des temps de réponse rapides, des tailles réduites et un couplage assez naturel avec les systèmes opto-électroniques existants [1]. Pour pouvoir générer des SL un système optique doit réunir deux conditions: avoir un très grand rapport d'aspect et être dans un régime bistable, où deux solutions sont stables pour les mêmes valeurs de paramètres. Les SL dans les cavités optiques ont été observées dans la section transverse d'un laser à semi-conducteur à cavité verticale (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser, VCSEL). Il s'agit d'un résonateur à un seul mode longitudinal et ayant une section transverse (diamètre $> 150 \mu\text{m}$) suffisamment étendue pour réaliser la première condition décrite ci-dessus. Nous avons obtenu une réponse bistable du résonateur selon deux types de paradigmes : par injection d'un champ électromagnétique cohérent (morphogenèse passive) [2] ou bien par couplage d'un milieu amplificateur avec un absorbant saturable (morphogenèse active) [3]. Les SL créées selon le premier schéma ont été nommées Solitons de Cavité alors que les SL créées dans le cadre de la morphogenèse active ont été nommées Solitons Laser car elles sont produites par le résonateur actif à partir de l'état du vide, exactement de la même manière qu'une émission laser. La phase des Solitons de Cavité est fixée par le champ injecté alors que les Solitons Laser

conserment la symétrie de phase. Dans le domaine temporel, les Solitons de Cavité ont été récemment observés et utilisés pour coder des bits d'information dans un résonateur en fibre optique avec injection [4].

Dans cette contribution, nous abordons la possibilité de générer des Solitons Laser Temporels (SLT)   l'aide d'un VCSEL monté en cavité étendue. Dans la direction de propagation du champ la condition de grand rapport d'aspect se traduit par une longueur de la cavité externe suffisamment importante pour que le temps d'aller-retour dans la cavité (τ) soit beaucoup plus grand que les échelles de temps du VCSEL. Dans cette limite nous montrons l'existence de SLT dans deux montages différents: le premier est basé sur le régime de verrouillage modal passif où le VCSEL est couplé à un miroir absorbant saturable (SAM), le second est basé sur le degré de liberté de polarisation du VCSEL et il génère des SLT vectoriels.

2. SOLITONS LASER TEMPORELS DANS LE VCSEL A MODES BLOQUÉS

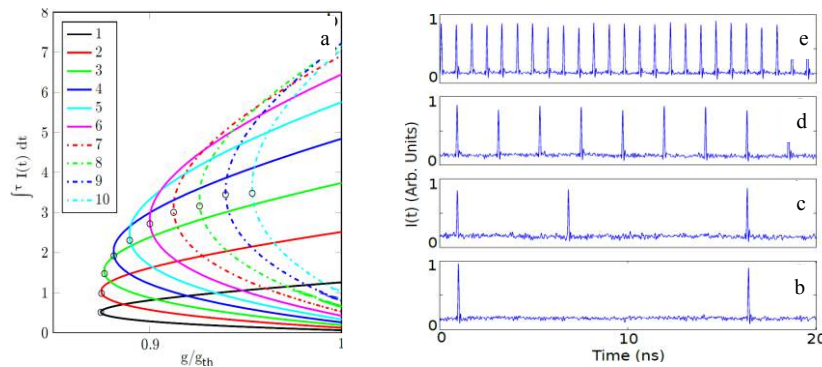


Fig. 1 a): Repliement calculé numériquement des plusieurs solutions PML avec un nombre diff rent d'impulsions pour aller-retour, $\tau\Gamma=16$. b-e): Traces temporelles obtenus expérimentalement pour les mêmes valeurs des paramètres ($J=290$ mA).

Afin d'obtenir le verrouillage modal passif (PML) un amplificateur laser est généralement couplé à un absorbant saturable. Nous montrons que les SLT peuvent être générés dans ce système lorsque: i) la solution nulle est stable et elle coexiste avec la solution à modes bloqués et ii) τ est très grand par rapport au temps de récupération du gain ($\Gamma^{-1} \sim 1$ ns). Le critère de stabilité de Haus pour les pulses PML [5] indique que la condition ii) conduirait nécessairement à un verrouillage modal harmonique d'ordre N , avec N pulses circulants dans la cavité comme unique solution stable. Nous montrons que, en dépit de ce critère, dans la limite $\Gamma\tau \gg 1$ et pour des paramètres appropriés, la condition i) peut être vérifiée et une grande quantité de solutions stables devient disponible, chacune caractérisée par un nombre variable d'impulsions (allant de zéro à N) avec des arrangements variables. Cela est montré théoriquement avec l'analyse du diagramme de bifurcation de la solution PML à une seule impulsion en fonction du pompage. Nous montrons que, dans la limite $\Gamma\tau \gg 1$ et pour des paramètres appropriés, cette bifurcation devient sous-critique et que la solution PML à une seule impulsion coexiste avec la solution d'émission nulle. Ce changement de scénario a une conséquence très importante sur les solutions à modes bloqués: un grand nombre de solutions ayants un nombre et une organisation différents d'impulsions par aller-retour deviennent stables pour les mêmes valeurs de paramètres (Fig. 1a). Cette multi-stabilité suggère que la solution de verrouillage modal harmonique d'ordre maximal compatible avec la taille de la cavité externe devient entièrement décomposable, puisque chaque impulsion de cette solution peut être allumée ou éteinte par une perturbation externe. Nous montrons alors que ces impulsions peuvent être utilisées comme des bits d'information, ce qui permet d'implémenter une mémoire tampon tout-optique avec un débit limité par la taille de LS, soit environ 1 Gb/s pour des paramètres typiques. Les résultats de notre analyse théorique sont confirmés par une expérience où un VCSEL est couplé à un Miroir Absorbant Saturable Résonant (RSAM). Le VCSEL émet à 980 nm et son seuil J_{st} est d'environ 380 mA. Le RSAM présente une réflectivité de 1% qui augmente à 60% lorsqu'il est saturé et son temps de relaxation est de 1 ps. Nous appliquons les conditions d'existence des SLT décrites par l'analyse théorique et, en particulier, notre cavité externe est dimensionnée pour avoir $\tau = 15,4$ ns et le VCSEL est pompé en-dessous du seuil $J < J_{st}$. Des impulsions à modes bloqués sont émises à la fréquence de répétition

fondamentale de 65 MHz, comme le montre la Fig. 1b. Pour la même valeur de J , cette émission coexiste avec l'émission nulle et beaucoup d'autres états d'émission, chacun avec un nombre différent d'impulsions (de deux à dix-neuf) par aller-retour, (Fig. 1c-f). La stabilité de chaque état peut être analysée en balayant le paramètre J , ce qui révèle, en accord avec la théorie, la coexistence de tous ces états et la nature localisée des impulsions qui les composent.

3. SOLITONS LASERS TEMPORELS VECTORIELS

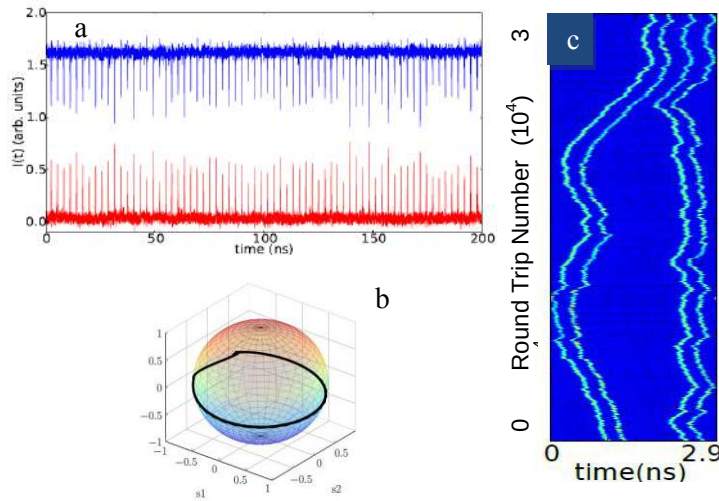


Fig.1 a): Série temporelle de LP-Y (bleu) et de LP-X (rouge) lorsque le VCSEL est soumis au XPR (taux de 1.4%) et au PSF (taux de 0.6%). $J = 3.0\text{mA}$, $\tau_f = 2.9\text{ns}$, $\tau_r = 3.3\text{ ns}$. b) Trajectoire calculée numériquement sur la sphère de Poincaré en correspondance d'une impulsion. c) Représentation espace-temps avec deux molécules indépendantes composées chacune de deux impulsions.

En raison de leur structure symétrique, les VCSELs manquent d'anisotropies assez fortes pour fixer leur polarisation d'émission. Ainsi, la compétition entre les deux états de polarisation linéaires orthogonaux peut être facilement déclenchée par des perturbations optiques. Nous avons placé un VCSEL dans une double cavité externe anisotrope. Cette cavité sélectionne un mode de polarisation (LP-Y, par exemple) et le renvoie au VCSEL selon deux circuits : le premier renvoie la même polarisation LP-Y avec un délai τ_f (feedback sélectif en polarisation, PSF), le second tourne LP-Y en LP-X avant de le renvoyer dans le VCSEL avec un délai τ_r (réinjection de polarisation croisée, XPR). Nous montrons expérimentalement et théoriquement qu'une telle configuration conduit à générer des SLT vectoriels. Il s'agit d'impulsions localisées qui apparaissent en antiphase dans chaque polarisation (Fig. 2a), mais qui laissent l'intensité totale d'émission constante. L'analyse théorique montre que ces SLT consistent en une rotation complète du vecteur de polarisation sur la sphère de Poincaré (Fig. 2b). Le bruit présent dans le système induit une diffusion des SLT dans la cavité au fur et mesure que le nombre d'aller-retour progresse (Fig. 2c), ces trajectoires permettent de distinguer les SLT indépendants des états liés (molécules).

RÉFÉRENCES

- [1] L.A. Lugiato, IEEE, J. Quantum Electron. 39, 193 (2003).
- [2] S. Barland et al. Nature, vol. 419, pp. 699, 2002.
- [3] P. Genevet et al. Phys. Rev. Lett., vol. 101, 123905, 2008.
- [4] F. Léo et al. Nature Photon. 4, 471 (2010).
- [5] H. A. Haus. IEEE J. Selected Topics Quantum Electron., vol. 6, pp. 1173--1185, 2000.

STABILITE A LONG TERME D'UN PEIGNE DE FREQUENCES OPTIQUES GENERE A L'AIDE DE LASERS A VERROUILLAGE DE MODES PASSIF A BASE DE BATONNETS QUANTIQUES INAS/INP

Kamel Merghem¹, Cosimo Caló¹, Vivek Panapakkam¹, Anthony Martinez¹, Abderrahim Ramdane¹

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

Kamel.merghem@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons dans cet article une technique de stabilisation d'un peigne de fréquences optiques généré à l'aide de lasers à verrouillage de mode à base de bâtonnets quantiques InAs/InP. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la stabilité en fréquence à long-terme évaluée à partir de la variance d'Allan. Le peigne de fréquences optiques généré présente 110 modes espacés de ~ 10 GHz avec un rapport signal à bruit de plus de 30 dB. La technique de stabilisation mise en œuvre permet d'atteindre une stabilité en fréquence de 3×10^{-9} pour une période d'échantillonnage de 1000 secondes.

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 verrouillage de modes utilisés comme peignes de fréquences présentent de grandes potentialités pour de multiples applications dans le domaine des télécommunications et de la métrologie en raison de leur compacité et de leur capacité à générer des peignes avec des espacements élevés (≥ 10 GHz). D'importants progrès ont été réalisés sur ces lasers, et ces dispositifs présentent aujourd'hui des performances intéressantes en termes de bruit de phase, de gigue temporelle et de puissances optiques [1].

Pour les applications de métrologie, la dérive à long terme est un des paramètres primordiaux et représente une des limitations actuelles des lasers à semi-conducteurs. Pour répondre à cette exigence, nous avons développé une technique permettant d'améliorer considérablement la stabilité à long terme du peigne de fréquences généré. Cette dernière permet d'atteindre des stabilités relatives de l'ordre de 10^{-9} pour un temps d'échantillonnage de 1000 secondes. Dans cet article, nous présentons les caractéristiques du peigne de fréquences optiques généré à l'aide d'un laser à base de bâtonnets quantiques et sa stabilité relative à long terme.

2. STRUCTURE LASER

La structure active laser est composée d'un empilement de 9 plans 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 [2]. Les lasers à base de bâtonnets quantiques sont des lasers autopulsants permettant de générer des impulsions sans l'aide de section à absorbant saturable [3]. Les lasers étudiés sont de type BRS (Buried Ridge Stripe) et consiste en deux sections de gain avec une longueur de cavité totale de 4230 μm correspondant à une fréquence de répétition de 10,18 GHz. La première section de gain, de 4 mm de long, est alimentée par un courant de polarisation allant jusqu'à 250 mA, tandis que la seconde section d'une longueur de 230 μm est alimentée jusqu'à seulement 50 mA. Les lasers sont montés « p-side up » sur des embases en cuivre pour un bon contrôle en température.

3. CARACTERISTIQUES DES LASERS A VERROUILLAGE DE MODES

Dans cette partie, nous nous intéressons aux caractéristiques du laser à verrouillage de modes, dans le domaine Radio-Fréquence (RF) et spectral évaluées à l'aide d'un analyseur de spectre électrique couplé à une photodiode rapide et d'un analyseur de spectre optique.

Les figures 1 et 2 montrent respectivement le spectre RF et le spectre optique correspondant pour un courant de polarisation I_1 de 212 mA appliqué sur la longue section de gain et d'un courant I_2 de 18 mA appliqué à la courte section de gain.

Le spectre RF nous donne une fréquence de répétition de 10.188 GHz et une largeur RF d'environ 5 kHz. 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 très efficace. La largeur spectrale de la raie RF est directement liée au bruit de phase des lasers [4]. Une faible largeur de raie RF implique 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. En raison de l'effet plasma généré par l'injection des porteurs, la fréquence RF augmente avec le courant à raison de 75 kHz/mA. A fort courant, on observe également les spectres optiques les plus larges. Ces derniers atteignent des largeurs à mi-hauteur de plus de 1,1 THz pour $I_1=212$ mA and $I_2=18$ mA, ce qui correspond à 110 modes longitudinaux centrés à 1546 nm espacés de 10,18 GHz.

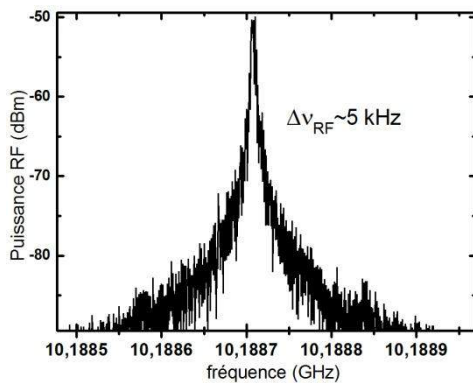


Figure 1. Spectre Radio Fréquence pour $I_1=212$ mA and $I_2=18$ mA

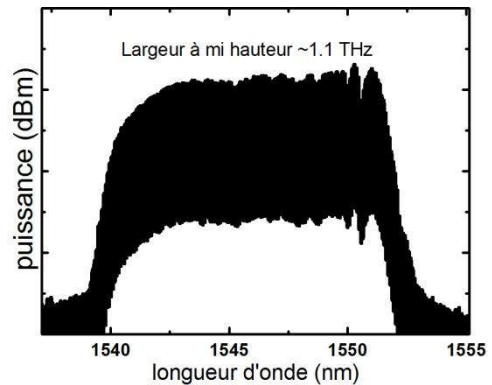


Figure 2. Spectre optique pour $I_1=212$ mA and $I_2=18$ mA

4. STABILITE DU PEIGNE DE FREQUENCES OPTIQUES GENERE

En raison du bruit environnemental lié aux conditions expérimentales (variation de température ou de courant de polarisation, rétroaction optique non contrôlée...), la fréquence RF du laser peut fluctuer dans le temps, ce qui a pour effet de dégrader la stabilité à long terme du peigne de fréquence.

Récemment, nous avons démontré la génération de peignes de fréquences optiques à l'aide de lasers à base de bâtonnets quantiques pouvant atteindre une stabilité à long terme de l'ordre de 10^{-7} pour un temps d'échantillonnage de 1000 secondes [5]. Afin d'améliorer cette stabilité, nous avons développé une technique de stabilisation basée sur une boucle de rétroaction qui compense la dérive en fréquence en modifiant le courant de polarisation sur la petite section de gain. La figure 3 montre la dérive de la fréquence RF pendant une heure d'acquisition avec une période d'échantillonnage d'une seconde avec et sans boucle de rétroaction. Sans stabilisation, la variation maximale observée est de ~ 80 kHz. La distribution de la mesure est gaussienne avec une valeur moyenne de 10.1881 GHz et un écart-type 14.1 kHz. Lorsque la boucle de rétroaction est activée, on obtient une dérive maximale de 20 kHz et un écart type presque trois fois plus faible de ~ 5 kHz.

Afin d'évaluer la stabilité temporelle à long-terme, nous avons calculé la variance d'Allan [6] à partir des mesures représentées sur la figure 3. La variance calculée est de 3×10^{-7} pour 1 seconde et on atteint la valeur de 3×10^{-9} pour 1000 secondes (figure 4) avec le système de stabilisation. En comparaison, sans stabilisation, la valeur de la variance d'Allan est toujours supérieure à 2×10^{-7} pour les différents temps d'échantillonnage.

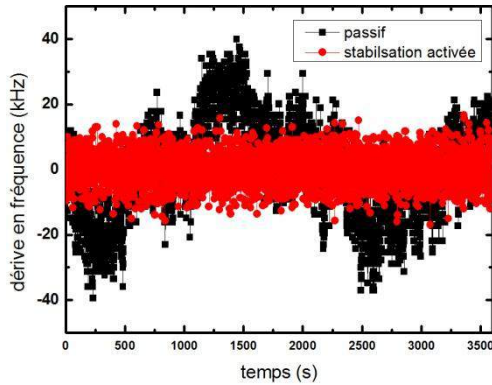


Figure 3. Mesures de la dérive en fréquence pendant 1 h avec/sans stabilisation.

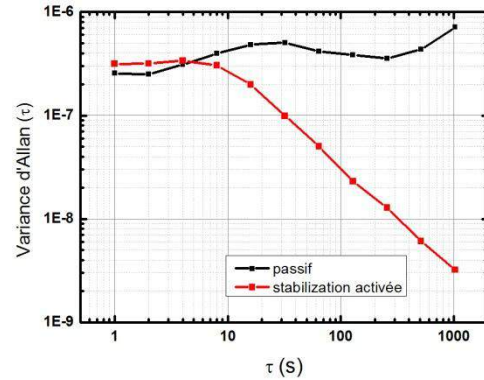


Figure 4. Variations d'Allan calculées à partir des données expérimentales de la figure 3.

5. CONCLUSION

Nous avons démontré la génération d'un peigne de fréquences à l'aide de lasers à verrouillage de modes passif à base de bâtonnets quantiques. Ce peigne de fréquence permet de générer plus de 110 modes centrés à 1546 nm avec un espacement ~ 10 GHz. Nous avons obtenu une stabilité à long-terme de 2×10^{-7} dans une configuration passive. Pour améliorer ces performances, nous avons mis en œuvre une technique de stabilisation permettant d'atteindre, pour la première fois, des stabilités allant jusque 3×10^{-9} pour un temps d'échantillonnage de 1000 secondes.

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 optiques cohérents.

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] 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.
- [3] 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.
- [4] Rosales et al, "High performance mode locking characteristics of single section quantum dash lasers," *Optics Express*, vol. 20, p. 8649, Mar. 2012.
- [5] K. Merghem, et al., "Stability of Optical Frequency Comb Generated with InAs/InP Quantum-Dash-Based Passive Mode-Locked Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* 50, 275–280 (2014).
- [6] 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.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été soutenu par le projet européen EC FP7 BIG PIPES.

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.

ETUDE DU RENDEMENT DE CONVERSION NONLINEAIRE DANS UN OSCILLATEUR InAs/InP A NANOSTRUCTURES QUANTIQUES EMETTANT A 1550 nm

H. Huang¹, K. Schires¹, P. Poole², D. Erasme¹, R. Gabet¹, B. Lingnau³, K. Lüdge³ et F. Grillot¹

¹Télécom ParisTech, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, CNRS LTCI, 46 rue Barrault, 75634 Paris Cedex 13, France

²NRC Canada, 1200 Montreal Road, Building M-50, Room 162, Ottawa, Canada

³Institut für Theoretische Physik, Technische Universität Berlin, D-10623 Berlin, Germany

heming.huang@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Le travail proposé consiste en une étude expérimentale du mélange à quatre ondes dans un oscillateur Fabry-Perot (FP) à nanostructures quantiques opérant sous injection optique. Les résultats montrent que le laser verrouillé génère du mélange d'onde avec des désaccords de l'ordre du THz, plus larges que ceux obtenus avec un amplificateur optique similaire. L'étude révèle en sus de nombreuses informations sur la dynamique des porteurs dans un milieu actif à nanostructures quantiques.

MOTS-CLEFS : laser à nanostructures quantiques, mélange à quatre ondes, injection optique.

1. INTRODUCTION

Le mélange à quatre ondes est un effet non-linéaire piloté par la susceptibilité diélectrique du troisième ordre ($\chi^{(3)}$). Ce processus d'interaction est abondamment utilisé dans les milieux semi-conducteurs pour produire de la conversion de fréquence en vue d'applications aux systèmes multiplexés en longueur d'onde voire pour générer des signaux auto-pulsants à forte cadence par verrouillage de modes passif [1,2]. Dans les semi-conducteurs, le mélange à quatre ondes se compose d'une part des effets interbandes dont la fréquence de coupure est de l'ordre du GHz, et d'autre part des effets intrabandes (*Spectral Hole Burning et Carrier Heating*) dont la fréquence de coupure est de l'ordre du THz. Grâce à une dynamique des porteurs ultra-rapide, un fort élargissement inhomogène du gain et une valeur de $\chi^{(3)}$ plus importante [3,4], les lasers à nanostructures quantiques sont des candidats idéaux pour exalter de telles non-linéarités. Bien que la quasi-totalité des résultats publiés aient été obtenus sur des amplificateurs optiques, l'utilisation de diodes lasers peut conduire, sous certaines conditions, à une régénération du signal converti ainsi qu'à un meilleur rapport signal à bruit via la réduction du bruit d'émission spontanée amplifié. Dans le régime de verrouillage, le rendement de conversion normalisé (RCN) varie de -25 dB à -60 dB pour une plage de désaccord en fréquence comprise entre quelques dizaines de GHz et quelques THz. Les résultats montrent que le verrouillage d'un laser InAs/InP FP à nanostructures quantiques et émettant à 1550 nm génère du mélange d'onde avec des désaccords beaucoup plus larges que ceux obtenus avec un amplificateur optique similaire. L'étude révèle en sus de nombreuses informations sur la dynamique des porteurs dans un milieu actif à nanostructures quantiques.

2. DESCRIPTION DU LASER ET DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La zone active du laser FP étudié est constituée par un empilement de cinq plans de boîtes quantiques InAs. La croissance des nanostructures est réalisée par épitaxie par faisceaux chimiques CBE (*Chemical Beam Epitaxy*) sur substrat InP. La cavité optique possède une longueur de 1 mm et une largeur de 3 μm . Le courant de seuil du laser est $I_{\text{th}}=39$ mA à une température de 20°C. La figure 1a) présente l'évolution du gain modal (gain net) en fonction de la longueur d'onde. Au seuil, une valeur de 11 cm^{-1} est obtenue. Le facteur de couplage phase-amplitude (facteur α) du laser est ensuite extrait en prenant en compte les variations de gain et de longueur d'onde de chaque mode

FP [5]. La figure 1b) présente l'évolution du facteur α (avec correction thermique) en fonction de la longueur d'onde. Les valeurs mesurées sont comprises entre 0,7 et 2 avec une valeur de 1,2 au pic de gain.

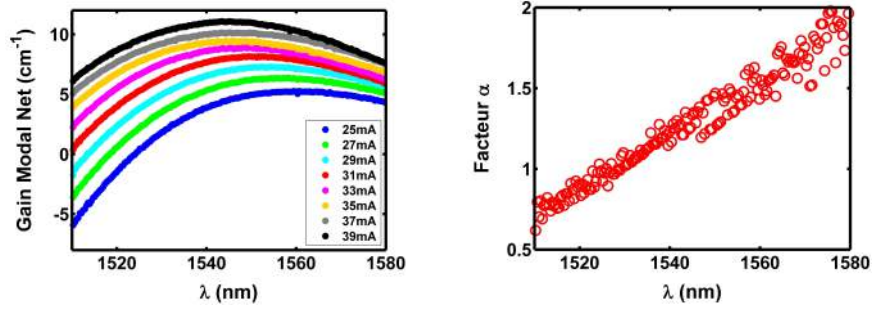


Figure 1. a) Evolution du spectre de gain en fonction du courant de pompe ; b) Facteur de couplage phase-amplitude α en fonction de la longueur d'onde

La figure 2a) présente le montage expérimental utilisé. La lumière issue de deux lasers accordables est injectée dans le laser FP esclave *via* un coupleur 80/20 et un circulateur. Le premier laser accordable est utilisé comme laser maître pour verrouiller l'un des modes longitudinaux du FP. Les mesures sont effectuées à 20°C en polarisant le laser esclave à $2.5 \times I_{th}$. La figure 2b) montre une superposition des spectres optiques du FP solitaire (sans injection optique) et verrouillé. Le second laser accordable est utilisé comme sonde pour produire le battement avec le mode FP verrouillé. La puissance optique arrivant sur la facette du FP est de 400 μ W. Le désaccord entre la sonde et l'esclave est défini comme la différence entre la fréquence du laser sonde et celle du mode FP verrouillé. Un désaccord positif (resp. négatif) donne donc lieu à un signal converti de fréquence inférieure (resp. supérieure) à celle de la sonde. Enfin, pour conserver une polarisation identique à celle du FP solitaire, la polarisation de chaque laser accordable est contrôlée à l'aide de boucles de Lefèvre. La lumière issue de la sonde et du maître est injectée dans le FP *via* une fibre lentillée. La même fibre est ensuite utilisée pour collecter la lumière émise par le FP. Son spectre est mesuré avec un analyseur de spectre optique (ASO) Advantest Q8384 (résolution 10 pm).

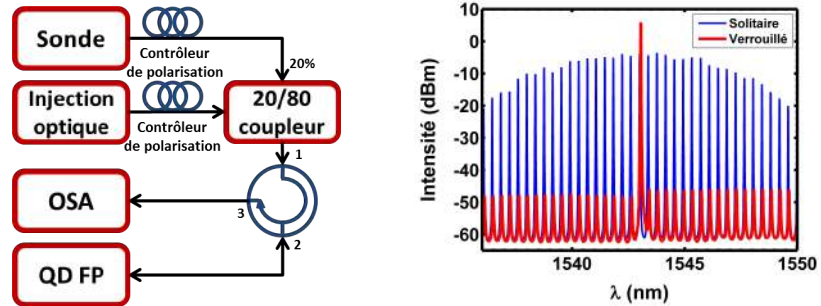


Figure 2. a) Schéma du montage expérimental ; b) Spectre du laser avant (bleu) et après le verrouillage optique (rouge) à 20°C pour un courant de pompe de 98 mA.

3. ETUDE DU RENDEMENT DE CONVERSION

En échelle linéaire, le rendement de conversion, exprimé en mW^{-2} , est défini par la relation [6]:

$$\eta = \frac{P_{\text{signal converti}}}{P_{\text{pompe}}^2 P_{\text{signal}}}$$

Les puissances des différents signaux correspondent à celles obtenues après propagation dans le milieu actif. Ainsi, expérimentalement, ces puissances doivent être mesurées à l'aide du spectre optique du laser esclave, et correspondent dans cet article aux puissances pic des signaux. Les pertes optiques entre la facette du laser et l'ASO ont été prises en compte dans la mesure des différentes

puissances afin de ne pas surestimer les valeurs du RCN. La Figure 3a) présente un spectre du mélange d'onde pour un désaccord de 97 GHz. Le signal converti est visible à la droite du mode FP verrouillé, avec un RCN de -25 dB. La figure 3b) représente l'évolution du RCN pour les conversions de fréquence supérieure et inférieure. Afin de vérifier la reproductibilité du mélange à quatre ondes et la stabilité temporelle du dispositif, plusieurs séries de mesures ont été effectuées.

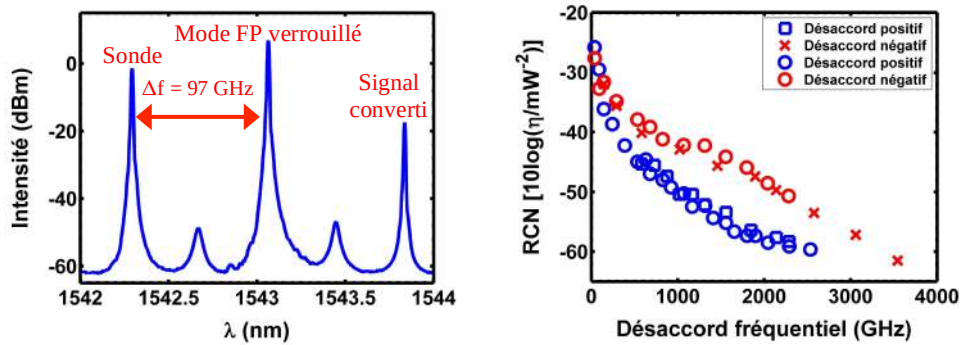


Figure 3. a) Spectre du mélange à quatre ondes pour un désaccord de + 97 GHz ; b) Rendement de conversion normalisé en fonction du désaccord de fréquence.

La faible asymétrie du RCN entre les conversions supérieures et inférieures s'explique en partie par la faible valeur du couplage phase-amplitude [7]. Les résultats expérimentaux montrent un RCN supérieur à -60 dB pour des désaccords de 2.6 à -3.5 THz. Par comparaison avec les résultats obtenus sur des amplificateurs optiques de même matériaux et structure, l'utilisation d'une cavité laser permet un rendement de conversion sur une plus large gamme de désaccords [8].

CONCLUSION

Cette étude expérimentale montre que l'injection optique d'un laser FP InAs/InP à nanostructures quantiques permet de générer du mélange à quatre ondes à l'instar de celui observé dans les amplificateurs optiques mais avec une dynamique plus importante. Les RCN mesurés pour des désaccords de plusieurs THz présagent ainsi la possibilité d'une étude physique plus approfondie des effets intrabandes du milieu actif à nanostructures. De futurs travaux comprendront ainsi l'extraction de $\chi^{(3)}$, mais aussi l'évaluation des performances en transmission des signaux convertis.

Ce travail est financé par le programme Futur & Ruptures de l'Institut Mines-Télécom et par le PhC Procope Campus France/DAAD n°30794RC.

RÉFÉRENCES

- [1] D. D. Marcenac et al., "40 Gbit/s transmission over 406 km of NDSF using mid-span spectral inversion by four-wave-mixing in a 2 mm long semiconductor optical amplifier", *IEEE Electron. Lett.*, Vol. 33, pp. 879, 1997.
- [2] J. Renaudier et al., "Phase correlation between longitudinal modes in semiconductor self-pulsating DBR lasers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 17, pp. 741, 2005.
- [3] H. Li et al., "150-nm tuning range in a grating-coupled external cavity quantum-dot laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 12, pp. 759, 2000.
- [4] H. Su et al., "Nondegenerate four-wave mixing in quantum dot distributed feedback lasers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 17, pp. 1686, 2005.
- [5] F. Lelarge et al., "Room temperature continuous-wave operation of buried ridge stripe lasers using InAs-InP (100) quantum dots as active core", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 17, pp. 1369, 2005.
- [6] I. Koltchanov et al., "Analytical theory of terahertz four-wave mixing in semiconductor-laser amplifiers", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 68, pp. 2787-2789, 1996.
- [7] T. Akiyama et al., "Symmetric highly efficient (~ 0 dB) wavelength conversion based on four-wave mixing in quantum dot optical amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 14, pp. 1139, 2002.
- [8] Z.G. Lu, "Highly efficient non-degenerate four-wave mixing process in InAs/InGaAsP quantum dots", *IEEE Electron. Letts.*, Vol. 42, pp. 1112, 2006.

ETUDE EXPÉRIMENTALE DES RÉGIMES D'AUTO-INJECTION OPTIQUE DANS LES LASERS A CASCADE QUANTIQUE

Louise Jumpertz^{1,2}, Mathieu Carras², Kevin Schires¹ et Frédéric Grillot¹

¹Telecom ParisTech, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, CNRS LTCI, 46 rue Barrault, 75013 Paris, France

²Alcatel Thales III-V Lab, Campus de Polytechnique, 1 avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau, France

louise.jumpertz@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

L'auto-injection optique dans les lasers à cascade quantique émettant dans le moyen infrarouge est étudiée expérimentalement. La réponse dynamique de ces structures est proche de celle observée dans les lasers interbandes. Cinq régimes d'auto-injection apparaissent sur le spectre optique, en fonction de la phase et de l'amplitude de l'onde retour. L'expérience révèle que les lasers à cascade quantiques auto-injectés présentent une stabilité plus importante ainsi qu'une réduction substantielle de la zone de chaos.

MOTS-CLEFS : *laser à cascade quantique ; auto-injection optique ; effondrement de la cohérence*

1. INTRODUCTION

Les lasers à cascade quantique (LCQ) ont été inventés il y a vingt ans dans le but de fournir des lasers à semi-conducteurs compacts pour des longueurs d'onde allant du moyen infrarouge (4 à 12 μm) jusqu'au THz (30 μm à 1mm) [1]. Pour obtenir de telles longueurs d'ondes, le principe des LCQ repose sur des transitions radiatives inter-sous-bandes au sein de la bande de conduction du matériau. La longueur d'onde n'est donc pas déterminée par les propriétés intrinsèques du semi-conducteur utilisé mais peut être choisie en ajustant la largeur des puits quantiques dans les sous-bandes lors de la croissance. De plus, un effet de cascade des électrons permet d'obtenir de bons rendements de conversion électrique-optique. Cette technologie a rapidement progressé et les LCQ émettant dans le moyen infrarouge fonctionnent désormais en continu à température ambiante. Les LCQ sont donc devenus des sources de choix pour des applications telles que la spectroscopie de gaz, les contre-mesures optiques ou les communications en espace libre. Pour ces applications, il est nécessaire d'améliorer les propriétés d'émission des lasers, et notamment la finesse spectrale, la puissance optique et la bande passante de modulation.

L'auto-injection optique est étudiée depuis des années dans les lasers inter-bandes précisément parce qu'elle permet d'améliorer les performances de ces lasers [2]. Cet effet non-linéaire consiste à réinjecter une partie de la lumière émise par le laser après réflexion sur un miroir ou sur l'extrémité d'une fibre optique. Selon les deux paramètres d'auto-injection que sont la longueur de la cavité externe et le taux de réinjection, défini comme le rapport entre la puissance réinjectée et la puissance émise, le laser aura soit un comportement stable monomode soit un fonctionnement chaotique multi-mode.

Bien connue et maîtrisée dans les lasers inter-bandes, l'auto-injection n'a que très peu été étudiée dans les LCQ, surtout théoriquement [3]-[4]. L'objectif de ce travail est donc d'étudier expérimentalement l'effet de l'auto-injection optique sur un LCQ à contre-réaction répartie (DFB) émettant dans le moyen infrarouge.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le LCQ étudié est un laser en AlInAs/GaInAs émettant vers 5,6 μm . Il est constitué de 30 périodes comportant chacune une zone active composée de multi-puits quantiques et un injecteur qui fait passer les électrons dans la période suivante par effet tunnel. Le réseau de Bragg utilisé pour l'émission monomode est un réseau métallique que l'on a fait croître au-dessus du laser. L'efficacité de couplage du réseau est $\kappa = 4 \text{ cm}^{-1}$ et les dimensions du laser sont de 2 mm de long sur 9 μm de

large. Un traitement haute réflectivité (99%) sur la facette arrière garantit un fonctionnement en continu à température ambiante. Pour obtenir de meilleures puissances optiques, les expériences décrites par la suite sont réalisées à 10°C. Le courant de seuil est de 433 mA et le rendement quantique externe de 0,23 mW/mA. Le dispositif expérimental utilisé est présenté en figure 1. La lumière émise par le laser est collimatée et répartie sur deux voies par une lame séparatrice. Une partie est réfléchiée sur un miroir et réinjectée dans le laser. Le taux de réinjection f_{ext} est déterminé par un polariseur et contrôlé par une mesure de puissance. La seconde partie du flux est envoyée sur un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR) dont la résolution est de 40 nm pour analyser le spectre optique, ou sur un puissance-mètre.

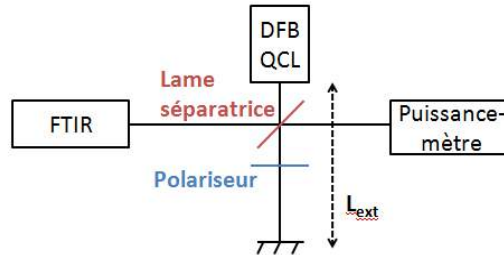


Fig. 1 : Schéma du dispositif expérimental.

3. ANALYSE DES CARACTERISTIQUES COURANT PUISSANCE P-I

La figure 2a. montre l'évolution des courbes caractéristiques P-I de puissance en fonction du courant de pompe pour différents taux de réinjection. On constate une augmentation significative de la puissance émise à un courant donné, ainsi qu'une diminution du courant de seuil quand la puissance réinjectée augmente. Ainsi, pour un taux de réinjection maximal de 25%, le seuil diminue de 4% environ. On remarque également l'apparition d'ondulations sur la courbe P-I dont l'amplitude augmente avec la puissance réinjectée. D'après [5] et [6], la puissance optique émise est maximale lorsque les modes de la cavité interne et ceux de la cavité externes interfèrent de façon constructive, c'est-à-dire lorsque la longueur de la cavité externe est un multiple de la longueur effective de la cavité laser, définie comme le produit de l'indice de réfraction et de la longueur de cavité interne. Dans le cas présent, la longueur de cavité externe est fixe, mais la variation de température de la zone active liée à l'augmentation du courant injecté entraîne une modification de l'indice de réfraction et donc de la puissance optique, d'où les ondulations. Comme la variation de température avec le courant d'injection présente de l'hystérésis, on peut également observer ce phénomène d'hystérésis sur les courbes P-I, surtout à de forts taux de réinjection, comme le montre la figure 2b.

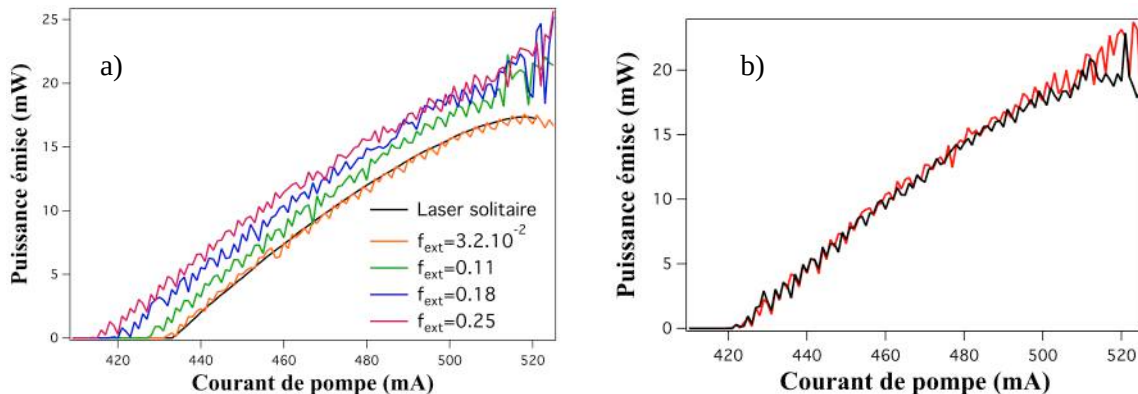


Fig.2 : a) Courbes P-I pour différents niveaux d'auto-injection. b) Présence d'hystérésis à fort taux de réinjection.

4. ETUDE DES RÉGIMES DE RÉINJECTION OPTIQUE

L'étude des spectres optiques pour différentes valeurs d'auto-injection permet d'identifier cinq régimes de fonctionnement (cf. figure 3) qui présentent des caractéristiques proches de celles

communément observées dans les lasers inter-bandes. Pour de très faibles taux de réinjection, le laser a un comportement stable monomode, avec une variation de puissance dépendant de la phase de l'onde réinjectée. Si l'on augmente légèrement le taux de rétroaction, on observe un battement entre le mode principal fixé par le réseau de Bragg et le mode adjacent de la cavité Fabry-Perot. Par la suite, le laser devient à nouveau monomode, émettant sur le premier mode adjacent. Le quatrième régime est le plus difficile à analyser. On observe une forte augmentation du bruit associée à une remontée en puissance des modes Fabry-Perot, mais la résolution du FTIR ne nous permet pas de conclure sur un éventuel effondrement de la cohérence qui se traduirait par un fort élargissement spectral, phénomène bien présent dans les lasers inter-bandes où ce régime correspond à une dynamique chaotique. Enfin, pour des taux de réinjection très élevés, le laser entre dans un régime de cavité étendue, dans lequel le LCQ serait équivalent à une petite zone active entre deux miroirs très espacés. Le spectre pour ce régime est strictement monomode avec une forte puissance d'émission.

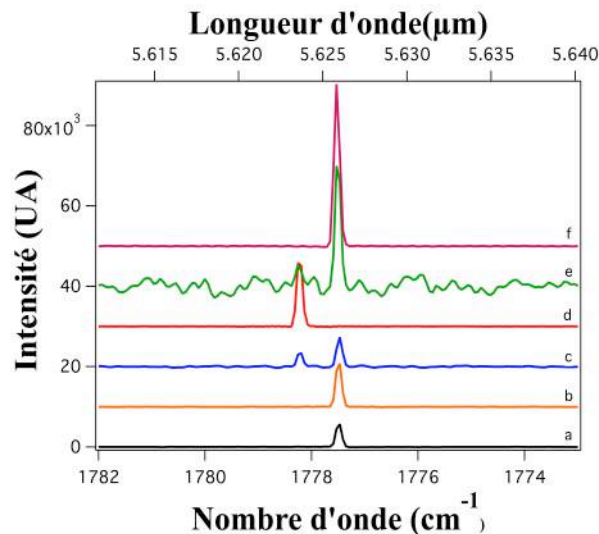


Fig. 3 : Spectres optiques des régimes d'auto-injection. a) Laser solitaire ($f_{\text{ext}}=0$). b) Régime 1, $f_{\text{ext}} = 9.1 \times 10^{-4}$. c) Régime 2, $f_{\text{ext}} = 1.5 \times 10^{-3}$. d) Régime 3, $f_{\text{ext}} = 3.2 \times 10^{-2}$. e) Régime 4, $f_{\text{ext}} = 0.13$. f) Régime 5, $f_{\text{ext}} = 0.25$.

CONCLUSION

Pour conclure, nous avons montré que le LCQ DFB émettant dans le moyen infra-rouge présente cinq régimes qui apparaissent selon le taux de réinjection, proches de ceux observés dans les lasers interbandes. L'expérience révèle également une stabilité plus importante ainsi qu'une réduction substantielle de la zone de chaos.

Ce travail est financé par le ministère de la Défense (DGA).

REFERENCES

- [1] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, "Quantum Cascade Laser", *Science*, vol. 264, no. 5158, p. 553, 1994.
- [2] K. Peterman, "External optical feedback phenomena in semiconductor lasers", *IEEE J. Select. Top. in Quantum Electron.*, vol. 1, no. 2, p. 480, 1995.
- [3] F. P. Mezzapesa, L. L. Columbo, M. Brambilla, M. Dabbicco, S. Borri, M. S. Vitiello, H. E. Beere, D. A. Ritchie, and G. Scamarcio, "Intrinsic stability of quantum cascade lasers against optical feedback", *Opt. Express*, vol. 21, no. 11, p. 13748, 2013.
- [4] L. L. Columbo and M. Brambilla, "Multimode regimes in quantum cascade lasers with optical feedback", *Opt. Express*, vol. 22, no. 9, p. 10105, 2014.
- [5] R. Lang and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 16, no. 3, p. 347, 1980.
- [6] H. Kakiuchida and J. Ohtsubo, "Characteristics of a semiconductor laser with external feedback", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 9, p. 2087, 1994.

OPTOMÉCANIQUE AVEC DES MEMBRANES À CRISTAL PHOTONIQUE

Kevin Makles¹, Inna Krasnokutska¹, S. Deléglise¹, Tristant Briant¹, P-F Cohadon¹, A. Heidmann¹, Viktor Tsvirkun², Remy Braive², Isabelle Robert²

¹ Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-ENS-CNRS, Case 74, 4 place Jussieu, F75252 Paris Cedex 05, France

² Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS UPR 20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis France

makles@spectro.jussieu.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons le développement d'une nouvelle génération de résonateurs optomécaniques combinant une haute réflectivité grâce au design d'un cristal photonique ainsi que de faibles pertes mécaniques, dans le but d'atteindre son régime quantique. De plus le développement d'un schéma d'excitation par couplage capacitif permettra par la suite de coupler notre système à un circuit RF.

MOTS-CLEFS : *Optomécanique; Cristal photonique; cavité Fabry-Pérot*

1. INTRODUCTION

Le couplage optomécanique entre le mouvement d'un miroir et les fluctuations quantiques d'un faisceau de photon est apparu premièrement dans le contexte des détecteurs d'ondes gravitationnelles. Depuis, plusieurs schémas impliquant une cavité Fabry Perot et un miroir mobile subissant les effets du couplage optomécanique ont été proposés dans le but de pouvoir observer les fluctuations quantiques de position du résonateur, ou les effets de pression de radiation ou encore de pouvoir le coupler à d'autres systèmes quantiques, tels que des atomes ou des jonction Josephson. Dans les régimes précédemment évoqués le bruit thermique du résonateur est la première limite à dépasser. Il faut donc que la température du mode mécanique soit inférieure à la température quantique qui elle est proportionnelle à la fréquence mécanique du résonateur, celle-ci devra être suffisamment élevée (MHz au GHz). Le résonateur devra aussi être compatible avec les techniques de cryogénie classiques ainsi que le refroidissement actif (cold damping) ou laser (sideband cooling) qui nous permettront d'atteindre des températures de l'ordre de la centaine de μK . De plus les fluctuations de mouvement du point d'énergie zéro d'un oscillateur mécanique étant inversement proportionnelles à la masse, celle-ci devra être la plus faible possible. Pour pouvoir les sonder un schéma de mesure très sensible utilisant les techniques de détections optiques les plus fines sera employé, celui-ci nécessitant une très grande réflectivité de notre oscillateur mécanique.

2. OPTOMECHANIQUE AVEC DE MEMBRANES À CRISTAL PHOTONIQUE

La plupart des dispositifs optomécaniques sont recouverts par des empilements de couche de diélectrique dans le but d'augmenter leur réflectivité, malheureusement ces dépôts souffrent de fortes pertes mécaniques et augmentent la masse du résonateur. Dans ce contexte les nanomembranes à cristal photonique semblent être des candidats très prometteurs. Grâce au design géométrique du cristal photonique une réflexion totale en incidence normale et théoriquement atteignable, figure 1, elle jouira donc des propriétés d'un miroir de grande réflectivité et une faible masse (100pg). Pour observer le mouvement de notre membrane nous avons construit une cavité Fabry Pérot de grande finesse dont la membrane sera le miroir de fond. Au vu des faibles dimensions de nos membranes, ($20 \times 10 \times 0.26 \mu m^3$) figure 2, nous avons besoin d'une cavité optique ayant un très faible waist, environ $3 \mu m$, pour cela nous avons développé nos propres miroirs à très faible rayon de courbure et les intégrer dans des cavités ultra courtes ($100 \mu m$) [1].

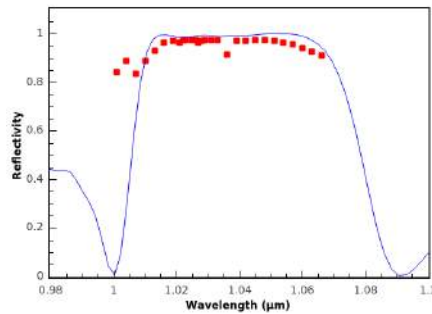


FIGURE 1 : Simulation FDTD et mesure de la réflectivité de la membrane en fonction de la longueur d'onde.

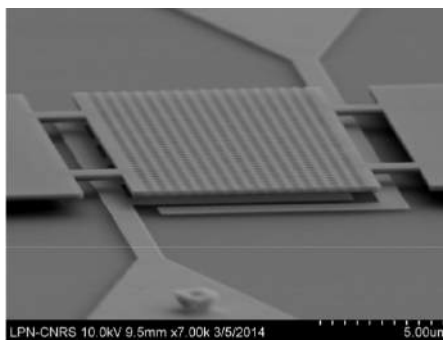


FIGURE 2 : Vue MEB de la membrane avec l'actuateur électrostatique

Une fois terminée notre cavité nous permet de résoudre des déplacements de l'ordre de $10^{-16} \text{ m} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ qui théoriquement serait suffisant pour observer les fluctuations du point zéro de notre oscillateur. Par ailleurs elle nous a déjà permis d'observer le bruit thermique de nos membranes.

Nous avons ensuite développé une boucle de refroidissement actif, boucle de rétroaction qui nous permettra de diminuer la température effective d'un mode mécanique en venant ajouter une force visqueuse sur la membrane [2]. Cependant cela sera au détriment de son facteur de qualité mécanique, il est donc crucial d'avoir un facteur de qualité le plus important possible. Dans ce but différentes géométries et matériaux ont été testés, récemment une technique de stress additionnel nous a permis d'augmenter d'un facteur 10 la qualité de nos résonateurs, atteignant des facteurs de qualité de 65000 à basse température. Parallèlement la petite taille de nos résonateurs donne naissance à des phénomènes mécaniques non linéaires, en effet le fort rapport d'aspect de nos structures conduit à des contraintes très importantes dans nos membranes lors de larges amplitudes de déplacement. Nous en avons observé le comportement statique comme la bistabilité de la réponse mécanique ou des effets dynamiques comme la génération de conjugués de phase ou encore le couplage entre plusieurs modes [3]. De ces effets nous pouvons tirer des avantages, comme par exemple la stabilisation en fréquence de l'oscillateur mécanique ou la mesure non destructive.

Nous sommes également entrain de développer un nouveau schéma d'excitation de résonateur, utilisant un couplage capacitif fait entre la membrane et deux électrodes interdigitées placées sur le substrat, figure 2. Ces électrodes interdigitées ont été conçues pour optimiser le couplage entre le déplacement de la membrane et la variation de la capacité du condensateur (30 Hz). Nous avons observé le ressort électrostatique, dû au champ électrique généré entre les électrodes, figure 3, où l'on voit que la fréquence naturelle du résonateur dépend quadratiquement du biais appliqué aux bornes des électrodes ainsi qu'un élargissement de la réponse qui correspond à un amortissement mécanique induit par la résistivité du circuit. Ces électrodes nous permettront dans un futur proche de pouvoir coupler notre résonateur avec

un circuit RF [4].

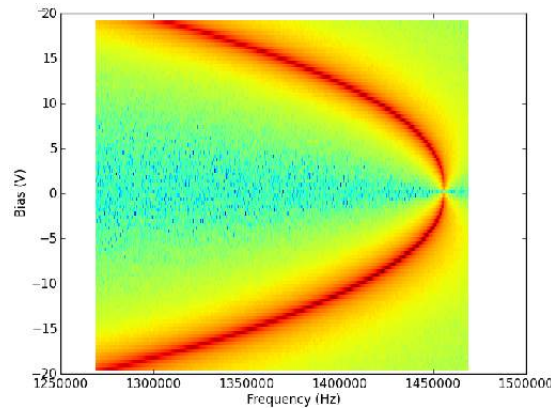


FIGURE 3 : Mesure de la réponse mécanique en fonction du bias appliqué sur les electrodes

CONCLUSION

Nous vous présentons la réalisation et l'optimisation pour l'optomécanique d'un résonateur fait en InP. Les propriétés optiques ont été ajustées à l'aide du design d'un cristal photonique qui permet d'atteindre des réflectivités proches de l'unité, et dont les propriétés mécaniques sont améliorées par la générations de contraintes internes. Une étude approfondie des propriétés mécaniques menant à une dynamiques non linéaire a été faite. Puis la mise en cavité Fabry-Perot du resonateur a permis d'observer et de contrôler son bruit thermique. Finalement un nouveau schéma d'excitation des modes mécaniques par couplage capacitif a été developpé.

RÉFÉRENCES

- [1] T. Antoni, A. G. Kuhn, T. Briant, P.-F. Cohadon, A. Heidmann, R. Braive, A. Beveratos, I. Abram, L. Le Gratiet, I. Sagnes and I. Robert-Philip, " Deformable two-dimensional photonic crystal slab for cavity optomechanics", *Opt. Lett.*, 36, 3434, 2011.
- [2] J.-M. Courty, A. Heidmann, M. Pinard, "Quantum limits of cold damping with optomechanical coupling", *Euro. Phys. Jour. D*, 17, 2001.
- [3] T. Antoni, K. Makles, R. Braive, T. Briant, P.-F. Cohadon, I. Sagnes, I. Robert-Philip and A. Heidmann, "Nonlinear mechanics with suspended nanomembranes", *Eur. Phys. Lett.*, 100, 68005, 2012.
- [4] T. Bagci, A. Simonsen, S. Schmid, L. G. Villanueva, E. Zeuthen, J. Appel, J. M. Taylor, A. Sørensen, K. Usami, A. Schliesser, and E. S. Polzik, "Optical detection of radio waves through a nanomechanical transducer", *Nature*, 507, 81-85, 2014.

IMPLICATION DES IONS Er^{3+} DANS LE PROCESSUS DE NOIRCISSEMENT DES FIBRES OPTIQUES DOPÉES ERBIUM

Yasmine Mebrouk, Franck Mady, Jean Bernard Duchez et Mourad Benabdesselam

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

mebrouk@unice.fr

RÉSUMÉ

Cet article est consacré à l'étude de la sensibilité aux radiations des fibres optiques dopées erbium. D'après les résultats expérimentaux de thermoluminescence et d'absorption, nous montrons qu'en plus de la création des centres colorés, l'irradiation affecte directement les ions Er^{3+} induisant une diminution significative de leur densité.

MOTS-CLEFS : *Fibres optiques; Erbium; radiations; centres colorés*

1. INTRODUCTION

Les performances des amplificateurs à fibres optiques en silice dopée erbium (FDE) utilisés dans des milieux radiatifs (l'espace, centrale nucléaires...) sont dégradées lors de l'interaction rayonnement-silice. Le gain autour de $1.5 \mu\text{m}$ de l'amplificateur baisse significativement et peut même s'annuler lorsque l'amplificateur est soumis à de fortes doses de radiations ionisantes [1]. Aucune étude n'a encore permis d'acquiescer une vision claire des mécanismes physiques mis en jeu dans le processus de noircissement des fibres (i.e. dégradation sous radiations ionisantes). Il est admis que le noircissement des FDE trouve son origine dans l'absorption radio-induite (ARI) des défauts créés par irradiation [2, 3, 4]. En effet, l'ionisation a pour conséquence de convertir des défauts précurseurs (intrinsèques à la silice ou introduits par le dopage) en centres colorés (CC) par piégeage de trous ou d'électrons. Ces CC sont caractérisés par une superposition de larges bandes d'absorption s'étendant de l'UV au proche infra-rouge (PIR). Ainsi, la puissance de pompe (à 975 nm) nécessaire à l'amplification est réduite sous irradiation par l'ARI à cette longueur d'onde, entraînant dans sa chute la baisse considérable du gain. À ce jour, seuls les défauts liés aux dopants (Ge, Al, P ...) ont été mis en cause dans la dégradation des FDE sous radiation excluant l'implication des ions Er^{3+} [5, 6]. Grâce au croisement des résultats de spectrophotométrie et de thermoluminescence (TL), nous montrons au contraire dans cet article que les ions Er^{3+} sont impliqués dans le processus de noircissement.

2. MATÉRIEL ET MÉTHODES

Les échantillons sous test sont issus de préformes de fibres optiques fabriquées par MCVD au LPMC. Ils se présentent sous forme de disques de 1 mm d'épaisseur et 1 cm de diamètre. Le cœur d'environ 1 mm de diamètre est dopé soit avec de l'Al et Er (échantillon nommé "AS :Er") soit uniquement avec de l'Al ou de l'Er ("AS" et "SiO₂ :Er" respectivement). Le cœur de l'échantillon "SiO₂" ne contient aucun dopant et correspond à des couches de silice déposées par MCVD. Ces échantillons ont été irradiés à température ambiante avec des rayons X (45 kV). Les mesures d'absorption du cœur des préformes ont été effectuées à l'aide d'un spectrophotomètre Perkin-Elmer λ 1050. La TL est mesurée avec un lecteur Harshaw TLD 3500.

Il a été démontré récemment que le processus de développement de l'ARI s'intègre parfaitement dans le schéma standard d'interprétation de la TL [7, 8]. L'étude par TL des fibres irradiées permet de révéler l'ensemble des centres optiquement actifs et des défauts dont l'état de valence se trouve modifié par l'irradiation, que ces derniers soient émissifs ou non. Le principe de la TL consiste en la détection de la luminescence émise par chauffage linéaire (2°C s^{-1}) d'un échantillon préalablement irradié. Sous l'effet de cet apport d'énergie thermique, les porteurs piégés peuvent être libérés dans leur bande respective

et par suite se recombinaison avec les centres ionisés présentant une polarité opposée. Cette recombinaison achève de relaxer l'énergie initialement communiquée aux porteurs par la radiation et ramène les centres dans leur état de valence initial. La recombinaison est radiative et l'énergie de relaxation est émise sous forme de photons qu'il est possible de détecter. La réponse de la TL en fonction de la température, appelé thermogramme, fait apparaître une succession de pics plus ou moins résolus. La répartition des pics reflète la distribution en profondeur des pièges (plus un piège est profond, plus le pic associé apparaît à une température élevée). De manière complémentaire, l'analyse spectrale de la TL à une température donnée permet de caractériser les centres de recombinaison.

3. L'IMPLICATION DES IONS Er^{3+} DANS LE PROCESSUS DE NOIRCISSEMENT

Les courbes de TL normalisées de la Fig. 1 sont composées principalement de trois groupes de pics : un premier pic autour de 100 °C élargi par la composante TL à 200 °C qui constitue le second pic et un troisième pic TL autour de 300 °C. La position des pics TL (i.e. type de défauts) est quasiment identique quel que soit l'échantillon. Cela signifie qu'aucun des dopages Al, Er ou Al :Er ne peut être associé à l'introduction d'un nouveau type de pièges mais seulement à l'augmentation de leurs concentrations (par exemple, le troisième pic TL est plus prononcé dans le cas du codopage Al :Er). Sur toute la gamme de température (de l'ambiante à 450 °C), l'analyse spectrale de la TL des échantillons contenant de l'Er (Fig. 2) présente uniquement une luminescence bleu-verte aux longueurs d'onde d'émission des ions Er^{3+} . Cette luminescence est la signature de la recombinaison de ces ions. Contrairement à ce qui a été rapporté dans la littérature [5, 6], l' Er^{3+} serait donc impliqué dans le processus de noircissement. Sa présence ne semble pas introduire de niveau piège supplémentaire, il joue le rôle de centre de recombinaison.

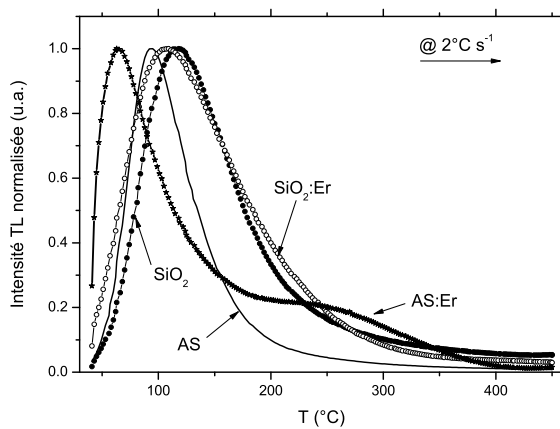


FIGURE 1 : Courbes de TL normalisées

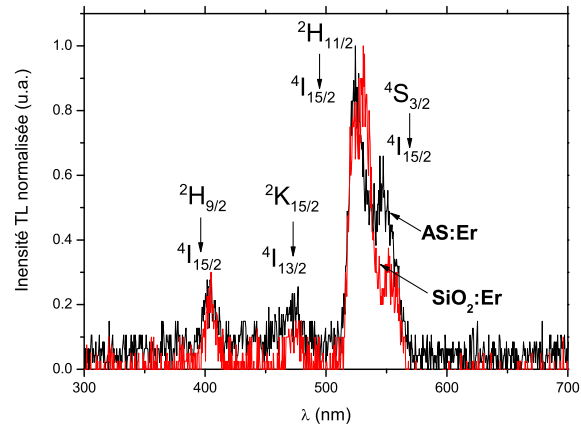


FIGURE 2 : Résolution spectrale de la TL

Le résultat de la différence entre l'absorption après et avant irradiation (i.e. ARI) est présentée sur la Fig. 3. Ces spectres correspondent à une superposition de bandes d'absorption liées aux défauts intrinsèques à la silice (SiE' , NBOHC ...) ainsi que celles liées aux dopants. Sur le spectre d'ARI de l'échantillon AS on distingue les bandes d'absorption des défauts relatif à la présence d'Al [9] : AlE' (@ 300 nm) et Al-OHC (@ 550 nm) qu'on retrouve également sur le spectre de la préforme AS :Er. Les spectres d'ARI des préformes codopées Er présentent des "creux" aux longueurs d'onde d'absorption, à partir de l'état fondamental, des ions Er^{3+} : à 378 nm ($^4I_{15/2} \rightarrow ^2G_{11/2}$) et à 521 nm ($^4I_{15/2} \rightarrow ^4S_{3/2}$). Cela signifie que l'absorption des ions Er^{3+} baisse après irradiation. Cette diminution peut avoir deux origines possibles. Le coefficient d'absorption α (m^{-1}) est défini comme le produit de la section efficace d'absorption σ (m^2) par la densité des ions N (m^{-3}) : $\alpha = \sigma \times N$. Une diminution de l'absorption peut être due soit à une diminution de σ ou de N . Une variation de σ résulterait en un changement de la forme ainsi que la largeur des bandes. Pour vérifier cela, les bandes d'absorption à 378 et 521 nm ont été extraites des spectres avant/après irradiation par une interpolation de la ligne de base, le résultat est présenté sur la

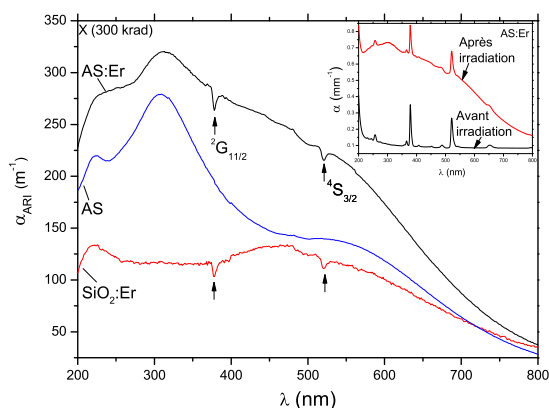


FIGURE 3 : Absorption radio-induite après irradiations aux rayons X (300krad) : différence entre les spectres avant et après irradiation

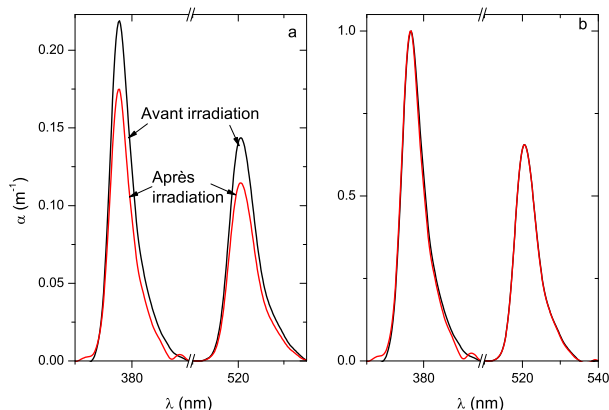


FIGURE 4 : Bandes d'absorption à 378 et 521 nm de l'Er³⁺ extraites des spectres : (a) avant et après irradiation, (b) Normalisation

Fig. 4-a. La normalisation de ces bandes (Fig. 4-b) montre une superposition quasi parfaite des spectres avant/après irradiation. Ainsi, ni la forme ni la largeur des spectres n'ont été modifiées par l'irradiation, σ ne varierait donc pas. Seule la diminution de la densité d'ions induirait la baisse de l'absorption de l'Er³⁺. Cela est en parfait accord avec les résultats de TL : l'augmentation de la température lors de la lecture TL permet le vidage progressif des pièges accompagné de la recombinaison des ions Er³⁺ réduits par irradiation.

CONCLUSION

Dans cet article, nous avons montré que les ions Er³⁺ étaient directement affectés par l'irradiation : Leurs section efficace d'absorption demeure inchangée mais leur densité baisse après irradiation. L'apport d'énergie thermique permet la recombinaison des ions Er³⁺ ainsi que leur totale guérison après chauffage jusqu'à 600 °C (@ 2 °C s⁻¹). Cet effet est de plus significatif. La densité des ions réduits par irradiation X (300 krad) est d'au moins 20% soit plus de 35 dB de pertes à 1530 nm.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Girard *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci., **60**, 2015 (2013)
- [2] H. Henschel *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci., **45**, 1552 (1998)
- [3] B.P. Fox *et al.*, J. Non Cryst. Solids, **378**, 79 (2013)
- [4] T.S. Rose, *et al.*, J. Light. Technol., **19**, 1918 (2001)
- [5] B. Torteche *et al.*, J. Non Cryst. Solids, **353**, 477 (2007)
- [6] S. Girard *et al.*, Opt. Lett., **39**, 2541 (2014)
- [7] F. Mady, *et al.*, Opt. Lett., **35**, 3541 (2010)
- [8] F. Mady, *et al.*, IEEE Trans. Nucl.Sci., **60**, 4341 (2013)
- [9] H. Hosono, H. Kawazoe, Nucl. Instrum. Methods B, **91**, 395 (1994)

L'INTERACTION ENTRE LE PHOTO ET LE RADIO-NOIRCISSEMENT DANS LES FIBRES ALUMINOSILICATES DOPEES YTTERBIUM

Jean-Bernard DUCHEZ, Franck MADY, Yasmine MEBROUK, Mourad BENABDESSELAM

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

jbduchez@unice.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons des caractérisations originales de photo-radio-noircissement dans des fibres en silice dopées Ytterbium soumises à l'action simultanée de la pompe et de radiations ionisantes externes. Nous présentons l'interaction entre ces deux types de rayonnements, montrant ainsi que la pompe est capable de noircir ou blanchir la fibre en fonction de la dose de radiations ionisantes. La photorésistance de la fibre semble jouer un rôle important sur sa radiorésistance dans les environnements à bas débits de dose. Tous ces résultats sont pleinement expliqués par un modèle physique présenté dans une soumission séparée de Mady *et al.*

MOTS-CLEFS : *Fibres optiques, radiations.*

1. INTRODUCTION

Les fibres optiques en silice dopées ytterbium (FDY) peuvent souffrir d'une double dégradation lorsqu'elles sont utilisées dans des conditions amplificatrices et des environnements radiatifs. Des pertes optiques sont induites par les rayonnements ionisants externes (radio-noircissement ou RN), mais aussi, par la pompe elle-même (photo- noircissement, PN). PN et RN des FDY ont déjà été bien caractérisé, mais séparément, par des communautés distinctes. L'interaction entre PN et RN n'a été ni caractérisée, ni modélisée, bien que la pompe et les radiations ionisantes soient en jeu simultanément dans certaines conditions de fonctionnement, comme pour les applications spatiales. Nous présentons ici une étude expérimentale de photo-radio-noircissement (PRN) simultanés. Les résultats montrent que le niveau de PN est de première importance dans la résistance au RN. Un travail complémentaire de Mady *et al.*, également soumis à cette conférence, présente un modèle qui explique tous les résultats expérimentaux présentés ici.

2. MÉTHODE EXPERIMENTALE

Le banc de mesure est basé sur un schéma pompe-sonde [1] avec un pompage contra-propagatif (977 nm, ~230 mW) et une sonde visible (633 nm, quelques mW). On utilise des multiplexeurs personnalisés (OZ-optique) pour coupler pompe et sonde dans la fibre sous test (FST). Deux FDY ont été comparés. La fibre K10 (0,9% Al₂O₃, 0,3% Yb₂O₃, NA = 0,11), fabriquée et élaborée dans notre laboratoire, elle n'est pas optimisée pour résister au PN ni au RN, une fibre commerciale (nLight Yb1200-4/125, NA = 0,2), vendue comme ayant un faible PN. Les FST sont des échantillons dénudés de ~ 2 cm de long irradiés en ligne, avec ou sans pompe, par un générateur de rayons X (anode en cuivre, 45 kV).

3. RÉSULTATS

Les effets du PN et PRN sur l'échantillon K10 sont présentés sur la Fig. 1. Lorsque la FST est pompée dans le coeur, la puissance de sortie de la pompe décroît à cause du PN, mais tend vers un niveau stable. Un tel équilibre du PN a déjà été observé, et examiné attentivement par Jetschke *et al.* [2], qui nous informe que ce niveau d'équilibre est déterminé par la puissance de pompe et le taux d'inversion des ions Yb³⁺. Ainsi la pompe n'est pas seulement source de PN, mais aussi responsable d'un effet de photo-blanchiment (PB), qui équilibre le PN au temps longs.

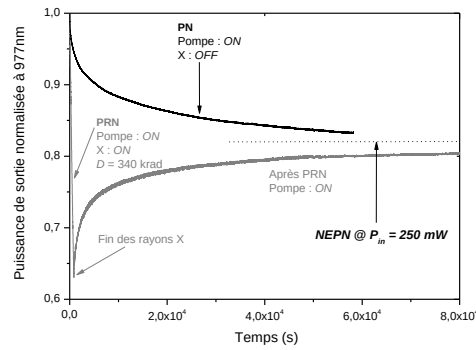


Fig. 1. Décroissance de la puissance de sortie normalisée à 977 nm pour K10, PN pur et PRN.

La même fibre K10 (nouvel échantillon) a été soumise à une expérience de PRN: elle a été irradiée par des rayons X (22,7 de Krad (SiO₂) min⁻¹, 340 krad (SiO₂)) pendant le pompage, puis, après la fin de l'irradiation aux rayons X, laissée à la seule action de la pompe. Dans l'étape PRN, la puissance de sortie de la FST décroît très rapidement (manifestement la cinétique est celle du RD). Ensuite, cette FDY est photo-blanchie par la pompe: la puissance de sortie tend à croître et retourner au même niveau d'équilibre que le PN pur. La pompe est donc aussi capable de blanchir le PRN, qui est essentiellement dû au RN. Cela démontre une interaction fondamentale entre le PN et le RN, et souligne le rôle crucial du niveau d'équilibre du PN (NEPN). Il n'est pas surprenant que la pompe blanchisse à la fois le PN et le RN. En effet notre équipe a déjà démontré que les états piégés responsables du PN et du RN dans les FDY sont identiques [3]. Des expériences similaires ont été effectuées à différentes doses (K10, nouveaux échantillons). Les résultats sont présentés dans la Fig. 2 pour les longueurs d'onde de la pompe et de la sonde. Une échelle log-log est utilisée pour agrandir la région du PRN. Aux deux doses les plus élevées, le résultat est le même que dans la Fig. 1: PRN suivi de PB induit par la pompe. Lorsque les rayons X sont arrêtés à 45 krad, le niveau de puissance de sortie est toujours au-dessus du NEPN et la pompe continue la dégradation, c'est à dire le PN. Toutes les courbes tendent vers le NEPN. Par conséquent, l'action primaire de la pompe (PN ou PB) dépend de la dose ionisante. Des comportements similaires sont toujours observables pour la pompe et la sonde, même si la dégradation est plus importante dans le domaine du visible.

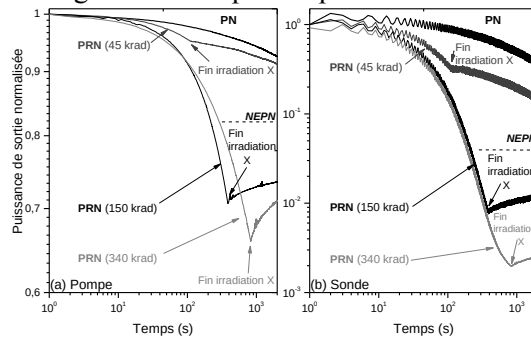


Fig. 2. PN et PRN de K10 à diverses doses à 977 nm (a) et 633 nm (b).

Pour mettre en évidence l'effet de la pompe pendant le PRN, des doses identiques ont été administrées, avec et sans pompe (conditions RN et PRN), pour les fibres K10 et Yb1200. Les résultats sont exposés sur la Fig. 3, maintenant en termes de coefficient d'excès d'absorption ($\Delta\alpha$). Deux doses ont été utilisées: l'une est petite (30 krad) pour garder la dégradation radio-induite en dessous du NEPN, l'autre est élevée (450 krad) pour dépasser ce niveau. À la même puissance de pompe en entrée, la fibre Yb1200 a un NEPN beaucoup plus faible que notre fibre K10. Elle présente également une meilleure résistance aux rayons X (les deux fibres montrent des niveaux de RN ou de PRN dans des proportions similaires à l'égard de leur NEPN). A faible dose, en dessous du NEPN, les deux fibres sont moins noircies en RN que dans les conditions du PRN. La pompe accélère donc la dégradation. Pour la dose au-dessus du NEPN, le RN apporte plus de dégradation

que le PRN, donc la pompe ralentit la dégradation. La pompe a donc le même effet PN ou PB pendant qu'après le PRN, en fonction de la dose. En raison de son action de PB, la pompe peut atténuer le RN à des doses élevées. Le PRN tend également à atteindre un état stationnaire au-dessus du NEPN pour des irradiations de longue durée, gelant ainsi le niveau du PRN malgré l'irradiation continue. La diminution du débit de dose va abaisser cet état d'équilibre du PRN près du NEPN. Pour étudier l'impact du débit de dose sur le niveau d'équilibre du PRN, nous avons appliqué une même dose élevée (900 krad) pour les fibres K10 et Yb1200, en abaissant le débit de dose moyen. Pour illustrer le PB par la pompe, nous n'avons pas utilisé des débits de dose plus faibles, mais séparons la dose en 1, 3, 6 et 12 fractions, en observant un temps de PB de 75 min entre chaque fraction. Les résultats sont présentés dans la Fig. 4. Pour les deux fibres, le PRN moyen tend ainsi vers une valeur d'équilibre qui décroît avec le débit de dose moyen. Dans des conditions de très faible débit de dose, le PRN sera minimal et égal au NEPN. Le RN se développera alors très lentement de sorte que la pompe blanchira la fibre "adiabaticquement" dès que le niveau du PRN dépassera le NEPN (saturation du PRN au NEPN). Nous ne pouvions pas atteindre les débits de dose très faible tels ceux généralement rencontrés dans l'espace (trop longues expériences), mais le modèle validé et présenté dans le document de Mady *et al.*, qui reproduisent nos expériences, nous a permis d'extrapoler le comportement observé à de faibles débits de dose où le PRN est bien trouvé comme saturant au NEPN. Ces résultats ont des conséquences importantes sur la compréhension et l'évaluation de la résistance des FDY pour les applications concernées par le PRN.

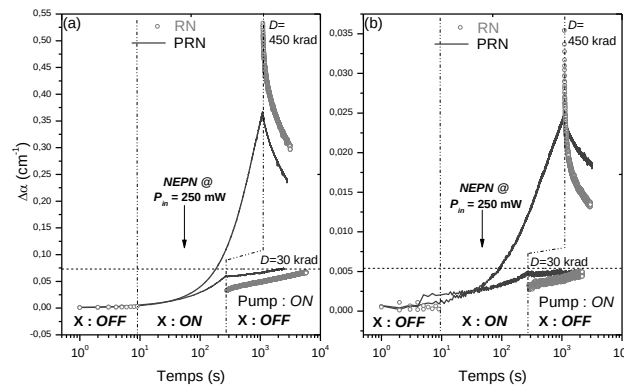


Fig. 3. Pertes $\Delta\alpha$ à 977nm, avec des doses de 30 et 450 krad, pour K10 (a) et Yb1200 (b). Effet de la pompe durant le PRN.

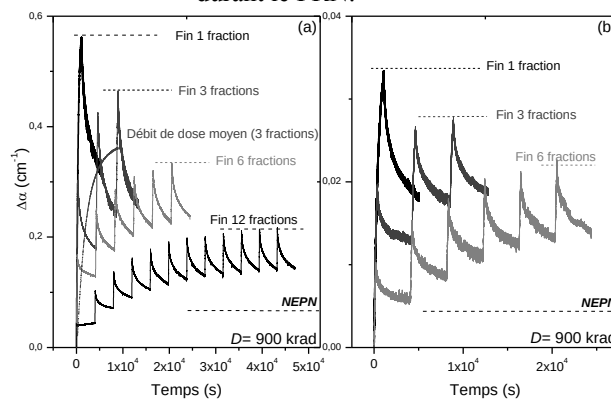


Fig. 4. Pertes $\Delta\alpha$ sur K10 (a) et Yb1200 (b) après une dose de 900 krad donné en 1, 3, 6 et 12 fractions.

RÉFÉRENCES

- [1] L. Nanxi et al., Photonics Techno. letters, 26, 115-118, 2014.
- [2] S. Jetschke et al., Opt. Express 15, 14838-14843, 2007.
- [3] F. Mady et al., Opt. Lett. 35, 3542-3543, 2010.

UN MODELE SUFFISANT DE PHOTO-, RADIO- ET PHOTO-RADIO-NOIRCISSEMENT DES FIBRES OPTIQUES EN SILICE DOPEES YTTERBIUM

Franck Mady, Jean-Bernard Duchez, Yasmine Mebrouk, Mourad Benabdesselam

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

franck.mady@unice.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons un modèle physique de photo-, radio- et photo-radio-noircissement des fibres optiques en silice dopées ytterbium. Ce travail est complémentaire de celui soumis par Duchez *et al.*, dans cette conférence, qui présente une caractérisation expérimentale des effets simultanés de la pompe (photo-noircissement) et des radiations ionisantes externes (radio-noircissement). Le modèle rend parfaitement compte d'une large gamme de propriétés expérimentales incluant celles du photo-noircissement et les observations originales de Duchez *et al.*

MOTS-CLEFS : *Fibres ytterbium; photo-noircissement; radio-noircissement; modèle.*

1. INTRODUCTION

Les fibres en silice dopées ytterbium (FDY) utilisées en environnement radiatif (comme dans l'espace) seront soumises à l'effet simultané de la pompe et des radiations ionisantes externes. Bien qu'essentielle, cette superposition n'a jamais été caractérisée avant l'étude détaillée de Duchez *et al.* (cette conférence). Nous présentons ici un modèle physique complémentaire fondé sur des mécanismes minimaux mais suffisants pour reproduire l'ensemble des observations rapportées dans la littérature pour le photo-noircissement (PN) et dans la soumission de Duchez *et al.* pour le photo-radio-noircissement (PRN, pompe et radiations ionisantes agissant simultanément).

2. MODELE

Les mécanismes de PN et RN demeurant controversés, le modèle s'appuie essentiellement sur nos caractérisations. Dans [1], nous avons conclu que le RN des FDY était lié à la réduction d'ions Yb^{3+} en ions Yb^{2+} accompagnés de trous piégés. Nous avons mis en évidence que les centres à trous piégés produits lors du PN étaient identiques à ceux impliqués dans le RN. Nous avons enfin montré que le blanchiment thermique des PN et RN était dû au dépiégeage des trous et à leur recombinaison avec les ions Yb^{2+} . Ces propositions sont à rapprocher de celles de Engholm *et al.* [2-4], pour qui la conversion d'ions Yb^{3+} en Yb^{2+} et trous piégés résulte de l'absorption d'un photon d'énergie >5 eV dans la bande de transfert de charge des ions Yb^{3+} (photon virtuel résultant de la désexcitation coopérative de plusieurs ions Yb^{3+}). Le PN peut être blanchi par des photons de 355 [5], 543 [6], 915 [7] et même 980 nm [7]. Si ce photo-blanchiment (PB) résulte de la photo-ionisation des trous piégés, la transition doit donc avoir lieu entre un état localisé et la bande de valence (BV).

Le modèle de la figure 1 est établi sur la base de ces « ingrédients ». L'irradiation ionisante, responsable du RN, crée des paires électrons-trous avec un taux de génération g_0 représentatif du *débit de dose*. Les électrons de la bande de conduction (BC) sont piégés par des ions Yb^{3+} (densité initiale N) pour former des ions Yb^{2+} (densité n). Les trous de la BV se piègent sur des précurseurs (densité H) pour former des centres à trous piégés considérés comme des centres colorés (densité h). La transition σ_{PD} rend compte du transfert direct des trous des ions Yb^{3+} vers les niveaux précurseurs (transfert de charge, mécanisme de PN). Ces niveaux sont les mêmes que pour le RN (hypothèse cruciale du modèle). La transition σ_{PB} introduit la photo-ionisation des trous piégés vers la BV. Elle permet le PB du PN *et du RN*, les trous libérés pouvant se recombinaison avec les ions Yb^{2+} . Ces derniers (densité n), tout comme les centres colorés (densité h) peuvent contribuer aux pertes optiques induites dans leurs bandes d'absorption respectives. En fait, les populations transitoires dans les bandes sont toujours très petites de sorte que n et h sont presque identiques. Le coefficient d'atténuation induite, i.e. l'observable expérimentale à reproduire, est ainsi directement proportionnel à ces densités.

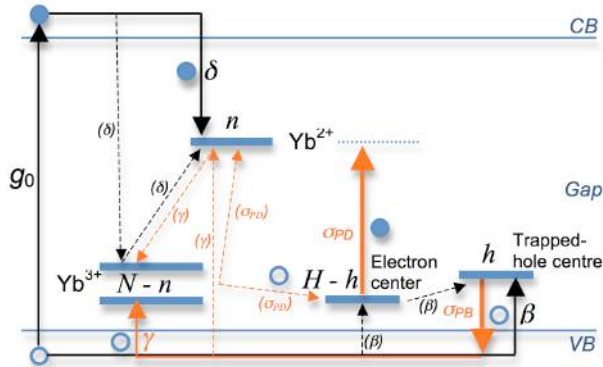


Fig. 1. Diagramme énergétique du modèle proposé. Flèches pointillées = transitions détaillées par étapes, flèches épaisses = transitions effectives. Disques pleins = électrons, cercles ouverts = trous.

Les transitions de la figure 1 ont été traduites par un jeu d'équations différentielles non linéaires couplées (non détaillées dans ce résumé), adimensionnées et résolues numériquement. A partir d'un matériau « vierge » de toute excitation électronique, on peut alors simuler les évolutions du PN (en posant $g_0 = 0$), du RN (absence de pompe, cas $\sigma_{PD} = \sigma_{PB} = 0$) ou de leur superposition (PRN). L'évolution du RN est déterminée par 3 rapports de coefficients (sans dimension) : $r = N/H$, $\alpha = \beta/\gamma$, et $\theta = \delta/\gamma$. Les PN et PRN sont de surcroît contrôlés par 2 autres rapports sans dimension liés au PN et au PB : $\eta_{PD} = \sigma_{PD} x_{inv}^4 N^3 / (\beta \tau^3)$ et $\eta_{PB} = \sigma_{PB} x_{inv}^2 N N_V / (\beta \tau^2)$, où x_{inv} est le taux d'inversion des ions Yb^{3+} , τ leur durée de vie non radiative, et N_V la densité équivalente d'états dans la BV.

3. RESULTATS

Le PB induit par la pompe s'oppose au développement du PN et du PRN de sorte que ces dégradations tendent toujours vers un état d'équilibre aux temps longs. L'existence de tels états stationnaires est conforme aux mesures pour le PN [7] et le PRN (soumission de Duchez *et al.*). Pour le PN, le modèle est aussi capable de rendre compte de dépendances établies expérimentalement, à savoir (i) la proportionnalité du niveau d'équilibre du PN (NEPN) avec le taux d'inversion x_{inv}^{-3} des ions Yb^{3+} [7]; (ii) la variation en x_{inv}^{-3} de la constante de temps caractérisant la durée du PN transitoire [7]. Aucun exposant 3 n'ayant été introduit dans les équations, cette dépendance cubique par rapport à l'inversion apparaît comme une conséquence « naturelle » du modèle. S'agissant du PRN, nous avons reproduit par simulation les protocoles expérimentaux suivis par Duchez *et al.* (cette conférence). Les figures 2 à 4 en présentent les résultats (comparer aux figures 2 à 4 dans Duchez *et al.*).

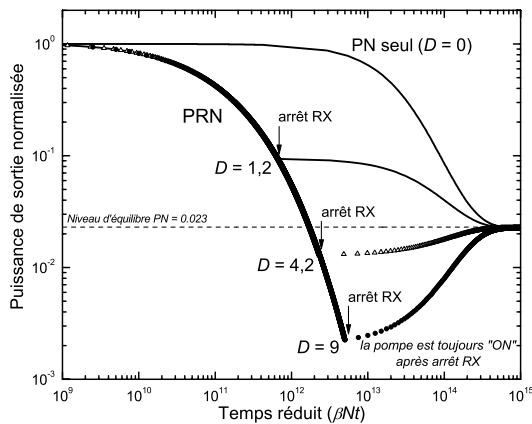


Fig. 2. Déclins de transmission simulés à diverses doses réduites D et rôle de la pompe après arrêt des rayons X ($D =$ nombre paires créées par irradi. / N).

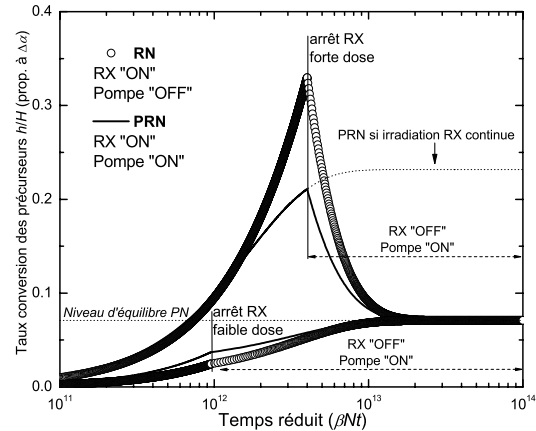


Fig. 3. Taux de conversion des précurseurs h/H (proportionnel à l'atténuation induite) et rôle de la pompe pendant l'irradiation X.

La figure 2 montre le déclin de la transmission normalisée, à diverses doses ionisantes, suivi du PN ou du PB sous la seule action de la pompe. Ces comportements simulés, exactement similaires à la mesure, montrent toute l'importance du NEPN : l'effet prédominant de la pompe (PN ou PB) à l'issue de l'irradiation dépend de la dose ionisante et du niveau de dégradation qu'elle a induite relativement au NEPN. La figure 3 montre qu'il en est également ainsi pendant l'irradiation. Elle compare l'effet de 2 doses conduisant à des niveaux de dégradation différents par rapport au NEPN, chaque dose étant délivrée avec et sans pompe (conditions PRN et RN respectivement). Les comportements simulés s'accordent parfaitement à l'expérience. Au terme de l'irradiation ionisante à faible dose (dégradation sous le NEPN), le niveau de PRN atteint est plus élevé que celui de RN : la pompe a contribué à augmenter la dégradation. Au terme de l'application de la forte dose (dégradation supérieure au NEPN), le niveau de PRN atteint est au contraire bien plus faible que celui de RN : la pompe a limité la dégradation de la fibre. Dès que le NEPN est dépassé, la pompe a donc un effet protecteur.

Si l'irradiation est poursuivie au dessus du NEPN, le niveau d'équilibre du PRN (ou NEPRN) est atteint (voir figure 3). Ce NEPRN dépend de la puissance de pompe (inversion des ions ytterbium) et du débit de dose. L'effet d'une diminution du débit de dose est illustré par la figure 4 qui reproduit exactement le protocole d'irradiation fractionnée de la figure 4 de Duchez *et al.* Là encore, la simulation reproduit les mesures et montre que le NEPRN diminue avec le débit de dose moyen.

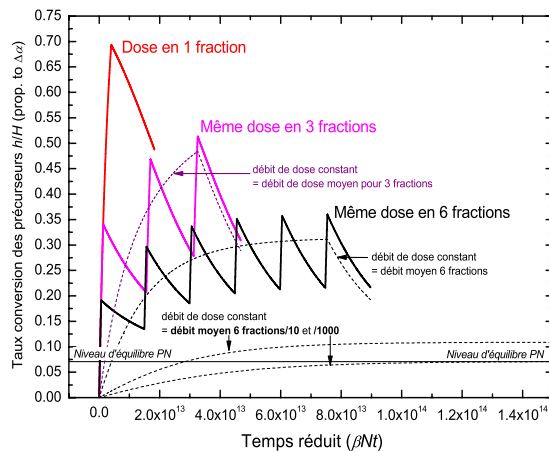


Fig. 4. PRN en fonction du temps réduit pour une même dose absorbée à débits décroissants : 1, 3 et 6 fractions et quelques débits constants.

Cette validation légitime l'utilisation du modèle pour prédire le comportement aux très faibles débits, comme les débits spatiaux, alors que ceux-ci ne sont pas accessibles aux travers d'expériences de durée raisonnable. Le calcul montre que le NEPRN finit par se confondre au NEPRN à très faible débit. Ce comportement est logique : le RN se développe très lentement à bas débit et la pompe a le temps de le blanchir de manière « adiabatique » à mesure qu'il passe au dessus du NEPN. Ainsi nous démontrons qu'en conditions de très bas débit, comme dans l'espace, les FDY ne pourront pas être plus dégradées que leur niveau d'équilibre du PN. Toute fibre photo-résistante sur terre résistera donc à une mission spatiale, quelle que soit la dose de radiation cumulée sur cette mission.

4. CONCLUSION

Le modèle proposé est suffisant pour rendre compte qualitativement des phénomènes de PN et PRN. Il peut être raffiné (distribution de pièges par exemple) pour rapprocher les cinétiques calculées des cinétiques mesurées. Le très bon accord entre ses prédictions et une large gamme de résultats expérimentaux démontre la pertinence des ingrédients physiques. Un cadre physique simple et solidement validé est ainsi établi pour interpréter et prévoir la tenue des FDY dans les conditions de service, ainsi que pour expliquer le fonctionnement des recettes de durcissement empiriques déjà connues (co-dopage phosphore pour le PN, ou cérium pour le PN et le RN).

RÉFÉRENCES

- [1] F. Mady, M. Benabdesselam and W. Blanc, *Opt. Lett.*, vol. 35, p. 3541-3543, 2010.
- [2] M. Engholm, L. Norin and D. Aberg, *Opt. Lett.*, vol. 32, p. 3352-3354, 2007.
- [3] M. Engholm and L. Norin, *Opt. Express*, vol. 16, p. 1260-1268, 2008.
- [4] S. Rydberg and M. Engholm, *Opt. Express*, vol. 21, 6681-6688, 2013.
- [5] I. Manek-Höninger *et al.*, *Opt. Express*, vol. 15, p. 1606-1611, 2007.
- [6] A.D. Guzman-Chávez *et al.*, *Laser Phys. Lett.*, vol. 4, p. 734-739, 2007.
- [7] S. Jetschke, S. Unger, U. Röpke, and J. Kirchhof, *Opt. Express*, vol. 15, p. 14838-14843, 2007.
- [8] M. Leich *et al.*, *Opt. Express*, vol. 17, p. 12588-12593, 2009.
- [9] M. J. Söderlund *et al.*, *Opt. Lett.*, vol. 34, p. 2637-2639, 2009.

FIBRES MICROSTRUCTUREES SULFURES ET SUPERCONTINUUM INFRAROUGE : POTENTIALITES ET INCONVENIENTS

O. Mouawad, F. Amrani, B. Kibler, J. Picot-Clément, C. Strutynski, J. Fatome, F. Désévéday, G. Gadret, J-C Jules, O. Heintz, E. Lesniewska, and F. Smektala

Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB),
UMR 6303 CNRS - Université de Bourgogne, 9 Av. Alain Savary, BP 47870, 21078 Dijon, France

frederic.smektala@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Le vieillissement à l'atmosphère de fibres optiques microstructurées (FOM) en verre de sulfure As_2S_3 est étudié, ainsi que son impact sur la génération de supercontinuum (SC) infrarouge. La qualité optique des fibres décroît avec leur exposition à l'atmosphère ambiante, du fait d'une absorption parasite croissante liée à des groupements OH et de la dégradation de la surface du guide d'onde. La prise en compte de ce vieillissement permet d'obtenir un bon accord entre les spectres de SC expérimentaux et leur simulation numérique basée sur l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée.

MOTS-CLEFS : *Fibres optiques microstructurées ; chalcogénures ; supercontinuum ; spectroscopie IR.*

1. INTRODUCTION

L'un des moyens d'obtention d'une source supercontinuum est de pomper une fibre optique très non linéaire avec une source de puissance suffisante, en régime de dispersion anormale, à proximité de la longueur d'onde de zéro dispersion du guide d'onde [1]. Des sources fibrées large bande dans le moyen infrarouge, opérant donc dans la région de signature spectrale de nombreuses molécules chimiques ou biologiques, peuvent trouver de nombreuses applications dans le domaine de la détection, du diagnostic médical, du contrôle environnemental...[2-6]. Les fibres microstructurées chalcogénures constituent un type de guide d'onde possible dans cette perspective, du fait de leur grande transparence infrarouge associée à une importante non linéarité et grâce aux importants progrès réalisés ces dernières années dans la maîtrise de leur fabrication [7-9]. Cependant, lors de travaux précédents, nous avons constaté un écart significatif entre les performances expérimentales de génération de supercontinuum dans ces fibres (de 1 à 3.2 μm) et les simulations numériques correspondantes indiquant un élargissement théorique jusqu'à plus de 5 μm [8]. Un meilleur accord pouvait alors être obtenu en surévaluant l'atténuation expérimentale de la fibre, en particulier autour des bandes d'absorption associées aux groupements chimiques OH et SH présent dans la fibre. Ceci nous a conduit à considérer une évolution temporelle possible de l'atténuation de ces fibres, que l'on peut qualifier de vieillissement, inhérente aux verres [10-11]. Dans le but d'éclaircir ce phénomène nous avons entrepris une étude approfondie du comportement temporel des FOM en verre de sulfure As_2S_3 , par spectroscopie IR à Transformée de Fourier (FTIR), par Microscopie à Force Atomique (AFM) et par Spectroscopie de Photo-électron X (XPS).

2. SIMULATIONS NUMERIQUES DE GENERATIONS DE SUPERCONTINUUM

Nous avons dans un premier temps simulé la génération de supercontinuum dans des fibres microstructurées en verre As_2S_3 , en considérant différents niveaux de pertes optiques associées à des absorptions de groupements OH (centrées sur 2.9 μm) et SH (centrées sur 4.0 μm) de sorte à obtenir au final un accord satisfaisant avec un spectre expérimental de génération de SC obtenu lors de

travaux précédents [8]. Les résultats sont présentés figure 1. Il est nécessaire d'augmenter les pertes jusqu'à 25 dB/cm pour l'absorption OH et 75 dB/cm pour l'absorption SH, ce qui correspond à des concentrations de l'ordre de 200 et 2500 ppm respectivement, très supérieures à celles mesurées dans la fibre initiale, où seulement quelques ppm de ces groupements chimiques sont présents, ce qui indique un possible vieillissement.

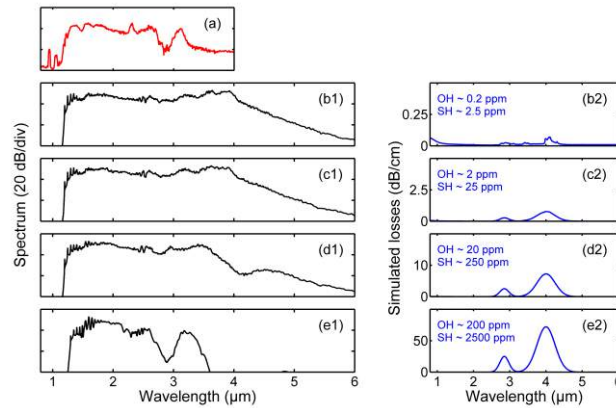


Fig. 1: (a) Spectre expérimental de génération de SC dans 45-mm-long d'une MOF As_2S_3 , (b1-e1) Simulations numériques prenant en compte différents niveaux de pertes optiques associés à des concentrations croissantes de groupements OH et SH.

3. VIEILLISSEMENT DES FOM As_2S_3 .

Des analyses FTIR, AFM (Fig.2) et XPS (Fig.) ont été conduites sur fibres et sur verre massif afin de confirmer ce phénomène de vieillissement. Les transmissions FTIR obtenues correspondent à la transmission exclusive du cœur de la FOM.

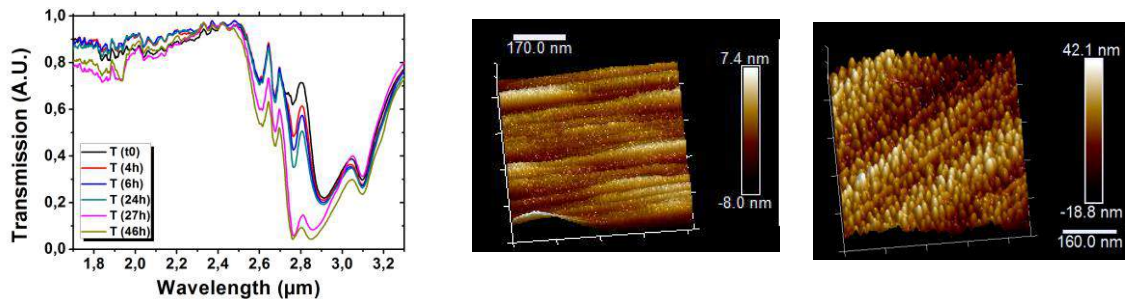


Fig. 2: (a) : Spectres de transmission d'une FOM As_2S_3 exposée à l'air ambiant enregistrés en fonction du temps; (b) Images AFM de la surface d'un échantillon de verre As_2S_3 fraîchement synthétisé (b), exposé à l'air ambiant pendant 7 jours (c).

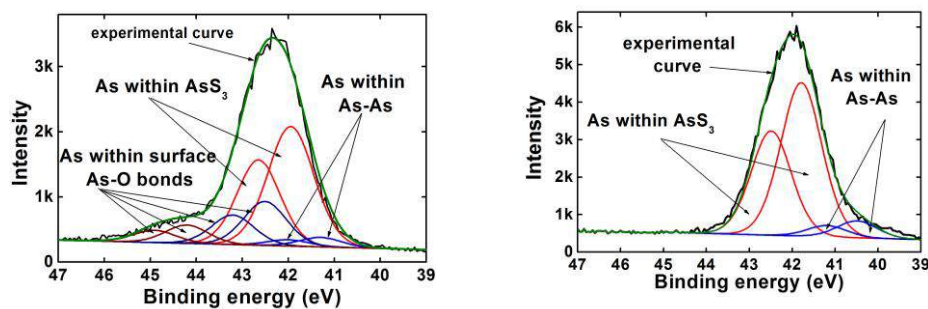


Fig. 4: Spectres XPS d'échantillons de verre As_2S_3 : (a) fraîchement synthétisé; (b) : exposé à l'air ambiant pendant 7 jours.

Ces différentes analyses et leurs interprétations seront présentées plus en détails sur place. Elles démontrent une interaction entre le verre et l'atmosphère et permettent de proposer un mécanisme de vieillissement des FOM. L'eau atmosphérique, diffusant dans les trous de la FOM, est dans un premier temps adsorbée à la surface du cœur, et conduit rapidement à l'apparition de groupements OH et SH absorbants dans la fibre. La réaction chimique se poursuit conduisant à des liaisons chimiques As-O évoluant vers la formation du composé As_2O_3 et provoquant une augmentation de la rugosité de surface. Ces phénomènes résultent en une dégradation des propriétés optiques de la FOM et altèrent le développement de supercontinuum dans l'infrarouge.

4. CONCLUSION

Le vieillissement de FOM As_2S_3 à l'air ambiant est démontré à l'aide de différentes analyses expérimentales. Un mécanisme est proposé. L'utilisation pratique de ces fibres impose un stockage et une manipulation spécifique afin de prévenir la dégradation de leurs propriétés optiques.

5. REMERCIEMENTS

Remerciements au Conseil Régional de Bourgogne, à la DGA au Labex ACTION (contrat ANR-11-LABX-0001-01) pour leur soutien.

RÉFÉRENCES

- [1] J. M. Dudley, and J. R. Taylor, *Supercontinuum generation in optical fibers* (Cambridge University Press, 2010).
- [2] J. S. Sanghera, L. B. Shaw, and I. D. Aggarwal, "Applications of chalcogenide glass optical fibers," *Comptes Rendus de Chimie* **5**, 873-883 (2002).
- [3] T. M. Monro, S. Warren-Smith, E. P. Schartner, A. François, S. Heng, H. Ebendorff-Heidepriem, and S. Afshar V, "Sensing with suspended-core optical fibers," *Optical Fiber Technology* **16**, 343-356 (2010).
- [4] V. Ta'eed, N. J. Baker, L. Fu, K. Finsterbusch, M. R. E. Lamont, D. J. Moss, H. C. Nguyen, B. J. Eggleton, D.-Y. Choi, S. Madden, and B. Luther-Davies, "Ultrafast all-optical chalcogenide glass photonic circuits," *Optics Express* **15**, 9205-9221 (2007).
- [5] J. S. Sanghera, L. Brandon Shaw, and I. D. Aggarwal, "Chalcogenide Glass-Fiber-Based Mid-IR Sources and Applications," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **15**, 114-119 (2009).
- [6] L. Brilland, F. Charpentier, J. Troles, B. Bureau, C. Boussard-Plédel, J. L. Adam, D. Méchin, and D. Trégoat, "Microstructured chalcogenide fibers for biological and chemical detection: case study: a CO₂ sensor," (2009), pp. 750358-750358-750354.
- [7] S. D. Le, D. M. Nguyen, M. Thual, L. Bramerie, M. Costa e Silva, K. Lenglé, M. Gay, T. Chartier, L. Brilland, D. Méchin, P. Toupin, and J. Troles, "Efficient four-wave mixing in an ultra-highly nonlinear suspended-core chalcogenide $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}$ fiber," *Optics Express* **19**, B653-B660 (2011).
- [8] I. I. Savellii, O. Mouawad, J. Fatome, B. Kibler, F. Désévéday, G. Gadret, J. C. Jules, P. Y. Bony, H. Kawashima, W. Gao, T. Kohoutek, T. Suzuki, Y. Ohishi, and F. Smektala, "Mid-infrared 2000-nm bandwidth supercontinuum generation in suspended-core microstructured Sulfide and Tellurite optical fibers," *Optics Express* **20**, 27083-27093 (2012).
- [9] O. Mouawad, J. Picot-Clément, F. Amrani, C. Strutynski, J. Fatome, B. Kibler, F. Désévéday, G. Gadret, J. C. Jules, D. Deng, Y. Ohishi, and F. Smektala, "Multioctave midinfrared supercontinuum generation in suspended-core chalcogenide fibers," *Optics Letters* **39**, 2684-2687 (2014).
- [10] I. Gris S'anchez, "Fabrication and Applications of low OH Photonic Crystal Fibers", PhD Thesis, University of Bath, UK, (2012).
- [11] P. Toupin, L. Brilland, D. Mechine, J. Adam, and J. Troles, "Optical Aging of Chalcogenide Microstructured Optical Fibers," *Journal of Lightwave Technology* **32**, (13) 2428-32 (2014).

AMÉLIORATION DES PROPRIÉTÉS SPECTROSCOPIQUES DES IONS Tm^{3+} DANS UNE FIBRE OPTIQUE EN SILICE PAR DOPAGE AVEC DES NANOPARTICULES

M. Vermillac¹, J.F. Lupi¹, M. Ude¹, S. Trzesien¹, B. Dussardier¹, W. Blanc^{1,*}, O. Tottereau², P. Vennegues², C. Kucera³, J. Furtick³, J. Ballato³

¹ Université Nice Sophia Antipolis, CNRS, LPMC UMR 7336, Parc Valrose, 06100 Nice, France

² CNRS-CRHEA, rue Bernard Grégory, 06560 Valbonne, France

³ Department of Materials Science and Engineering, and the Center for Optical Materials Science and Engineering Technologies (COMSET), Clemson University, Clemson, SC, USA

wilfried.blanc@unice.fr

RÉSUMÉ

Les transitions des ions Tm^{3+} ont un fort potentiel applicatif dans le domaine des fibres optiques amplificatrices. Afin d'améliorer leurs efficacités d'émission dans des fibres à base de silice, la voie explorée repose sur l'encapsulation des ions Tm^{3+} dans des nanoparticules. Dans cette communication, nous étudions un procédé de fabrication reposant sur le dopage avec des nanoparticules de $\text{LaF}_3:\text{Tm}^{3+}$. Les traitements thermiques imposés par le procédé MCVD conduisent à l'évaporation du fluor et à la formation de nouvelles nanoparticules. Une durée de vie allongée du niveau $^3\text{H}_4$ de Tm^{3+} (61 μs) et une faible perte par diffusion de lumière (0,03 dB.m⁻¹ à 1300 nm) montrent la potentialité de cette voie de synthèse pour préparer des lasers ou amplificateurs à fibre à base de silice plus efficaces.

MOTS-CLEFS : *Thulium; nanoparticules; LaF_3 ; $\text{La}_2\text{Si}_2\text{O}_7$.*

1. INTRODUCTION

L'ion thulium trivalent (Tm^{3+}) est un ion luminescent qui présente un fort potentiel applicatif. Par exemple, les émissions à 810 nm et 1,47 μm , issues du niveau $^3\text{H}_4$, sont d'intérêt pour la réalisation de fibres amplificatrices dans le domaine médical ou pour les télécommunications. Cependant, l'efficacité d'émission de ces transitions est faible dans la silice à cause de l'énergie élevée des phonons induisant une forte probabilité de désexcitations non-radiatives. Une solution consiste alors à préserver la matrice vitreuse de silice et améliorer l'environnement des ions luminescents en les encapsulant dans des nanoparticules d'un matériau aux propriétés plus favorables pour les propriétés de luminescence [1]. Dans cette communication, nous étudions les effets bénéfiques apportés par le dopage avec des nanoparticules de $\text{LaF}_3:\text{Tm}^{3+}$.

2. PRÉPARATION ET CARACTÉRISATIONS DES FIBRES OPTIQUES

Les nanoparticules de $\text{LaF}_3:1\%\text{Tm}^{3+}$ ont été synthétisées par précipitation en phase liquide [2]. Leur taille caractéristique est de 10 nm et des agrégats de 400 nm ont été mesurés lorsqu'elles sont mises en solution dans l'éthanol. La préforme a été préparée à partir du procédé Modified Chemical Vapor Deposition (MCVD). Les nanoparticules ont été incorporées dans la couche poreuse (germano-silicate) de la préforme par un dopage en solution non standard, dit « évaporatif » [3]. La préforme a été étirée en fibre optique suivant la procédure standard. La composition de la préforme a été mesurée par Energy Dispersive X-Ray Analyses (EDX) et X-Ray Photoelectron Spectroscopy (XPS). Le cœur contient 1,5 % de Ge et 1 % de La. La concentration en fluor est discutée dans la suite de l'article. La concentration en ions Tm^{3+} a été estimée à 20 ppm à partir de mesures d'absorption.

Les cœurs des préformes et des fibres optiques ont été caractérisés par Microscopie Électronique à Balayage (MEB). Les analyses de la section transverse de la préforme révèlent la présence de nanoparticules. Celles-ci ont une taille caractéristique de l'ordre de 40 nm, faiblement polydisperses. Les analyses MEB d'une section transverse de fibre optique (cf Figure 1) mettent en évidence des nanoparticules d'une taille caractéristique de l'ordre de 10 nm, faiblement polydisperses aussi.

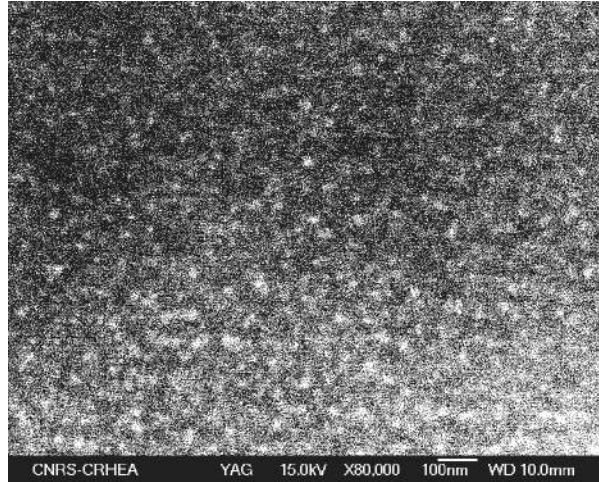


Fig. 1 : Image MEB du cœur de la fibre optique préparée à partir de nanoparticules de $\text{LaF}_3:1\%\text{Tm}^{3+}$.

La présence de nanoparticules dans le cœur de la fibre peut induire des problèmes de diffusion de lumière. Les pertes mesurées dans cette fibre sont inférieures à $0,03 \text{ dB.m}^{-1}$ à 1300 nm. Cette valeur est très encourageante puisqu'elle est en dessous de la valeur seuil déterminée à $0,1 \text{ dB.m}^{-1}$ pour la réalisation de fibres amplificatrices.

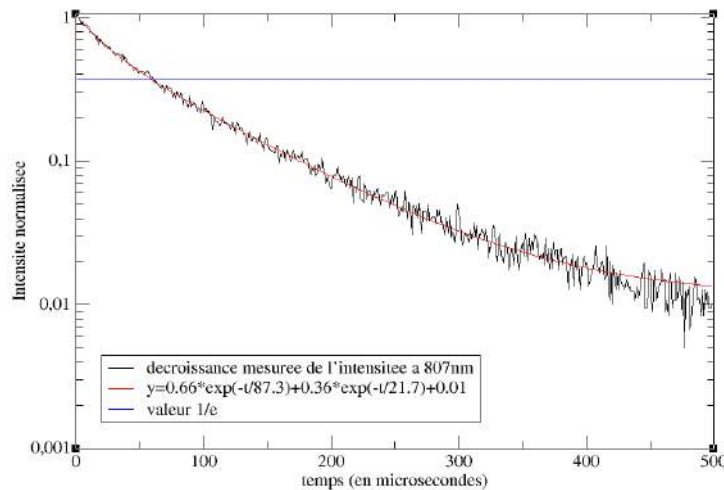


Fig. 2 : Mesure de la décroissance de la fluorescence à 807 nm dans la fibre. Le déclin est ajusté avec deux exponentielles. Le trait horizontal correspond à la valeur en 1/e.

Le déclin de la fluorescence à 807 nm a été enregistré dans la fibre optique élaborée à partir des nanoparticules de $\text{LaF}_3:\text{Tm}^{3+}$ (figure 2). La longueur d'onde d'excitation est de 784 nm. La constante de temps, déterminée à partir de la valeur en 1/e du déclin de fluorescence, est estimée à 61 μs . Cette valeur représente une amélioration notable par rapport aux précédents résultats nécessitant une forte concentration en aluminium [4].

3. DISCUSSION

La durée de vie mesurée dans la fibre est très inférieure à celle attendue dans LaF_3 (2 ms) [5] ce qui indique une modification de la composition des nanoparticules au cours du procédé de fabrication. Une étude a porté sur une telle transformation dans le cas de nanocristaux de $\text{LaF}_3\text{:Tm}^{3+}$ (9 nm de diamètre) recouverts d'une couche de silice [6]. A l'issue d'un traitement thermique à 900 °C pendant 10 heures, les auteurs ont observé l'évaporation du fluor et la formation d'un pyrosilicate de lanthane, $\text{La}_2\text{Si}_2\text{O}_7$. De plus, la durée de vie (en 1/e) du niveau $^3\text{H}_4$ a été estimée à 54 μs . Grâce à des analyses par XPS de la préforme, nous avons observé que la quantité de fluor est inférieure au seuil de détection (0,1 at%). Si la stœchiométrie avec le lanthane avait été maintenue (pas d'évaporation du fluor), une concentration de 3 at % aurait été mesurée. La formation de la phase $\text{La}_2\text{Si}_2\text{O}_7$ pourrait donc être possible au cours de la fabrication de la fibre. La décroissance de la fluorescence n'est pas exponentielle (figure 2). La courbe a été ajustée avec deux constantes de temps indiquant deux environnements des ions Tm^{3+} . La durée de vie courte, 22 μs , pourrait être associée aux ions Tm^{3+} dispersés dans la matrice de silice ou à l'interface particule-matrice. La durée de vie longue, 87 μs , serait associée aux ions Tm^{3+} présents dans les nanoparticules.

Afin d'analyser les effets du dopage par les nanoparticules, une fibre optique a été élaborée en incorporant le lanthane et le thulium par le dopage standard en solution. Les concentrations moyennes sont similaires à celles de la fibre élaborée avec les nanoparticules de $\text{LaF}_3\text{:1\%Tm}^{3+}$. Toutefois, les résultats diffèrent. L'analyse MEB met en évidence l'absence de nanoparticules dans le cœur de la fibre optique. De plus, la durée de vie en 1/e du niveau $^3\text{H}_4$ est de 30 μs contre 61 μs pour la fibre préparée à partir des nanoparticules de $\text{LaF}_3\text{:Tm}^{3+}$. Les durées de vies courtes et longues des deux environnements de cette fibre sans nanoparticules sont de 18,7 et 54,3 μs . Cette comparaison montre que les environnements favorables (à plus longue durée de vie) sont obtenus dans le cas du dopage avec des nanoparticules.

CONCLUSION

Afin d'améliorer l'efficacité d'émission des ions Tm^{3+} dans une fibre à base de silice, nous avons exploré un procédé de fabrication à base de dopage par des nanoparticules de $\text{LaF}_3\text{:Tm}^{3+}$. Nous avons observé que les nanoparticules évoluent au cours du procédé. Nous avons mis en évidence l'évaporation du fluor et la probable formation de la phase $\text{La}_2\text{Si}_2\text{O}_7$. Compte tenu des faibles pertes induites par diffusion de lumière, le dopage par des nanoparticules s'avère particulièrement intéressant car il permet d'augmenter significativement la durée de vie des ions Tm^{3+} en vue de la réalisation de lasers ou amplificateurs à fibre efficaces.

RÉFÉRENCES

- [1] W. Blanc, B. Dussardier, E. Burov, A. Pastouret, « Formation et applications des nanoparticules dans les fibres optiques à base de silice », in „Du verre au cristal“, EDP Sciences, 2013.
- [2] V. Sudarsan, F.C. J.M. Van Veggel, R.A. Herring et M. Raudsepp, „Surface Eu^{3+} are different than „bulk“ Eu^{3+} ions in crystalline doped LaF_3 nanoparticles“, J. Mater. Chem. vol. 15, n° 13, p. 1332, 2005.
- [3] O. Sysala, I. Kasik, I. Spejtkova, „Preparation of preforms and optical fibres containing aluminium by the solution-doping method“, Ceramics vol. 35, n° 4, p. 363, 1991.
- [4] B. Faure, W. Blanc, B. Dussardier, and G. Monnom, “Improvement of the $\text{Tm}^{3+} : ^3\text{H}_4$ level lifetime in silica optical fibers by lowering the local phonon energy,”Journal of Non-Crystalline Solids, vol. 353, no. 29, p. 2767, 2007.
- [5] R. M. Macfarlane, „Photon-echo measurements on the trivalent thulium ion“, Opt. Lett., vol. 18, n° 22, p. 1958, 1993.
- [6] P. R. Diamente, M. Raudsepp et F. C. J. M. Van Veggel, „Dispersible Tm^{3+} -doped nanoparticles that exhibit strong 1,47 μm photoluminescence“, Adv. Funct. Mater. 17, 363 (2007)

Dispositifs optiques à polaritons : Interféromètre de Mach-Zehnder et diode résonante à effet tunnel

H. S. Nguyen^{1,2}, C. Sturm¹, D. Tanese¹, F. Marsault¹, D. Vishnevsky³, D. Solnyshkov³,
E. Galopin¹, A. Lemaître¹, I. Sagnes¹, A. Amo¹, G. Malpuech³, and J. Bloch^{1*}

¹Laboratoire de Photonique et de Nanostructures,
LPN/CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

²Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL) UMR 5270,
Ecole Centrale de Lyon, 69130 Ecully, France and

³Institut Pascal, PHOTON-N2, Clermont Université, Université Blaise Pascal,
CNRS, 24 avenue des Landais, 63177 Aubière Cedex, France

(Dated: 12 septembre 2014)

Nous présentons la démonstration de principe de deux dispositifs tout-optiques à polaritons : un interféromètre Mach-Zehnder (IMZ) et une diode tunnel résonante (DTR), réalisées par lithographie électronique à partir d'une microcavité planaire de grand facteur de qualité. Une modulation de la transmission d'un flux de polaritons à travers chaque dispositif est obtenue grâce à un contrôle tout optique. Le mécanisme physique pour obtenir cette modulation est le contrôle de la phase des polaritons dans le premier dispositif et l'effet tunnel résonnant dans le deuxième. En particulier, la nature non-linéaire de la diode tunnel résonante révèle la perspective de fonctionnement dans le régime quantique, permettant d'obtenir une source de courant de polaritons uniques, déjà tout-intégrée et pouvant être mis en série avec d'autres dispositifs à polaritons.

Les polaritons de cavité - quasiparticules issues du couplage fort lumière-matière entre les photons de microcavité et les excitons de puits quantiques [1]- sont une plateforme émergente pour réaliser des dispositifs tout-optiques. En effet, en tant que porteur d'information, ces quasi-particules se propagent de façon balistique comme la lumière grâce à la composante photonique [2], tout en présentant une non-linéarité géante provenant de leur composante excitonique [3]. Cette non-linéarité a été utilisée récemment pour implémenter un transistor à polaritons [4], une mémoire optique[5] ou encore une porte optique[6].

Dans cet article, nous présentons deux exemples de dispositifs optiques à polaritons : un interféromètre Mach-Zehnder (IMZ) [7] et une diode tunnel résonante (DTR) [8]. Ces dispositifs sont réalisés par lithographie électronique et gravure profonde (jusqu'au substrat) d'une microcavité planaire [Fig.1(a) et Fig.2(b)]. Nous utilisons une cavité $\lambda/2$ de $Ga_{0.05}Al_{0.95}As$ insérée entre deux miroirs de Bragg $Ga_{0.05}Al_{0.05}As/Ga_{0.8}Al_{0.2}As$ contenant respectivement 40 et 28 paires pour le miroir du bas et du haut. Le facteur de qualité nominale de la cavité est de l'ordre de 10^5 . Trois groupes de quatre puits quantiques $GaAs$ de 7 nm sont insérés aux nœuds du champ électromagnétique de la cavité. Le dédoublement de Rabi issu du couplage fort est de l'ordre de $15 meV$.

INTERFÉROMÈTRE MACH-ZEHNDER À POLARITONS

Le principe de fonctionnement de l'IMZ est le suivant : un flux monochromatique de polaritons est injecté à l'entrée grâce à une excitation optique résonnante, puis se divise et se propage sur deux chemins optiques différents

correspondant aux deux bras de l'IMZ [fig. 1(a)]. A la sortie, les deux bras se rejoignent et les deux flux de polaritons interfèrent. L'intensité du flux sortant est contrôlée en imposant une différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre.

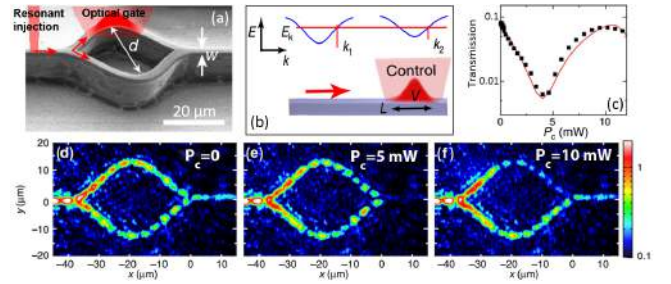


FIGURE 1. (a)Image réalisée par microscopie électronique à balayage de l'IMZ. (b) Schéma de principe du ralentissement d'un flux monochromatique de polaritons. (c) Carrés noirs : Transmission en fonction de la puissance de contrôle. Ligne rouge : Ajustement théorique. (d-f) Emission des polaritons résolue spatialement pour différentes puissances de contrôle.

Afin de modifier la phase relative des polaritons entre les deux bras, nous utilisons un faisceau laser de contrôle, excitant de façon non-résonnante et localement l'un des deux bras [bras gauche sur la Fig.1(a)]. Ce laser injecte localement un réservoir excitonique qui interagit avec les polaritons et induit une barrière de potentiel V [Fig.1(b)]. Le flux de polaritons injecté possède une énergie cinétique E_k plus grande que V . Lorsqu'il traverse la barrière, il est ralenti proportionnellement à la hauteur de la barrière. Ainsi, les polaritons dans ce bras accumulent un retard de phase δ_ϕ par rapport au cas sans barrière optique :

$\delta_\phi \approx \mathcal{L} \left(\frac{2mE_k}{\hbar} - \frac{2m(E_k - \nabla)}{\hbar} \right)$ où m est la masse effective de polaritons et $\mathcal{L}$ est l'épaisseur de la barrière optique. Avec des paramètres réalistes comme $E_k = 1.5 \text{ meV}$, $V = 1 \text{ meV}$ et $m = 4.5 \cdot 10^{-5} m_{\text{electron}}$, un retard de phase de π peut être obtenu avec seulement $\mathcal{L} = 6 \text{ }\mu\text{m}$. Cette forte non-linéarité vient du fait que l'énergie cinétique des polaritons dans cette expérience est comparable avec la hauteur de la barrière potentiel. Les polaritons de faibles vecteurs d'onde se comporte ainsi comme de la "lumière lente" pour laquelle l'impact d'une faible barrière, amplifié par le couplage fort, est maximal. L'effet du laser de contrôle est illustré dans les figures 1(d-f), qui présentent l'image dans l'espace réel de l'émission des polaritons mesurée le long de l'interféromètre pour différentes puissances de contrôle P_c . Pour $P_c = 0$, les flux polaritoniques se propagent dans les deux bras et interfèrent constructivement à la sortie : la transmission est maximale [Fig.1(d)]. Lorsque la puissance du laser de contrôle est augmentée, nous observons une forte modulation de la transmission [Fig.1(c)]. Le minimum de la transmission est obtenu avec $P_c = 5 \text{ mW}$: il correspond à une interférence destructive dans le bras de sortie dû à un déphasage de π entre les deux bras de l'IMZ. Le taux d'extinction mesuré $T_{\text{max}}/T_{\text{min}} \approx 10^2$ est limité par la diffusion du laser. La transmission maximale est retrouvée pour $P_c = 10 \text{ mW}$, ce qui correspond à un déphasage de 2π induit par le laser de contrôle. Notons que les franges d'interférence observées dans les figures 1(d-f) sont dues à l'interférence entre les polaritons incidents et ceux qui sont réfléchis à l'entrée et à la sortie de "l'anneau". Ces réflexions ainsi que le temps de vie fini des polaritons ($\approx 30 \text{ ps}$) limitent la transmission maximale de notre dispositif ($T_{\text{max}} \approx 10\%$).

Mentionnons enfin qu'un scénario d'excitation résonnante légèrement différent permet dans ce même dispositif de moduler non seulement l'intensité transmise dans le bras de sortie mais également la polarisation du flux transmis. Pour les détails de cette effet, les lecteurs sont invités à consulter notre publication dans Nature Communication 5.3278 (2014) [7]

DIODE TUNNEL RÉSONNANTE À POLARITONS

La DTR à polaritons est définie par une microstructure 1D présentée sur la figure 2(a) et (c) : deux constriction (largeur = $1.4 \text{ }\mu\text{m}$, longueur = $1 \text{ }\mu\text{m}$) isolent un îlot (largeur = $5.6 \text{ }\mu\text{m}$, longueur = $2 \text{ }\mu\text{m}$) sur un fil photonique de largeur $3 \text{ }\mu\text{m}$ et de longueur $440 \text{ }\mu\text{m}$. Comme le potentiel de confinement 1D des polaritons est inversement proportionnel à la largeur du fil, cette microstructure définit une double barrière de potentiel et un îlot 0D à polaritons [Fig.2(b)]. Il s'agit donc d'une structure de potentiel standard pour les diodes tunnel résonnantes [9] mais nous manipulons ici des polaritons et non des électrons. Dans

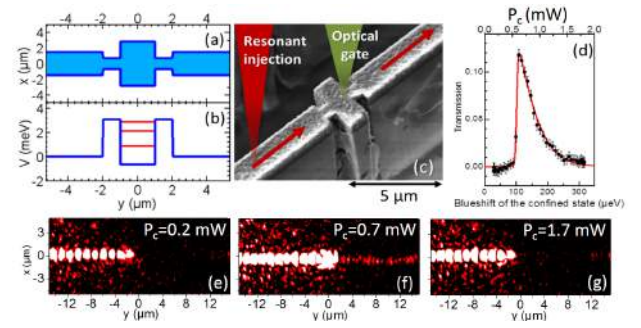


FIGURE 2. (a) Profil latéral de la cavité 1D définissant la DTR. (b) Simulation du potentiel de confinement de la DTR. (c) Image réalisée en microscopie électronique à balayage de la DTR. (d) Transmission tunnel mesurée en fonction de la puissance de contrôle (abscisse du haut) et du décalage spectral de l'état confiné dans l'îlot (abscisse du bas). (e-g) Emission des polaritons résolue spatialement à différentes puissances de contrôle.

le cadre de ce manuscrit, nous décrivons la transmission tunnel résonnante des polaritons au travers du niveau confiné dans l'îlot de plus basse énergie.

Afin de moduler la transmission d'un flux monochromatique de polaritons au travers de l'îlot, nous utilisons également un laser de contrôle non résonnant comme pour l'IMZ présenté ci-dessus. Celui-ci est focalisé sur l'îlot et y injecte localement une population d'excitons. L'interaction entre les polaritons et ces excitons induit un décalage spectral du l'état confiné dans l'îlot qui permet d'accorder finement l'énergie de l'état confiné avec celle du flux polaritonique incident. La figure 2(d) présente la transmission tunnel d'un flux monochromatique de polaritons au travers de la double barrière tunnel pour différentes puissances du laser de contrôle. Initialement, avec $P_c = 0$, l'énergie de l'état confiné est légèrement inférieure à celle des polaritons incidents ($E_{\text{island}} = E_{\text{polaritons}} - 100 \mu\text{eV}$) et la transmission tunnel est nulle. Le laser de contrôle permet de mettre en résonance l'état confiné avec le flux polaritonique pour $P_c = 0.7 \text{ mW}$ et la transmission atteint sa valeur maximale $T_{\text{max}} \approx 10\%$. En augmentant P_c , la transmission diminue et revient à zéro à partir de $P_c = 1.7 \text{ mW}$. Cette effet de transmission tunnel résonnante est illustré sur les figures 2(e-f) où nous présentons l'image dans l'espace réelle de l'émission de polaritons le long du dispositif mesurée pour $P_c = 0.2 \text{ mW}$ [fig.2(e)], 0.7 mW [fig.2(f)] et 1.7 mW [fig.2(g)]. La condition de résonance apparaît clairement pour $P_c = 0.7 \text{ mW}$ où nous observons directement la propagation des polaritons à travers l'îlot pour atteindre la partie gauche de la figure [fig.2(f)]. Comme dans le cas de l'IMZ, nous observons également les franges d'interférence dans la zone amont du dispositif (droite de la figure) qui sont dues à l'interférence entre le flux incident et celui qui est réfléchi sur les barrières tunnel. Le taux

d'extinction mesuré sur la DTR vaut $T_{max}/T_{min} \approx 30$ et est également limité par la diffusion du laser.

Nous souhaitons ici comparer les puissances d'opération des deux dispositifs. Dans le cas de l'IMZ, une période de modulation de la transmission est obtenue dans une fenêtre de puissance de 10 mW. En revanche, la modulation de la transmission de part et d'autre de la résonance est effectuée dans le cas de la DTR, dans une fenêtre de seulement de 1 mW. En effet, afin de ralentir les polaritons dans un bras de l'IMZ, le décalage spectral induit par le laser de contrôle doit être de l'ordre de grandeur de l'énergie cinétique des polaritons ($E_k \approx 1$ meV), tandis qu'il suffit d'un décalage de l'ordre de la largeur de raie de l'état confiné dans l'îlot ($\mathcal{V} \approx 30$ μ eV) pour basculer la transmission tunnel de hors résonance à en résonance et vice-versa.

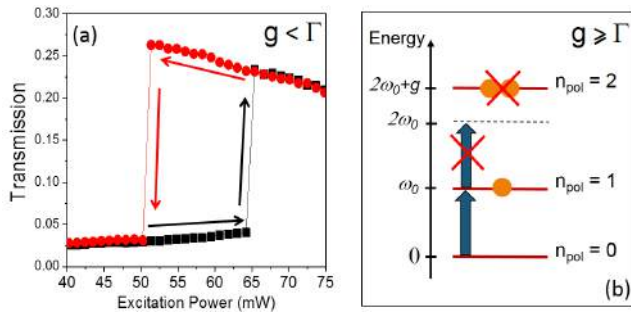


FIGURE 3. (a) Transmission tunnel mesurée dans un cycle de balayage de la puissance d'excitation résonante. (b) Principe du blocage de polaritons.

Le profil très asymétrique de la transmission tunnel présentée sur la figure 2(d) est une évidence directe des interactions polariton-polariton dans l'îlot et du caractère fortement non-linéaire du dispositif. Ce type de profil asymétrique est similaire aux ceux observés dans les résonances des cavités à cristaux photoniques où la non-linéarité est due à l'effet Kerr optique [10]. Une autre évidence du régime non-linéaire est l'observation d'une bistabilité optique de la transmission de la DTR [Fig.3(a)]. Cette expérience est effectuée sans la présence du laser de contrôle ($P_c = 0$) et la transmission tunnel est enregistrée au cours d'un cycle de balayage de la puissance du laser d'excitation résonante.

La nature non-linéaire de la DTR révèle la possibilité d'aller vers le régime quantique où l'effet tunnel résonnant devient sensible à la non-linéarité d'un polariton unique. Cette condition nécessite que la constante d'in-

teraction polariton-polariton g excède la largeur de raie $\mathcal{V}$ de l'îlot. Dans ce régime non-linéaire ultime, l'effet de blocage de polaritons est attendu [11] : l'entrée d'un polariton dans l'îlot par effet tunnel résonnant va décaler suffisamment l'énergie de l'état confiné pour le mettre hors résonance avec les polaritons incidents et ainsi bloquer l'entrée d'un deuxième polariton (Fig.3(b)). Dans ce régime, nous obtenons non seulement une émission de lumière de photons uniques par l'îlot, mais le plus intéressant est la génération d'un courant de polaritons uniques à la transmission. Nous disposerions alors d'une source de polaritons non classique intégrée qui pourrait pomper d'autres dispositifs à polariton comme l'IMZ. Pour la DTR présentée ci-dessus, $g \approx 4$ μ eV et $\mathcal{V} \approx 30$ μ eV et le dispositif ne fonctionne que dans le régime classique. Pour optimiser nos dispositifs en vue de l'obtention du régime quantique, il est nécessaire dans les futurs dispositifs de diminuer la taille de l'îlot pour augmenter g , d'améliorer le facteur de qualité de la cavité et également de réaliser des barrières tunnel plus importantes pour diminuer $\mathcal{V}$. Il semble que le régime quantique devrait pouvoir être atteint avec des paramètres réalistes (ex : un îlot de taille $1.5 \mu m \times 2 \mu m$ et une microcavité de facteur de qualité de $2 \cdot 10^5$).

En conclusion, les deux dispositifs tout-optiques à polaritons décrits dans cet article sont les briques de base pour une nouvelle génération de circuits photoniques intégrés, dans lesquels des fonctionnalités avec des architectures plus complexes pourront être réalisées et mises en cascade. De plus, l'obtention de dispositifs à polaritons opérant dans le régime quantique devrait ouvrir un nouveau champ de recherche avec des retombées potentielles pour le traitement quantique de l'information.

* hai-son.nguyen@ecl-lyon.fr

- [1] C. Weisbuch *et al.*, Phys. Rev. Lett. **64**, 3314 (1992).
- [2] T. Freixanet *et al.*, Phys. Rev. B **61**, 7233 (2000).
- [3] C. Ciuti *et al.*, Phys. Rev. B **63**, 041303(R) (2001).
- [4] D. Ballarini *et al.*, Nat. Comm. **4**, 1778 (2013).
- [5] T. K. Paraíso *et al.*, Nat. Mat **9**, 655-660 (2010).
- [6] C. Antón *et al.*, Phys. Rev. B **88**, 245307 (2013).
- [7] C. Sturm *et al.*, Nat. Commun. **5**, 3278 (2014).
- [8] H. S. Nguyen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 236601 (2013).
- [9] H. Mizuta and T. Tanoue, *The physics and applications of resonant tunneling diodes* (Cambridge University Press, 1995).
- [10] K. Nozaki *et al.*, Nat. Phot. **6**, 248 (2012).
- [11] A. Verger *et al.*, Phys. Rev. B **73**, 193306 (2006).

OSCILLATEUR PARAMETRIQUE OPTIQUE A BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES NON-LINEAIRES PPLT-2D

Mohamed Lazoul^{1,2}, Hocine Chikh-Touami^{1,2}, Azzedine Boudrioua², Lotfy Mokhtar Simohamed¹, Lung-Han Peng³, Alexis Fischer²

¹ *Laboratoire des Systèmes Electroniques et Optroniques, Ecole Militaire Polytechnique, Bordj El Bahri, Alger, Algerie*

² *Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS UMR 7538 ; Institut Galilée, Université Paris 13; 99 avenue JB Clément, Villetaneuse 93430, France*

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

mohamedlazoul@gmail.com

RÉSUMÉ

Les oscillateurs paramétriques optiques constituent la dernière étape vers une source paramétrique performante. Ils émettent un rayonnement cohérent accordable tant que le gain paramétrique compense les pertes d'énergie : lorsque le pompage est suffisamment fort, le seuil d'oscillation est atteint. Dans ce travail, nous nous intéressons à l'étude d'un oscillateur paramétrique optique à base de cristaux photoniques non linéaires de type PPLT 2D. Le but est, premièrement, de montrer la faisabilité d'un OPO avec ce type de cristaux, puis d'étudier ses performances en termes d'efficacité et de longueurs d'onde générées.

MOTS-CLEFS : *cristal photonique non linéaire, oscillation paramétrique optique.*

1. INTRODUCTION

Les cristaux photoniques non linéaires (structures périodiquement polarisées à deux dimensions) sont des composants très intéressants pour la génération paramétrique optique multi-longueur d'onde. Le quasi-accord de phase (QPM) multiple offert par ces architectures permet l'accord de phase de plusieurs processus non linéaires simultanément [1]. Depuis leur première démonstration de laboratoire, les oscillateurs paramétriques optiques (OPO) ont beaucoup évolué et sont devenus de véritables sources de lumière cohérente très performantes. Leur grande efficacité et leur large gamme d'accordabilité, qui n'est limitée que par la gamme de transparence du cristal, en font des sources "tout solide" hautement attractives pour des applications diverses. En particulier dans les gammes de longueurs d'onde non couvertes par les sources lasers traditionnelles. Les OPO sont très prometteurs pour des applications technologiques telles que la spectroscopie à haute résolution [2], le diagnostic des écoulements gazeux [3], la télémétrie à sécurité oculaire, le stockage de l'information [4], les communications "tout optique", ou encore l'amplification d'images [5]. Ils sont particulièrement intéressants dans la région IR de 2 à 20 μm où l'on manque de sources lasers accordables comme les lasers à colorant pour le visible et le laser titane : saphir pour le proche IR. Les OPO peuvent fonctionner dans tous les régimes temporels : continu et impulsif, en fonction du laser de pompe utilisé.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'étude d'un oscillateur paramétrique optique à base de cristaux photoniques non linéaires de type PPLT 2D. Le but est, premièrement, de montrer la faisabilité d'un OPO avec ce type de cristaux, puis d'étudier ses performances en termes d'efficacité et de longueurs d'onde générées.

2. RESULTATS ET ANALYSE

L'échantillon utilisé dans cette expérience est un cristal PPLT-2D avec un réseau carré aux motifs hexagonaux. Ses dimensions sont de $(22 \times 5 \times 0.5) \text{ mm}^3$ avec une période $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \text{ }\mu\text{m}$.

Le montage expérimental réalisé pour ce travail est illustré sur la figure 1. La source laser de pompe est constituée d'un laser microchip Q-switch Nd : YAG à 1064 nm (une largeur spectrale de 0.22 nm , une durée d'impulsion de 0.5 ns et une fréquence de répétition ajustable de 1 à 15 Hz) et d'un cristal doubleur BBO pour générer le second harmonique à 532 nm qui est utilisé comme pompe pour l'OPO. Le cristal PPLT-2D est introduit au centre de la cavité M_1M_2 . Cette dernière est une cavité linéaire simplement résonnante aux longueurs d'onde signal.

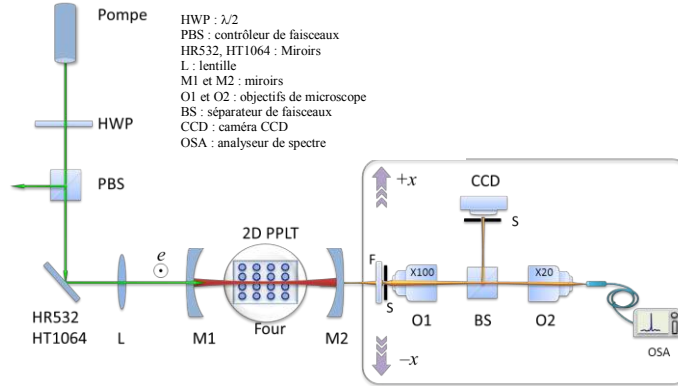


Figure 1 : Montage expérimental de l'OPO PPLT-2D.

Les miroirs de la cavité sont des miroirs plan-concaves transparents à la longueur d'onde de pompe et réfléchissants aux longueurs d'onde signal ($R > 99\%$ de 710 à 890 nm , $T > 95\%$ de 488 à 532 nm). L'OPO est caractérisé par une cavité courte de 72.5 mm de longueur. En effet, ce type de cavité est relativement facile à mettre au point en raison des contraintes expérimentales, notamment l'épaisseur du cristal 0.5 mm et elle permet de bien confiner le faisceau à l'intérieur du cristal sans toutefois aggraver l'ampleur des effets photo-réfractifs.

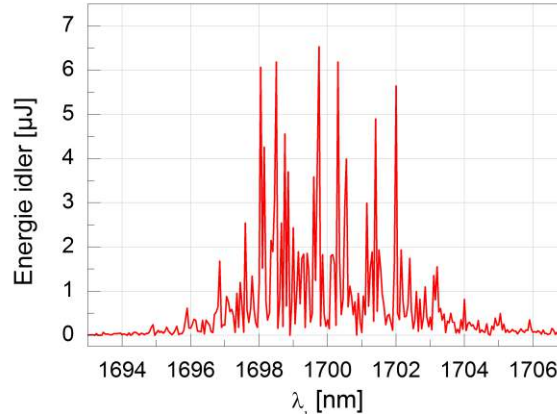


Figure 2 : Spectre *idler* généré pour une puissance pompe au voisinage du seuil d'oscillation.

A titre d'exemple, la figure 2 montre le spectre *idler* généré par l'oscillateur paramétrique optique. Juste au-dessus du seuil d'oscillation ($E_p = 62 \text{ mJ}$), nous observons un spectre contenant plusieurs pics comme illustré sur la figure 2. Cela est dû au caractère multi-longueurs d'onde de la génération paramétrique réalisée par le cristal PPLT-2D grâce à la contribution de plusieurs vecteurs du réseau réciproques dans le QPM. La qualité des miroirs utilisés joue un rôle important sur les longueurs d'onde oscillantes. En effet, un coefficient de réflexion $R > 99\%$ de 710 à 890 nm fait que pratiquement toutes les longueurs d'onde signal générées oscilleront à l'intérieur de la cavité. Dans le but d'étudier l'efficacité de l'oscillation paramétrique, nous avons varié

graduellement l'énergie de l'onde de pompe et mesuré l'énergie de l'onde *idler* en sortie de l'OPO PPLT-2D, tout en faisant attention à ne pas atteindre le seuil de dommage du matériau. Le seuil d'oscillation est estimé à 59 mJ équivalent à une densité de puissance seuil de 500 MW/cm².

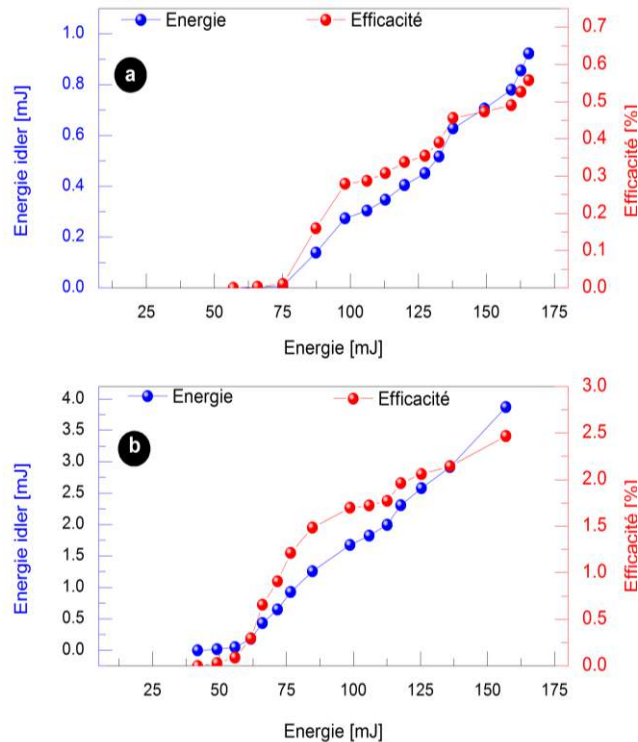


Figure 3 : Variation de l'énergie *idler* et de l'efficacité de l'oscillation paramétrique à 1710 nm (a) à 80°C et (b) à 110°C en fonction de l'énergie pompe.

Sur la figure 3, nous avons tracé l'évolution de l'énergie *idler* générée ainsi que l'efficacité de l'oscillateur à deux températures différentes 80 et 110°C. Cette dernière correspond à la température optimale pour laquelle nous avons un maximum de génération paramétrique à 1700 nm. Notons que l'augmentation de l'énergie *idler* est beaucoup plus rapide à 110°C qu'à 80°C et par conséquent le seuil d'oscillation est atteint plus rapidement. L'efficacité maximale atteinte est de l'ordre de 2.5 % pour une énergie de pompe de 160 mJ. A souligner que notre cristal PPLT-2D n'était pas traité antireflet.

3. CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons réalisé et étudié un oscillateur paramétrique optique à base de cristaux photoniques non linéaires de type PPLT 2D. L'OPO nanoseconde basé sur une cavité simplement résonnante est réalisé avec des miroirs sphériques. L'efficacité de l'oscillateur est de l'ordre de 2.5 % pour une énergie de pompe de 160 mJ et cela pour un cristal dont les faces ne sont pas traitées antireflet. Ce travail se poursuit afin d'augmenter davantage les performances de l'oscillateur et de réaliser la même étude en configuration guidée.

REFERENCES

- [1] V. Berger, Physical Review Letters, vol. 81, no. 19, p. 4136, 1998.
- [2] I. Ledoux, J. Badan, J. Zyss, A. Migus, D. Hulin, J. Etchepare, G. Grillon, and A. Antonetti, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 4, p. 987, 1987.
- [3] B. Scherrer, Ph.D. dissertation, 1998.
- [4] P. Mandel, Cambridge University Press, 1997, ch. 3.
- [5] G. L. Tolgouec, Opt. Lett., vol. 24, p. 1047, 1999.

CARACTERISATIONS OPTIQUES NONLINEAIRES DE GUIDES D'ONDES NON HOMOGENES SUR PPLN

I. Krasnokutska, O. Stepanenko, E. Quillier, H. Tronche, P. Aschieri, M. De Micheli, P. Baldi

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

Pascal.Baldi@unice.fr

RÉSUMÉ

Les guides d'ondes à quasi-accord de phase sont largement employés de nos jours pour leur forte efficacité nonlinéaire, leur compacité et leur versatilité. Cependant, des problèmes de fabrication ou d'utilisation peuvent entraîner une dégradation importante de leurs performances comme une efficacité réduite ou des spectres distordus. Sur un jeu de guides d'ondes inhomogènes fabriqués par échange protonique sur niobate de lithium, nous avons utilisé la génération de fluorescence paramétrique et la génération de second harmonique afin de remonter aux paramètres d'inhomogénéité des guides.

MOTS-CLEFS : *guides d'ondes ; PPLN ; optique nonlinéaire.*

1. INTRODUCTION

Nonlinear interactions, such as Spontaneous Parametric Down Conversion (SPDC) and Second Harmonic Generation (SHG) in Periodically Poled Lithium Niobate (PPLN) waveguides are nowadays widely employed, for example in quantum telecommunications.¹ However, many teams have reported non standard behavior for the generated power spectrum, with shifted main peak and pronounced side lobes compared to the expected perfect sinc² form.²⁻³ Main reasons of this behavior are inhomogeneity of the waveguide or of the poling. Knowing the origin of these distortions is of great importance as it allows improving the fabrication process and increasing the interaction efficiency. It is thus interesting to have precise nonlinear characterization tools and accurate numerical simulation methods. For our demonstration, we have fabricated a set of on-purpose distorted PPLN waveguides and used SPDC and SHG as characterization methods. We compared both nonlinear processes together and with numerical simulations and concluded that the distortions of spectrum and reduced efficiencies appear from a nonuniform effective index along the waveguides.

2. FABRICATION OF PPLN WAVEGUIDES

Sample fabrication started by poling a 3" wafer using the e-field technique. Periods range from 15.6 to 16.6 μm by 0.1 μm step. Soft Proton Exchange (SPE) at 300°C for 3 days was then used to fabricate the waveguides.⁴ One part of the sample was covered by a standard photolithographic mask with uniform openings of widths ranging from 4 to 8 μm by 1 μm step, while the other part was covered by a mask with non-uniform widths. The width was linearly increased from w at the input face to $w+4$ at the middle of the waveguide, and then linearly decreased back to w at the output face (waveguides were thus symmetric). The initial value w was ranging from 4 to 8 μm by 1 μm step. Sample was then end-faces polished and all waveguides were 4.5cm long.

3. NONLINEAR CHARACTERIZATIONS OF THE HOMOGENEOUS WAVEGUIDES

The homogeneous waveguides were first characterized using SPDC and SHG. The SPDC experimental set-up is described elsewhere.⁵ The SHG set-up used a Tunic-Plus 10 tunable laser, delivering 5mW from 1500 to 1620nm as the fundamental wavelength. A polarization maintaining fiber allows the light injection into the PPLN waveguide. Light was coupled out from the waveguide using a microscope objective. A system of dichroic mirrors, filters and flip-flap metallic

mirrors allowed to measure both fundamental and second-harmonic spectra and to observe on cameras the excited modes. Figs. 1 and 2 show typical spectra with no deviation from the expected forms as it should be in uniform waveguides

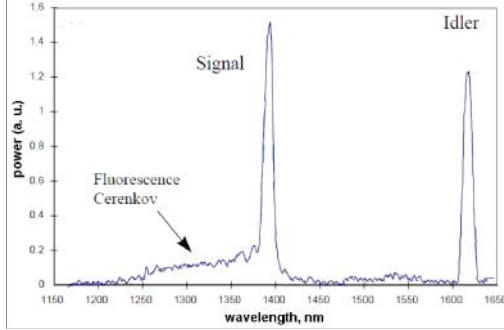


Fig. 1 : SPDC spectrum in an homogeneous waveguide.

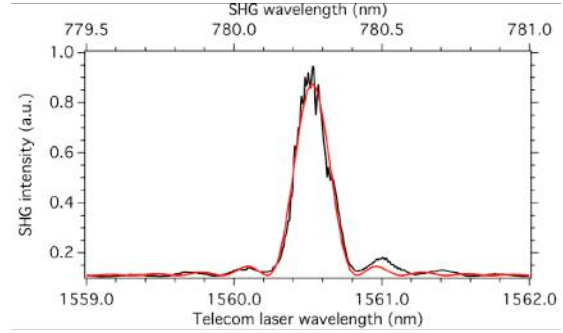


Fig. 2 : sinc^2 form for the SHG spectrum in an homogeneous waveguide.

We also performed SPDC in the bulk to check the quality of the poling. Figures 3 show that we obtained the expected spectrum shape characteristic of non-collinear SPDC. We did not observed any distortions into the sharp break between the signal and idler peaks, confirming that the poling was uniform.

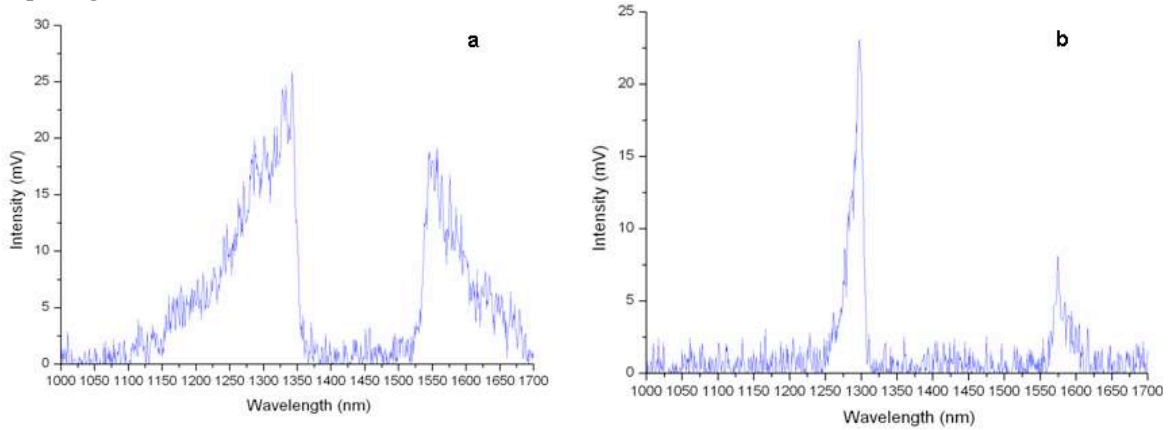


Fig. 3 : non-collinear SPDC in the bulk PPLN. $\Lambda=15.6 \mu\text{m}$, $\lambda_p=712.6 \text{ nm}$. a - original spectrum. b – the emission cone is limited by a diaphragm.

4. SPDC AND SHG IN THE NON-HOMOGENEOUS WAVEGUIDES

Figures 4 and 5 report SPDC and SHG respectively for three different waveguide widths. The distortions in the spectra were in qualitative agreement with the simulated ones. For a given waveguide, the inversion of the side lobes compared to the main peak between SPDC and SHG is due to the phase mismatch term that appears in the governing equations. Because of the waveguide dispersion the side lobes are more pronounced on one side or the other of the main peak depending on w . For $w=6\mu\text{m}$ the nonlinear spectra have almost perfect shape, even if the efficiency η is reduced compared to similar homogeneous waveguide. We obtained comparable values $\eta_{\text{SHG}}=(7.9\pm1.4)\%W^{-1}\text{cm}^{-2}$ and $\eta_{\text{SPDC}}=(5.9\pm0.9)\%W^{-1}\text{cm}^{-2}$, indicating that the two nonlinear characterizations are in good agreement. Furthermore the measured bandwidths were also shown to be in good agreement.

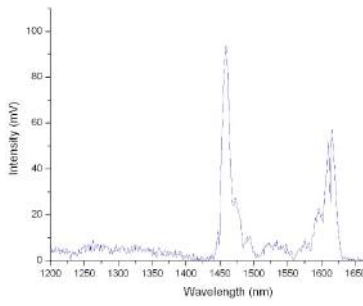


Fig. 4a: spectrum of generated SPDC in a $w=4\mu\text{m}$ width waveguide for $\Lambda=15.6\mu\text{m}$ and $\lambda_p=763.6\text{nm}$.

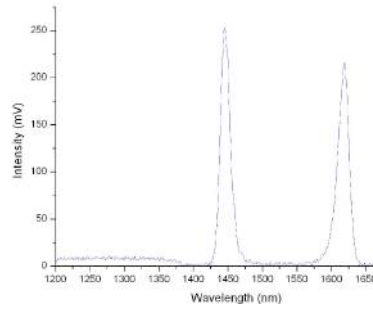


Fig. 4b: spectrum of generated SPDC in a $w=6\mu\text{m}$ width waveguide for $\Lambda=15.6\mu\text{m}$ and $\lambda_p=764.2\text{nm}$.

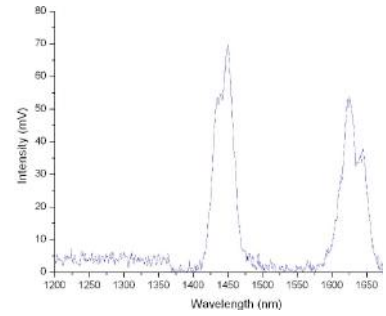


Fig. 4c: spectrum of generated SPDC in a $w=8\mu\text{m}$ width waveguide for $\Lambda=15.6\mu\text{m}$ and $\lambda_p=766.2\text{nm}$.

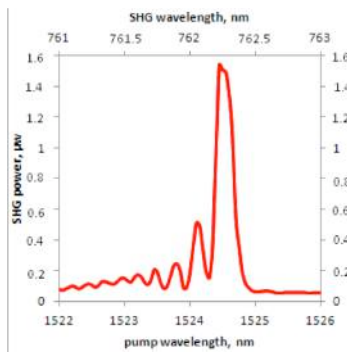


Fig. 5a: SHG in the same than Fig. 4a waveguide.

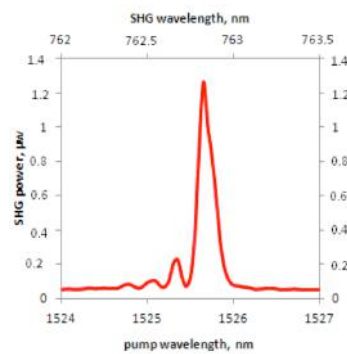


Fig. 5b: SHG in the same than Fig. 4b waveguide.

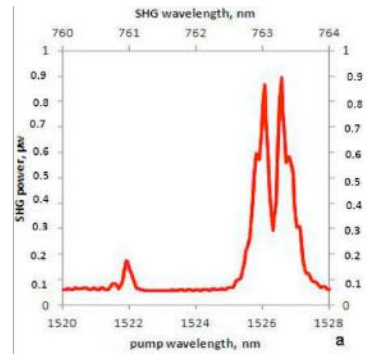


Fig. 5c: SHG in the same than Fig. 4c waveguide.

5. CONCLUSION

We have shown that both SHG and SPDC can be used to characterize the nonlinear optical properties of non-homogenous QPM waveguides. Both characterizations are in good agreement. SHG needs simpler set-up equipments compared to SPDC but requires to know quite accurately the QPM wavelength. SPDC has a much larger acceptance in terms of QPM conditions but requires detecting low (in the pW range) powers.

REFERENCES

- [1] S. Tanzilli *et al.*, *Laser Photonics Rev.* **6**, pp. 115–143 (2012).
- [2] M.M. Fejer *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, pp. 2631–2654 (1992).
- [3] S. Helmfrid *et al.*, *JOSA B* **8**, pp. 797–804 (1991).
- [4] L. Chanvillard *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **76**, pp. 1089–1090 (2000).
- [5] P. Baldi *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, pp. 997–1008 (1995).

GUIDES D'ONDE PLASMONIQUES NONLINÉAIRES DE TAILLE FINIE : NOUVELLES MÉTHODES DE RÉOLUTION ET NOUVEAUX RÉSULTATS

W. Walasik^{1,2}, G. Renversez¹

¹ Aix-Marseille Université, CNRS, Ecole Centrale, Institut Fresnel, Marseille, France

² ICFO, Universitat Politècnica de Catalunya, Castelldefels, Espagne

gilles.renversez@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Nous avons conçu deux nouvelles méthodes de résolution permettant de déterminer les solutions stationnaires dans des guides d'onde plasmoniques nonlinéaires de taille finie. Dans ce travail, les structures considérées sont de type métal/diélectrique nonlinéaire/métal. La région nonlinéaire est de taille finie, et sa nonlinéarité est focalisante et de type Kerr. La première méthode permet d'obtenir des expressions analytiques pour les profils des champs et pour l'équation de dispersion nonlinéaire des solutions alors que la seconde plus numérique permet un traitement exact de la nonlinéarité Kerr. Ces deux modèles fournissent des résultats cohérents entre eux et en accord avec les résultats numériques disponibles dans la littérature. Avec ces deux méthodes, de nouveaux modes sont trouvés dans les structures symétriques, et la bifurcation avec la puissance de la solution symétrique en une solution asymétrique doublement dégénérée peut être décrite analytiquement. Les effets de taille finie sont aussi décrits ainsi que l'impact des permittivités des milieux composants la structure.

MOTS-CLEFS : *plasmonique nonlinéaire, méthodes en optique guidée, soliton spatial, effet Kerr, effet de taille finie, bifurcation, verre de chalcogénure, silicium amorphe hydrogéné*

1. INTRODUCTION

La plasmonique nonlinéaire est maintenant une branche florissante de la photonique [1]. Dans cette thématique, l'étude des ondes nonlinéaires combinant une partie plasmonique et une partie solitonique a débuté dès les années 80 [2]. Un net regain d'intérêt pour ces ondes a été récemment suscité par les travaux de la réf. [3]. En effet même si aucune observation expérimentale n'est encore venue confirmer leur existence [4], à moyen terme ces ondes nonlinéaires pourraient servir dans des applications de type coupleurs [5] ou comme générateur de plasmons sans faire appel au montage de type Raether-Krestchmann. Par ailleurs, du point de vue fabrication, des guides d'onde plasmoniques avec un cœur de quelques centaines de nanomètres de silicium ont déjà été fabriqués et caractérisés [6]. Ceci permet d'envisager sous peu la fabrication des dispositifs décrits dans cette étude avec par exemple des verres de chalcogénure ou du silicium amorphe hydrogéné [7].

2. MODÈLES

Le schéma de la structure étudiée est représenté en Fig. 1 : un cœur diélectrique nonlinéaire de largeur d est entouré de deux régions métalliques semi-infinies. Cette structure sera nommée guide plasmonique nonlinéaire (GPN). Nous limiterons notre étude aux solutions stationnaires. Notre premier modèle utilise une approche semi-analytique qui fournit des expressions analytiques fermées pour la relation de dispersion nonlinéaire et pour les profils des champs. Il est basé sur le fait que les équations de Maxwell pour les ondes de type transverse magnétique (TM) peuvent être réduites à une unique équation d'onde scalaire et nonlinéaire pour la composante non nulle du champs magnétique H_y , si on suppose que les modifications de la permittivité induite par la nonlinéarité sont petites et ne dépendent que de la composante transverse E_x du champ électrique [8]. Nous obtenons ensuite les solutions de cette équation en utilisant les fonctions spéciales elliptiques de Jacobi [9], ce modèle est nommé JEM. Puis, via l'application des

relations de continuité des champs électromagnétiques aux interfaces, nous obtenons l'expression analytique de la relation de dispersion nonlinéaire faisant intervenir les fonctions spéciales elliptiques de Jacobi (comme dans le cas de la relation de dispersion classique d'une fibre optique à saut d'indice où différentes fonctions de Bessel interviennent).

Notre second modèle est basé sur les résultats obtenus dans la réf. [10] pour une unique interface diélectrique nonlinéaire/métal où la nonlinéarité tient compte à la fois des composantes transverses et longitudinale du champ électrique. Notre méthode nous permet alors d'obtenir une expression analytique pour les relations de dispersion nonlinéaire pour chacune de deux interfaces du GPN (voir Fig. 1). Ensuite, nous avons à intégrer numériquement un système de deux équations différentielles nonlinéaires couplées reliant E_z et E_x dans le cœur du GPN (à l'extérieur les solutions sont des exponentielles décroissantes). Pour finir, nous devons vérifier la cohérence des solutions obtenues avec les valeurs des champs définies par les contraintes analytiques issues des relations de dispersion. Ce modèle est nommé IM.

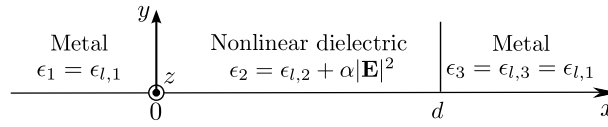


FIGURE 1 : Géométrie du guide d'onde plasmonique avec un cœur diélectrique nonlinéaire.

3. RÉSULTATS

Les courbes de dispersion calculées avec nos deux modèles, pour un GPN symétrique, pour des solutions symétriques, antisymétriques et asymétriques sont données en figure 2. La quantité utilisée en abscisse $\langle \Delta n \rangle$ est la moyenne spatiale de la modification de l'indice de réfraction induite par la nonlinéarité sur la totalité du cœur du guide. Dans la région où $\langle \Delta n \rangle < 0.1$, nous trouvons un bon accord quantitatif entre les deux modèles. Pour des valeurs de $\langle \Delta n \rangle$ au-dessus de 0.1 les deux modèles prédisent qualitativement le même type de comportement mais avec des différences quantitatives. Ces différences proviennent des traitements distincts de la nonlinéarité. Dans les deux cas, nous observons de nouveaux modes (voir les étiquettes D,E,F, G en Fig. 2 par exemple). Les figures 3(a-b) montrent les profils de

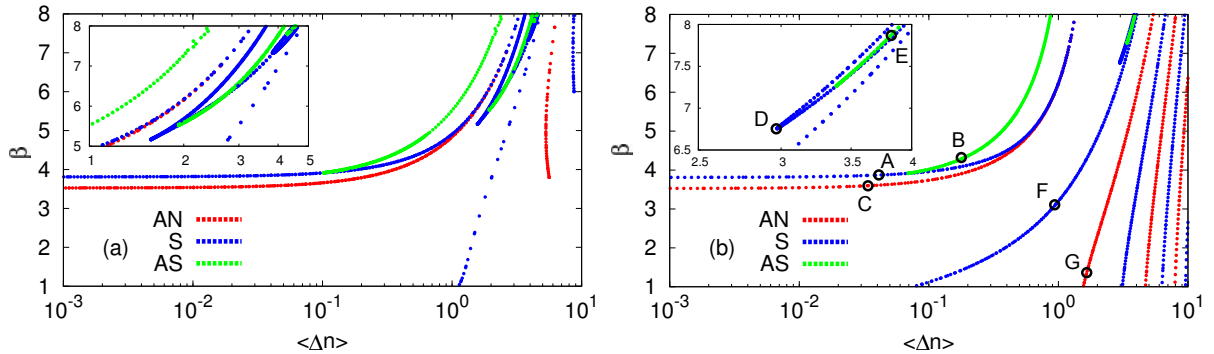


FIGURE 2 : Courbes de dispersion des premiers modes symétriques (S — bleue), antisymétriques (AN — rouge), et asymétrique (AS — verte) pour le GPN symétrique avec les modèles JEM (a) et IM (b) en fonction de $\langle \Delta n \rangle$. Les insertions montrent un zoom des régions où la bifurcation des premiers modes symétriques d'ordre supérieur se produit. Les paramètres sont $d = 0.4 \mu\text{m}$, $\epsilon_{l,2} = 3.46^2$ ($n_2 = 2 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$) silicium amorphe hydrogéné entre deux régions en or $\epsilon_1 = \epsilon_3 = -90$ pour $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. Les pertes dans le métal sont négligées.

la composante H_y du champ magnétique pour les premiers modes avec ou sans noeuds. La figure 3(c) montre les courbes de dispersion du premier mode asymétrique (cf. point B de la Fig. 3(b)) calculées avec le modèle IM pour différentes taille du cœur d en fonction de la puissance localisée dans le cœur P_c . Du fait du caractère semi-analytiques de nos méthodes, nous pouvons obtenir une description analytique du comportement après la bifurcation des courbes de dispersion en fonction de d et de P_c . Du fait de

la souplesse de nos outils, nous pouvons aussi étudier le comportement du GPN (y compris l'évolution des bifurcations) en fonction de la permittivité des matériaux le composant. Nous avons ainsi pu obtenir des effets purement nonlinéaires à des basses puissances compatibles avec des matériaux diélectriques comme les verres de chalcogénures ou le silicium amorphe hydrogéné [7] ce qui représente une avancée vers la mise en évidence expérimentale des plasmon-solitons.

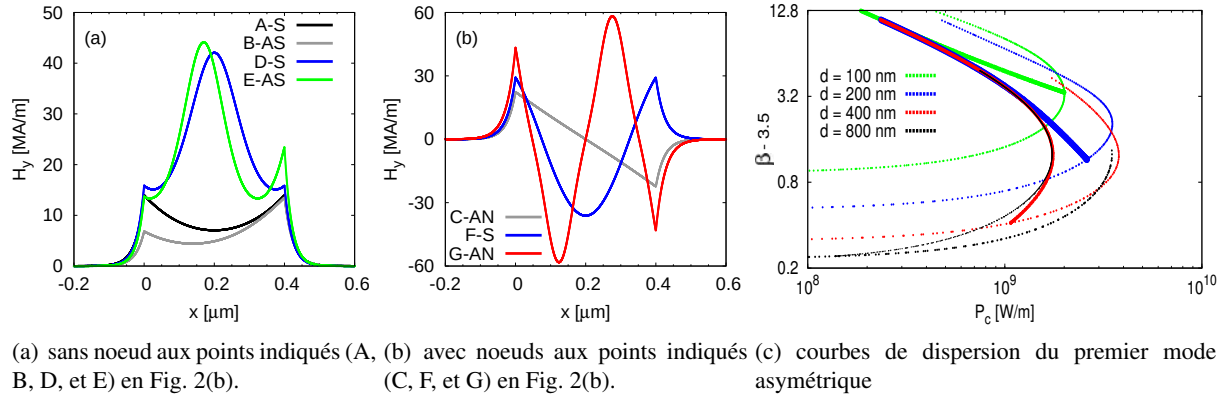


FIGURE 3 : 2 figures de gauche : composante du champ magnétique pour les premiers modes. Figure de droite : courbes de dispersion du premier mode asymétrique pour différentes taille du cœur d en fonction de la puissance localisée dans le cœur P_c . Pour chaque épaisseur, seul le premier mode symétrique (courbe fine) et le mode asymétrique (courbe épaisse sauf la noire) sont montrés. Les autres paramètres sont les mêmes que dans la Fig. 2.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Kauranen and A. Y. V. Zayats, "Nonlinear plasmonics," *Nature Photon.*, vol. 6, pp. 737–748, 2012.
- [2] J. Ariyasu, C. T. Seaton, G. I. Stegeman, A. A. Maradudin, and R. F. Wallis, "Nonlinear surface polaritons guided by metal films," *J. Appl. Phys.*, vol. 58, no. 7, pp. 2460–2466, 1985. D. Mihalache, M. Bertolotti, and C. Sibilia, "Nonlinear wave propagation in planar structures," in *Progress in Optics*, E. Wolf, Ed. Elsevier, Amsterdam, 1989, vol. XXVII, pp. 229–313.
- [3] E. Feigenbaum and M. Orenstein, "Plasmon-soliton," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 6, pp. 674–676, 2007.
- [4] W. Walasik, V. Nazabal, M. Chauvet, Y. Kartashov, and G. Renversez, "Low-power plasmon-soliton in realistic nonlinear planar structures," *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 22, pp. 4579–4581, 2012.
- [5] J. R. Salgueiro and Y. S. Kivshar, "Nonlinear plasmonic directional couplers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 8, p. 081106, 2010.
- [6] Z. Han, A. Y. Elezzabi, and V. Van, "Experimental realization of subwavelength plasmonic slot waveguides on a silicon platform," *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 4, pp. 502–504, 2010. A. Emboras, R. M. Briggs, A. Najjar, S. Nambiar, C. Delacour, P. Grosse, E. Augendre, J. M. Fedeli, B. de Salvo, H. A. Atwater, and R. Espiau de Lamaestre, "Efficient coupler between silicon photonic and metal-insulator-silicon-metal plasmonic waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, p. 251117, 2012.
- [7] M. Olivier, J. Tchahame, P. Němec, M. Chauvet, V. Besse, C. Cassagne, G. Boudebs, G. Renversez, R. Boidin, E. Baudet, and V. Nazabal, "Structure, nonlinear properties, and photosensitivity of (GeSe₂)_{100-x}(Sb₂Se₃)_x glasses," *Opt. Mater. Express*, vol. 4, no. 3, pp. 525–540, Mar 2014. J. Matres, G. C. Ballesteros, P. Gautier, J.-M. Fédéli, J. Martí, and C. J. Oton, "High nonlinear figure-of-merit amorphous silicon waveguides," *Opt. Express*, vol. 21, no. 4, pp. 3932–3940, 2012.
- [8] W. Walasik, G. Renversez, and Y. V. Kartashov, "Stationary plasmon-soliton waves in metal-dielectric nonlinear planar structures : modeling and properties," *Phys. Rev. A*, vol. 89, no. 2, p. 023816, 2014.
- [9] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions With Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. Dover, New York, 1964.
- [10] D. Mihalache, G. I. Stegeman, C. T. Seaton, E. M. Wright, R. Zanoni, A. D. Boardman, and T. Twardowski, "Exact dispersion relations for transverse magnetic polarized guided waves at a nonlinear interface," *Opt. Lett.*, vol. 12, no. 3, pp. 187–189, 1987.

EFFICACITÉ ET GAIN DE COHÉRENCE DE L'OSCILLATEUR PARAMÉTRIQUE OPTIQUE CONTRAPROPAGATIF, PRÉSENTANT DES DÉFAUTS DE PÉRIODICITÉ, EN FONCTION DE LA LARGEUR DE BANDE D'UNE POMPE STOCHASTIQUE

Carlos Montes, Bernard Gay-Para, Pierre Aschieri et Marc De Micheli

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

carlos.montes@unice.fr

RÉSUMÉ

L'oscillateur paramétrique optique contrapropagatif en absence de miroirs extérieurs, pompé par des impulsions incohérentes, génère une onde signal contrapropagative cohérente et une onde idler copropagative absorbant l'incohérence de la pompe. La polarisation périodique nanométrique de la susceptibilité non linéaire requise pour l'accord de phase (de période $\Lambda_{QPM} = 335$ nm) est obtenue par épitaxie dans un guide d'ondes de GaN. Nous montrons ici que l'efficacité du processus de transfert de cohérence à l'onde signal contrapropagative, sensible aux défauts de périodicité susceptibles d'apparaître pendant la fabrication, se réduit de moitié pour des défauts de périodicité inférieurs à $\Lambda_{QPM}/4$, tout en conservant un gain de cohérence de presque trois ordres de grandeur.

MOTS-CLEFS : *transfert de cohérence; oscillateur paramétrique optique; rétrodiffusion stimulée; défauts de périodicité.*

1. INTRODUCTION

Dans les interactions paramétriques contrapropagatives à trois ondes où les ondes signal et idler se propagent en direction opposée, il s'établit un mécanisme de rétroaction distribuée donnant lieu à une oscillation paramétrique optique en absence de miroirs extérieurs. Un tel MOPO ("mirrorless optical parametric oscillator") a été réalisé expérimentalement dans un cristal de KTP polarisé périodiquement avec une périodicité de 800 nm [1]. Une propriété remarquable est la grande asymétrie spectrale des impulsions signal et idler contrapropagatives : la largeur spectrale de l'onde copropagative à la pompe est du même ordre que celle-ci, tandis que celle de l'onde contrapropagative est caractérisée par une largeur spectrale inférieure d'au moins deux ordres de grandeur [2, 3].

Afin d'optimiser le transfert de cohérence d'une pompe stochastique vers l'onde signal contrapropagative, nous étudions un tel MOPO dans la configuration de l'onde signal contrapropagative ("backward") que nous appellerons BMOPO, où on peut réaliser le meilleur accord de vitesse de groupe des deux ondes pompe et idler copropagatives. Les contraintes d'accord de phase très strictes pour réaliser des composants parfaitement accordables posent un défi technologique : la polarisation périodique (PP) de taille nanométrique requise pour l'accord de phase ne peut se réaliser actuellement que dans des guides asymétriques planaires de GaN obtenues par croissance épitaxiale [4, 5]. Cependant, pour réaliser des périodes aussi courtes, il faut passer par une phase de lithographie électronique qui offre un champ d'écriture de 100 μm . Pour faire des structures plus longues, il faut donc associer des motifs de 100 μm de long ce qui peut faire apparaître des défauts de périodicité ("stitching faults").

Dans ce papier nous allons étudier des BMOPOs composés d'une série juxtaposée de segments polarisés périodiquement, chacun d'une centaine de microns de longueur, afin d'obtenir la longueur centimétrique requise pour dépasser le seuil d'oscillation [6]. Les structures quadratiques basées sur le principe de "quasi-phase matching" (QPM) sont très sensibles aux défauts de périodicité qui peuvent apparaître à la jointure de deux segments (cf. fig.1). Il est connu que le gain obtenu dans une longueur d'interaction non linéaire polarisée périodiquement de façon régulière, peut être inversé s'il intervient

un seul défaut de périodicité mesurant la moitié de la période d'accord de phase Λ_{QPM} [7]. L'enjeu expérimental pour une structure fractionnée est très strict, car les défauts de phase des joints doivent être inférieurs à π , cette phase correspondant à l'inversion complète du processus de gain.

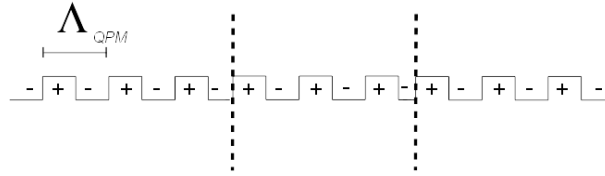


FIG. 1 : Le quasi-accord de phase (QPM) est obtenu par la séquence d'inversion de la polarisation du cristal avec une périodicité du réseau Λ_{QPM} . Le BMOPO segmenté est composé d'une juxtaposition de segments polarisés périodiquement avec des jonctions de longueur aléatoire créant des perturbations de phase $\delta\phi_m(x)$ ($m=1, N-1$) avec $N=64$. Elles sont distribuées aléatoirement dans l'intervalle $(0, \pi/p)$, où $p \geq 2$ assure la non inversion du processus paramétrique qui a lieu pour $p = 1$.

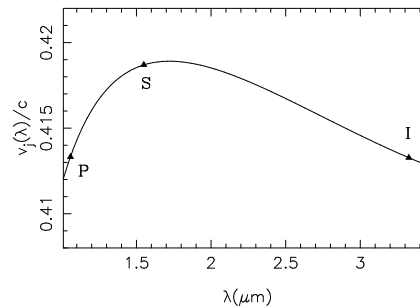


FIG. 2 : Vitesse de groupe pour les ondes polarisées en z dans le GaN en fonction de la longueur d'ondes, calculée par le développement de Sellmeier dans [5] avec un profil particulier de l'indice de réfraction du guide [8]. Les triangles marquent la configuration d'accord de phase où les vitesses de groupe de la pompe et de l'idler sont identiques ($|v_p - v_i| = 0$), étiquetées **P** pour la pompe, **S** pour le signal contrapropagatif et **I** pour l'idler.

Nous comparons ici un dispositif composé de 64 segments, présentant des défauts de périodicité, au BMOPO continu de longueur $L=1.25$ cm, polarisée périodiquement, et nous constatons par simulation numérique des équations de QPM à trois ondes que l'efficacité diminue de 8%, 26% et 51% pour de séries de déphasages aléatoires dont l'amplitude maximum atteint respectivement $\pi/4$, $\pi/3$ et $\pi/2$ (cf. fig.3). Cette dernière structure d'efficacité moitié correspond à un défaut maximum de 83 nm tenant compte que $\Lambda_{QPM} = 335$ nm, pour la triade de longueurs d'onde en accord de phase dans le GaN suivante : pompe $\lambda_p = 1.06 \mu m$, signal contrapropagatif $\lambda_s = 1.56 \mu m$ et idler (ou complémentaire) copropagatif $\lambda_i = 3.29 \mu m$ (cf figure 2).

Les calculs ont été faits grâce aux facilités du Centre de Calcul Performant (HPC) de l'Université de Nice, et nous avons étudié l'efficacité d'un tel processus paramétrique pour une pompe stochastique dans une large bande de fréquence [0.08 GHz - 6.0 THz] [9].

Il est remarquable de constater que même pour la structure segmentée présentant de défauts de phase maximum de $\pi/2$, le gain de cohérence est encore de presque trois ordres de grandeur. En effet, la figure 4 montre les spectres des trois ondes pour une pompe stochastique de largeur de bande $\Delta v_p(0) = 4.36$ THz, où $\Delta v_p(L) = 4.54$ THz, $\Delta v_s(0) = 9.72$ GHz et $\Delta v_i(L) = 4.62$ THz. Le gain de cohérence est $\Delta v_p(L)/\Delta v_s(0) = 467$.

RÉFÉRENCES

- [1] C. Canalias, V. Pasiskevicius, "Mirrorless optical parametric oscillator", *Nature Photon.* vol. 1, pp. 459-462, 2007.

$$L(64 \text{ seg. pert. } < \pi/2) = 1.25 \text{ cm}; I_p = 4 \text{ GW/cm}^2$$

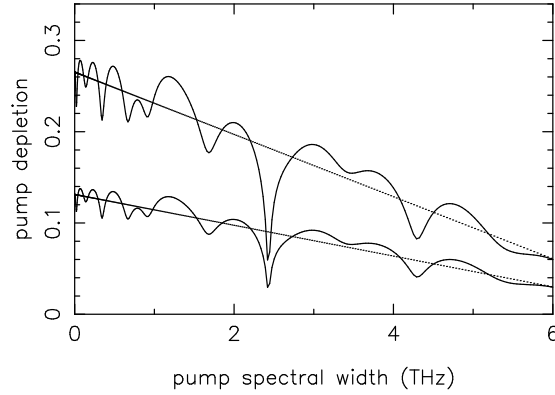


FIG. 3 : Modèle QPM : Dépletion de la pompe $1 - I_p(L)/I_p(0)$ ou efficacité de conversion paramétrique en fonction de la largeur spectrale des impulsions pompe stochastiques. La courbe supérieure correspond à la structure continue PP et la courbe inférieure au BMOPO de 64 segments PP présentant des défauts de périodicité inférieurs à $\pi/2$ et une efficacité relative de 49%. Les ajustements linéaires visualisent bien la moyenne sur plusieurs réalisations.

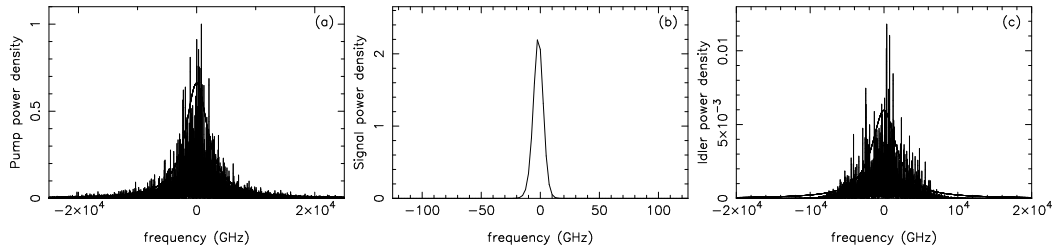


FIG. 4 : Spectres du BMOPO de 64 segments et perturbation maximum $\delta\phi_m(x) = \pi/2$ pour une pompe stochastique de largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_p(0) = 4.36$ THz : (a) Pompe transmise d'ajustement Gaussien $\Delta\nu_p(L) = 4.54$ THz, (b) spectre signal contrapropagatif cohérent $\Delta\nu_s(0) = 9.72$ GHz, et (c) spectre idler copropagatif absorbant l'incohérence de la pompe $\Delta\nu_i(L) = 4.62$ THz. Le gain de cohérence atteint $\Delta\nu_p/\Delta\nu_s = 467$, pour une dépletion ou efficacité de 0.0759.

- [2] G. Stromqvist, V. Pasiskevicius, C. Canalias and C. Montes, "Coherent phase-modulation transfer in counterpropagating parametric down-conversion", *Phys. Rev. A* vol. 84, pp. 023825, 2011.
- [3] G. Stromqvist, V. Pasiskevicius, C. Canalias, P. Aschieri, A. Picozzi, and C. Montes, "Temporal coherence in mirrorless optical parametric oscillators", *J. Opt. Soc. Am. B* vol. 29, num.6, pp. 0740-3224/12/061194-09, 2012.
- [4] S. Pezzagna, P. Vennéguès, N. Grandjean, A.D. Wieck, and J. Massies, "Submicron periodic poling and chemical patterning of GaN", *Appl. Phys. Lett.* vol. 81, pp. 062106, 2005.
- [5] S. Pezzagna, J. Brault, M. Leroux, J. Massies, and M. de Micheli, "Refractive indices and elasto-optic coefficients of GaN studied by optical waveguiding", *J. Appl. Phys.* vol. 103, pp. 123112-1-7, 2008.
- [6] C. Montes, P. Aschieri and M. De-Micheli. "Backward optical parametric efficiency in quasi-phase-matched GaN waveguide presenting stitching faults", *Opt. Lett.* vol. 38, pp. 2083-2085, 2013.
- [7] K. Gallo and G. Assanto, "All-optical diode based on second-harmonic generation in an asymmetric waveguide", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, 267-269 (1999).
- [8] A. Picozzi and P. Aschieri, "Influence of dispersion on the resonant interaction between three incoherent waves", *Phys. Rev. E* vol. 72, 046606-1-12 (2005).
- [9] C. Montes, B. Gay-Para, P. Aschieri and M. De-Micheli "Mirrorless optical parametric oscillators with stitching faults : Backward downconversion efficiency and coherence gain versus stochastic pump bandwidth", *J. Opt. Soc. Am. B*, soumis pour publication.

QUANTUM KEY DISTRIBUTION USING PRACTICAL PHOTONIC SYSTEMS

Eleni Diamanti¹

¹ *LTCI, CNRS - Télécom ParisTech, 23 avenue d'Italie, 75013 Paris, France*

eleni.diamanti@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

In this work, we present the state-of-the-art in the field of quantum key distribution using continuous variables. In particular, we discuss long-distance practical photonic implementations of continuous-variable quantum key distribution (CVQKD) protocols and current issues related to potential security loopholes in such implementations. We conclude with perspectives in this field.

MOTS-CLEFS : *Quantum cryptography; Continuous variables; Photonic systems.*

1. INTRODUCTION

The ability to distribute secret keys with information-theoretic security is undoubtedly one of the most important achievements of the field of quantum information processing and communications [1]. The rapid progress in this field has enabled quantum key distribution (QKD) in real-world conditions and commercial devices are now available. Here we are interested in QKD protocols where the key information is encoded on quantum continuous variables, such as the values of quadrature components of coherent states of light. Such continuous-variable QKD (CVQKD) protocols present the major advantage that they only require standard telecommunication technology, and in particular, that they do not use photon counters.

2. LONG-DISTANCE EXPERIMENTS AND SIDE-CHANNEL ATTACKS

In the last few years, CVQKD protocols have been the subject of important advancements : security proofs against general eavesdropping attacks are available for protocols using Gaussian modulation [2], and field implementations over deployed telecommunication networks have been successfully demonstrated [3, 4]. However, important issues, namely the limited range of these implementations and the practical security of CVQKD systems, have only recently been addressed. Here, we present the state-of-the-art in long-distance fiber optic experiments for quantum key distribution with continuous variables and discuss the resistance of CVQKD systems to eavesdropping attacks exploiting auxiliary information channels that are typically not taken into account in security proofs.

We describe a practical implementation of CVQKD over 80 km of optical fibre based on an improved optical setup and newly designed error-correction algorithms required to extract the secret key from the correlated data shared between the two communicating parties, Alice and Bob [5]. Note that previous implementations had been limited to less than 25 km. The employed error-correction codes are suitable for CVQKD protocols using Gaussian modulation of coherent states and homodyne detection, and are available for a wide range of signal-to-noise ratios, which is a crucial element for long-distance operation conditions. Additionally, finite-size effects on the parameter estimation procedure of the QKD protocol were taken into account for the generation of the secret key [6], leading to the strongest level of security reported to date for such distances.

Furthermore, we are interested in current issues related to security loopholes in practical CVQKD systems due to the existence of side-channel attacks, linked, for instance, to the possible manipulation of the classical phase reference signal that is transmitted through the optical channel [7], or to the exploitation of back reflections from optical components to suitably chosen probe signals, which can reveal some part of the secret key [8]. Countermeasures to such attacks are typically easy to implement.

CONCLUSION

Perspectives for continuous-variable quantum key distribution systems range from achieving further improved performance of such systems to examining their ability for integration into existing telecommunication networks. In the long run, exploiting the standard components employed in CVQKD systems to develop silicon photonic chips for quantum key distribution may open the way to the widespread use of this technology for high-security applications within communication networks.

RÉFÉRENCES

- [1] V. Scarani, H. Bechmann-Pasquinucci, N. J. Cerf, M. Dušek, N. Lütkenhaus, and M. Peev, “The security of practical quantum key distribution”, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1301 (2009).
- [2] A. Leverrier, R. Garcia-Patron, R. Renner, and N. J. Cerf, “Security of continuous-variable quantum key distribution against general attacks”, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 030502 (2013).
- [3] M. Peev et al, “The SECOQC quantum key distribution network in Vienna”, *New J. Phys.* **11**, 075001 (2009).
- [4] P. Jouguet et al, “Field Test of Classical Symmetric Encryption with Continuous Variable Quantum Key Distribution”, *Opt. Express* **20**, 14030 (2012).
- [5] P. Jouguet, S. Kunz-Jacques, A. Leverrier, P. Grangier, and E. Diamanti, “Experimental demonstration of long-distance continuous-variable quantum key distribution”, *Nature Photon.* **7**, 378 (2013).
- [6] P. Jouguet, S. Kunz-Jacques, E. Diamanti, and A. Leverrier, “Analysis of Imperfections in Practical Continuous-Variable Quantum Key Distribution”, *Phys. Rev. A* **86**, 032309 (2012).
- [7] P. Jouguet, S. Kunz-Jacques, and E. Diamanti, “Preventing Calibration Attacks on the Local Oscillator in Continuous-Variable Quantum Key Distribution”, *Phys. Rev. A* **87**, 062313 (2013).
- [8] I. Khan, N. Jain, B. Stiller, P. Jouguet, S. Kunz-Jacques, E. Diamanti, C. Marquardt, and G. Leuchs, “Trojan-horse attacks on practical continuous-variable quantum key distribution systems”, *QCrypt* 2014.

Distribution d'intrication dans des canaux standards télécoms pour la cryptographie quantique haut débit

Djeylan Aktas¹, Bruno Fedrici^{1,2}, Laurent Labonté¹, and Sébastien Tanzilli¹

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

² Université Claude Bernard Lyon 1, 43 Boulevard du 11 Novembre 1918, 69100 Villeurbanne, France

labonte@unice.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons une association innovante entre la cryptographie quantique et le domaine des télécommunications dans le but de mettre en place un réseau de communication sécurisée répondant aux exigences de débit et de distances actuelles. Nous montrons que la combinaison de ces deux technologies permet de dépasser l'état de l'art tout en préservant la sécurité absolue des transactions des données.

MOTS-CLEFS : *télécoms; filtre à réseaux de Bragg; communication quantique; cryptographie.*

1. INTRODUCTION

En ce jour où la confidentialité des données transmises est un enjeu crucial de notre société, la cryptographie quantique (CQ) vient apporter des solutions dont la sécurité inconditionnelle repose sur les principes de la Physique Quantique, qui permet de révéler toute tentative d'espionnage. Si les concepts de la CQ sont aujourd'hui parfaitement maîtrisés, les performances des protocoles sont limitées en terme de débit et de distance d'échange, principalement à cause de deux raisons. La CQ nécessite l'utilisation de signaux à très faible puissance, et d'autre part la copie du signal à transmettre est interdite, à l'instar des communications classiques. Cependant grâce aux propriétés exclusives qu'offrent la Physique Quantique, il est possible aujourd'hui de contourner ces contraintes expérimentales et d'envisager le déploiement pratique d'un réseau de communications quantiques. Parmi ces ressources, nous pouvons citer l'exemple de l'intrication de paires de photons ou encore la téléportation d'états quantiques [1-2]. En parallèle de ces développements, l'industrie des télécoms a bénéficié d'une grande effervescence durant ces 20 dernières années, et jouit aujourd'hui d'une grande maturité en proposant des composants dont les caractéristiques sont ajustables à la demande et les performances extrêmement intéressantes.

Nous proposons une association prometteuse entre la CQ et le domaine des télécoms, en exploitant les corrélations spectrales de paires de photons intriqués en énergie-temps dans des paires de canaux télécoms, visant ainsi à multiplier le débit par le nombre de paires de canaux envisagés. La conjugaison innovante de ces 2 approches complémentaires a pour but l'échange de données dont la sécurité est absolue dans un réseau de communication télécom long de plus de 100km.

La solution proposée est déclinée, dans le cadre de ces travaux, à un protocole de CQ de type « Eckert 92 » dont l'observable est la phase [3]. Notons que la solution développée dans ces travaux peut être transposée à bien d'autres protocoles et observables (polarisation, fréquence).

2. PRINCIPE DE LA STRATÉGIE ET DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Comme cela est montré à la figure 1, notre dispositif est composé de 3 blocs :

- La source de paires de photons est composée d'un laser continu à 770 nm qui vient exciter un milieu ⁽²⁾. Par fluorescence paramétrique, un photon de pompe donne naissance à un couple

de photons (signal et idler) corrélés en temps et en énergie. L'accord de phase est centré autour de 1539.77 nm (canal 47 dans la grille ITU). L'efficacité du processus est de 1.10^{-6} . Un spectre typique de largeur 4 THz est montré à la figure 2.a.

- Un système de filtrage composé de filtres de Bragg joue un double rôle, celui de séparer de manière déterministe les paires de photon, mais aussi de filtrer avec un fort taux de réjection la pompe (>90 dB) tout en maintenant des pertes très faibles (< 0.2 dB).
- Le système d'analyse entièrement fibré (interféromètre de Michelson) présent chez les deux partenaires (appelés communément Alice et Bob) de l'observable envisagé (la phase), puis des démultiplexeurs en longueur d'ondes (DWDM) dont les canaux de largeur 100 GHz correspondent à la grille ITU.

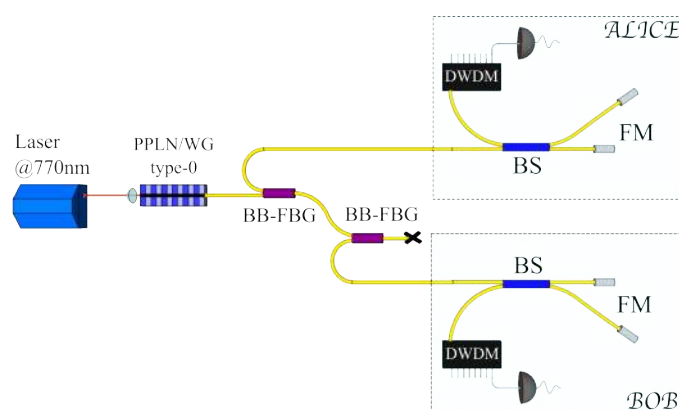


Fig. 1 : Dispositif expérimental. Guide dans un cristal Niobate de Lithium (PPLN/WG), Démultiplexeur en longueur d'onde (DWDM), coupleur 50/50 (BS), miroir de Faraday (FM)

Chaque paire de photons corrélés en énergie et portant la clef de chiffrement à Alice et Bob est séparée puis se propage dans les interféromètres de Michelson stabilisé en température, et enfin emprunte une paire de canaux télécoms symétriques par rapport à la longueur d'onde centrale du spectre (voir figure 2.a). Les détecteurs placés en bout de canaux appairés sont des photodiodes à avalanche. Les protocoles de CQ à paires de photons sont basés sur des corrélations non-locales qui se manifestent par des figures d'interférence entre les deux détecteurs disposés chez Alice et Bob. La figure d'interférence ainsi obtenue constitue la figure de mérite du protocole et sa visibilité constitue un marqueur indiquant la qualité du montage et son potentiel à distribuer des clefs secrètes.

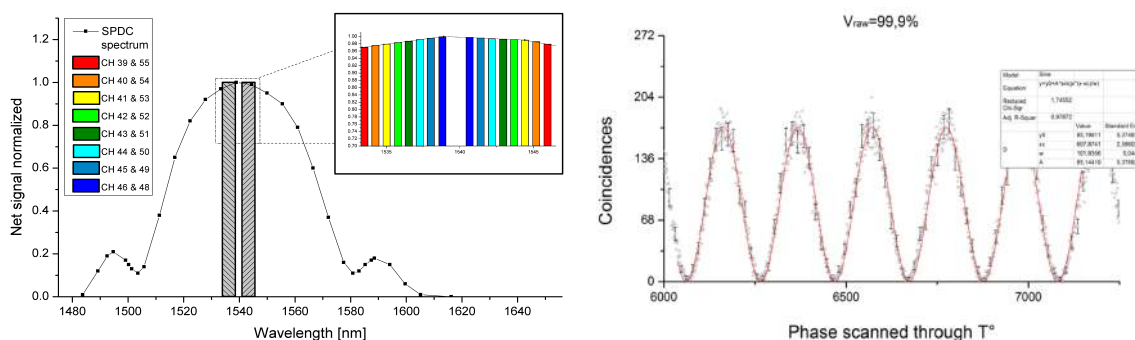


Fig. 2 : (a) Exemple de spectre de la source de paires de photons (b) Interférence entre deux paires de canaux.

3. CARACTÉRISATIONS ET POTENTIEL

Nous avons voulu vérifier dans un premier temps la visibilité des interférences des 8 voies. Pour se faire, nous avons placé successivement les deux APDs sur les 8 paires des DWDMs. Nous avons fait varier la phase d'un des interféromètres de telle manière à observer des interférences. Un résultat typique est représenté à la figure 2.b. La visibilité brute est de 99.9%. Pour les 7 autres voies, nous avons obtenu des visibilités au dessus de 99.5%. Ces visibilités proches de 100 % sont de bons indicateurs de la pureté de l'état produit et de la qualité du dispositif expérimental.

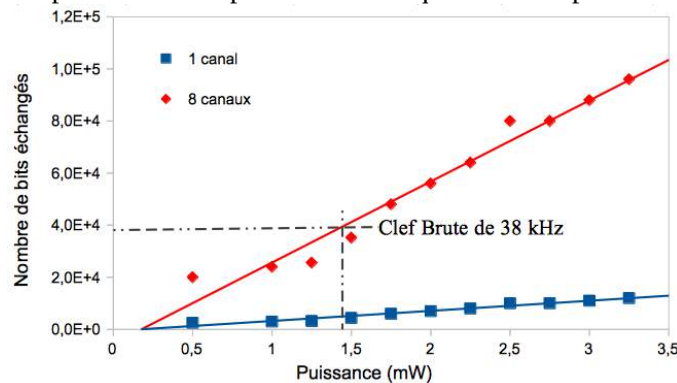


Fig. 3 : Taux de clefs échangées en fonction de la puissance.

Un paramètre crucial à la confidentialité de l'échange est le niveau de puissance mise en jeu qui est proportionnel au nombre de bits échangés. Mais il ne doit pas être trop élevé sous peine d'altérer le niveau de sécurité. Nous avons choisi une puissance de travail de 1.4 mW ce qui correspond à une visibilité de 82%. A ce niveau de puissance, nous sommes en mesure d'échanger un taux de bits égal à 38 kbits/sec comme le montre la figure 3 qui montre le débit de la liaison en fonction de la puissance pour un canal puis pour la somme des 8 canaux.

Ce résultat est extrêmement prometteur puisqu'il se situe au dessus de l'état de l'art dans les CQ. Nous pouvons citer un article de référence qui obtient un débit de 0.5 kbits/sec [4].

Un challenge important à relever est le déploiement de notre solution le long de tronçon de fibre de ligne télécoms. Nous avons déjà commencé à relever ce défi en introduisant 2 tronçons de 50 km de fibre optique couplés à leur module de compensation de dispersion chromatique (DCF). La prochaine étape de notre travail est d'étudier la distribution du taux de coïncidences entre ces deux partenaires distants. Les 1^{ères} estimations de débit sont de 200 bits/sec, ce qui serait une performance à ce jour jamais atteinte avec ce type de protocole.

CONCLUSION

Nous avons montré le potentiel d'une solution astucieuse de déployer un réseau de CQ répondant aux exigences modernes de débit et de distance, basée sur l'exploitation de la bande passante d'une source de paires de photons dans laquelle une multitude de canaux fins télécoms viennent desservir deux utilisateurs distants.

REMERCIEMENT

Nous tenons à remercier le groupe Prysmian pour le prêt des bobines de fibre de ligne ainsi que les modules de DCF associés.

RÉFÉRENCES

- [1] Gisin et al, Phys. Rev. Lett. **84** (2000)
- [2] Bennett et al, Phys. Rev. Lett. **70** (1993)
- [3] Ekert et al, Phys. Rev. Lett. **67** (1991)
- [4] Takesue et al, Opt. Expr. **18** (2010)

REALISATION D'UN RESERVOIR COMPUTER OPTOELECTRONIQUE ENTIEREMENT ANALOGIQUE

François Duport¹, Anteo Smerieri¹, Akram Akrou², Marc Haelterman¹ et Serge Massar²

¹ Service OPERA-Photonique, Université Libre de Bruxelles (ULB), CP194/5, Av. F.D. Roosevelt
50, 1050 Bruxelles, Belgique

² 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 la première réalisation expérimentale d'un "reservoir computer" capable, après entraînement, de traiter l'information sans aucun pré ni post traitement de signal. Un "reservoir computer" est une forme particulière de réseaux de neurones artificiels qui se prête bien aux implémentations physiques. Cette expérience se base sur notre précédente réalisation de "reservoir computer" optoélectronique utilisant un oscillateur à boucle à retard optique. Le prétraitement des signaux d'entrée a été remplacé par une modulation du signal optique d'entrée et une couche physique produit le signal de sortie qui était auparavant calculé sur un ordinateur. Les résultats obtenus pour l'égalisation d'un canal non linéaire sont la première preuve expérimentale qu'il est possible de réaliser de manière physique un tel système de bout en bout. Cette avancée majeure ouvre la voie à la réalisation de systèmes autonomes pour le traitement du signal de manière non conventionnelle.

MOTS-CLEFS : *reservoir computing ; optique non linéaire ; calcul optique.*

1. INTRODUCTION

Les "reservoir computers" sont une forme particulière de réseaux de neurones artificiels récurrents introduite au début du siècle [1]. Leurs capacités pour le traitement de signaux dépendants du temps ont déjà été démontrées de manière théorique [2],[3] et expérimentale [4]-[8]. De tels systèmes sont très versatiles et sont capables de classer des signaux (par exemple pour la reconnaissance vocale de chiffres, ou l'égalisation d'un canal non linéaire) ou de prédire l'évolution d'une série temporelle (prédire l'évolution d'un signal radar)[4],[5]. Le "reservoir computer" que nous présentons ici utilise notre précédente implémentation optoélectronique à laquelle nous avons ajouté une couche d'entrée analogique et une couche physique de sortie. Il s'agit de la première démonstration entièrement expérimentale d'un tel système. Après avoir présenté brièvement le principe de fonctionnement des "reservoir computers", nous décrirons notre expérience et présenterons nos résultats obtenus pour l'égalisation de canal avant de conclure.

2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES "RESERVOIR COMPUTERS"

Un "reservoir computer" est composé de trois couches : une d'entrée, le "reservoir" en lui-même, et une de sortie. Pour simplifier les notations nous considérons ici un temps discret n . Le "reservoir" est constitué de N variables internes non linéaires (notées x_i) interconnectées entre elles par la matrice A_{ij} . Dans la couche d'entrée, le vecteur M_i applique le signal d'entrée $u(n)$ à chaque variable interne $x_i(n)$. Dans la couche de sortie, le vecteur W_i combine linéairement ces N variables internes x_i pour obtenir la sortie $y(n)$. La fonction F_{NL} représente les non-linéarités des variables internes. Les équations d'évolution du "reservoir" et du signal de sortie sont les suivantes :

$$x_i(n) = F_{NL} \left(\sum_{j=1}^N \alpha A_{ij} x_j(n-1) + \beta M_i u(n) \right) \quad y(n) = \sum_{i=1}^N W_i x_i(n) \quad (1)$$

Habituellement, le vecteur d'entrée M_i et la matrice d'interconnexion A_{ij} sont choisis aléatoirement avant l'expérience, seuls les gains α et β sont ajustés pendant l'expérience. Pour chaque couple de valeurs α et β , le vecteur de sortie W_i est optimisé par régression linéaire pendant une première phase d'entraînement. Puis, lors de la phase de test, le vecteur ainsi calculé est utilisé pour produire la sortie et évaluer sa qualité. Contrairement au fonctionnement des réseaux de neurones artificiels classiques, le choix préalable du vecteur d'entrée M_i et de la matrice d'interconnexion A_{ij} opéré pour les "reservoir computers" simplifie grandement les calculs nécessaires leur optimisation. Ces "reservoir computers" se prêtent bien à des implémentations physiques pour la même raison.

3. IMPLEMENTATION PHYSIQUE

Dans cette expérience, nous utilisons 47 variables internes ($N=47$). La figure 1 présente notre montage expérimental et son schéma fonctionnel (avec un cliché des variables internes à un instant fixe du temps). Chaque variable interne $x_i(n)$ correspond à 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 à retard est égale à $T=(N+5)\theta$. Chaque variable interne x_i n'est ainsi connectée qu'à une seule autre x_{i-5} . L'architecture des interconnexions entre variables internes est donc similaire à celle d'un registre à décalage. Cette architecture, ou les temps T' et T sont désynchronisés est discutée en détail dans [4]. Dans notre expérience, le vecteur d'entrée M_i est remplacé par un signal continu $m(t)$, somme de deux signaux sinusoïdaux de périodes $T'/7$ et $T'/9$, qui module l'entrée $u(n)$ du "reservoir".

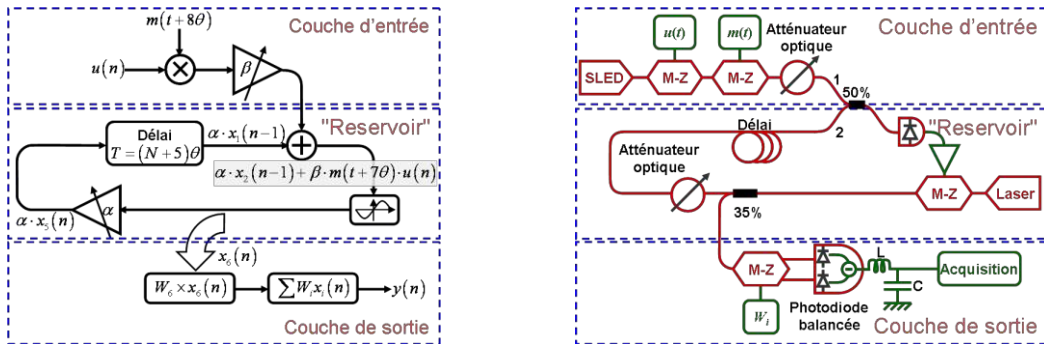


Fig. 1 : Schéma fonctionnel (à gauche) et schéma expérimental (à droite) de notre "reservoir computer" entièrement analogique. Les éléments optiques du montage sont en rouge, ceux électriques sont en vert.

Le modulateur Mach-Zehnder placé dans la boucle du "reservoir" permet d'avoir des variables internes non linéaires. Une partie (35%) de la puissance optique à sa sortie est collectée pour construire le signal de sortie dans la couche physique de sortie. Le reste passe par un atténuateur variable qui permet d'ajuster le gain α de rétroaction puis par une bobine de fibre optique d'environ 1,7 km de long. En sortie de cette bobine le signal est additionné au signal optique d'entrée à l'aide d'un coupleur optique (50%) avant d'être détecté par une photodiode (bande passante : 125MHz) puis de passer par un amplificateur RF (gain : 27dB, bande passante : 50kHz-130MHz) afin d'alimenter l'entrée électrique du modulateur. Le temps de parcours T de la boucle optoélectronique ainsi réalisée est d'environ 8,4μs.

La couche d'entrée utilise une source lumineuse incohérente (SLED) pour éviter les interférences avec le laser utilisé dans le "reservoir". La sortie de cette SLED est d'abord modulée pour générer le signal optique d'entrée. Ce signal est ensuite modulé par le masque $m(t)$ de période T' égale à 7,59μs puis passe par un atténuateur variable qui permet d'ajuster le gain β .

La couche physique de sortie utilise la combinaison d'un modulateur Mach-Zehnder ayant deux sorties complémentaires et d'une photodiode balancée pour appliquer le vecteur de sortie W_i (dont chaque composante peut ainsi être positive ou négative) aux variables internes. La somme de ces produits nécessaire à l'obtention du signal de sortie est réalisée à l'aide d'un filtre passe bas du second ordre. La réponse impulsionnelle de ce filtre est mesurée pour être prise en compte lors du calcul du vecteur de sortie W_i .

4. RESULTATS POUR L'EGALISATION D'UN CANAL NON LINEAIRE

Nous avons testé le "reservoir computer" ainsi réalisé pour égaliser un canal à délais multiples faiblement non linéaire [1] avec un rapport signal à bruit (SNR) variant de 12 à 32 dB à la sortie du canal. Les résultats présentés à la figure 2 donnent le taux d'erreur symbole (SER) sur la séquence de test de 6000 symboles. Ils sont comparés à notre précédente implémentation optoélectronique [4] et sont comparables à l'état de l'art.

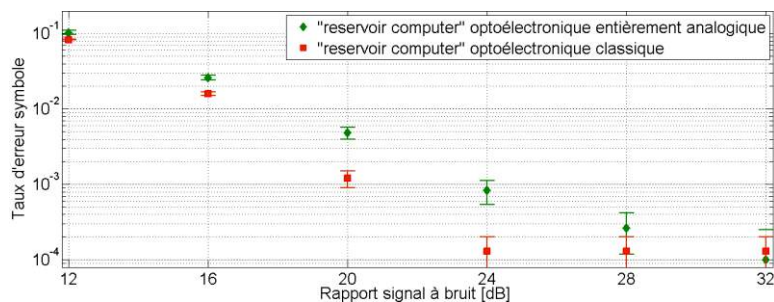


Fig. 2 : Egalisation de canal.

CONCLUSION

Nous avons présenté ici la première réalisation entièrement analogique d'un "reservoir computer" optoélectronique. Les résultats obtenus sont comparables à l'état de l'art et démontrent qu'il est possible d'égaliser un canal non linéaire sans aucun pré ni post traitement des signaux. Cette avancée majeure dans le domaine des "reservoir computer" expérimentaux devra être confirmée par des tests pour réaliser d'autres fonctions comme la prédiction de signaux. Elle laisse cependant entrevoir la possibilité de faire du traitement de signaux en optique et de manière entièrement analogique, ouvrant un nouveau champ de recherche pour le traitement non conventionnel de l'information en bénéficiant des énormes potentiels des systèmes optiques notamment en termes de rapidité et de parallélisme.

REMERCIEMENTS

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] 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.
- [7] 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.
- [8] K. Vandoorne, P. Mechet, T. Van Vaerenbergh, M. Fiers, G. Morthier, D. Verstraeten, B. Schrauwen, J. Dambre, and P. Bienstman, "Experimental demonstration of reservoir computing on a silicon photonics chip", *Nature Communications*, vol. 5, no 3541, 2014.

UTILISATION DE L'EFFET BRILLOUIN POUR LA REALISATION D'UN FILTRE OPTIQUE A PROFIL RECTANGULAIRE AJUSTABLE EN BANDE

Wei Wei¹, Lilin Yi¹, Yves Jaouën², Yi Dong¹ et Weisheng Hu¹

¹ State Key Lab of Advanced Optical Communication Systems and Networks,
Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 20040, China

² Institut Telecom / Telecom ParisTech, CNRS UMR5141, 75634 Paris, France

lilinyi@sjtu.edu.cn

RÉSUMÉ

La diffusion Brillouin stimulée est un des effets non-linéaires les plus significatifs dans les fibres optiques. Cet effet présente un grand intérêt pour le traitement optique de l'information, tel que la réalisation de lignes à retard ou de filtres optiques. Cette contribution porte sur la mise œuvre d'un filtre optique à profil rectangulaire, le signal de pompe étant généré à partir d'un modulateur d'intensité externe commandé par un signal électrique multi-fréquence. Afin d'accroître la platitude et la réjection hors-bande du filtre, le niveau de chaque composante du peigne de fréquence est contrôlée par une boucle de rétroaction numérique. La bande gain peut être ajustée très simplement entre 50 MHz et 4 GHz avec une résolution de ~10 MHz.

MOTS-CLEFS : *Diffusion Brillouin stimulée; Traitement optique du signal.*

1. INTRODUCTION

Les filtres optiques rectangulaires avec une bande passante allant de quelques dizaines de MHz à plusieurs GHz sont très recherchés pour des applications opto-microondes ou communications optiques. Les technologies passives (réseaux de Bragg, réseaux de diffraction, étalons Fabry-Perot) ont des résolutions typiques de l'ordre de ~10 GHz avec un profil qui est généralement de type « super-gaussien ». On est encore loin de l'exigence d'un filtre rectangulaire idéal avec un facteur de forme de 1. La conception d'un tel filtre à bande étroite reste un grand défi. La diffusion Brillouin stimulée (SBS pour Stimulated Brillouin Scattering) dans une fibre optique a été proposée pour jouer le rôle d'un filtre optique accordable actif avec une bande passante allant de 10 MHz à quelques GHz. Le profil de gain Brillouin peut être contrôlé en ajustant le spectre de la pompe, par exemple au moyen d'une modulation externe [1,2] ou d'une modulation du courant continu d'une diode laser [3-4]. La raideur de la pente est le paramètre le plus critique en raison de la modification progressive du spectre de la pompe sur le bord de bande. Nous présentons la réalisation d'un profil de gain Brillouin rectangulaire dont la bande passante est ajustable entre 50 MHz et 4 GHz avec une résolution de 10 MHz. La pompe est générée au moyen d'un modulateur d'intensité externe commandé par un signal électrique multi-fréquences. L'amplitude de chaque composante spectrale peut être contrôlée numériquement afin de minimiser les variations de gain dans la bande. A titre d'exemple, le facteur de forme (SF pour Shape Factor) obtenu pour une bande de 500 MHz est $SF_{15dB} = 1.093$ et la variation maximale de gain est ± 0.35 dB, ce qui est proche du filtre rectangulaire idéal.

2. PRINCIPE

Le profil de gain Brillouin naturel d'une fibre en silice est une Lorentzienne de largeur à mi-hauteur ~25 MHz. Un profil de gain rectangulaire peut être obtenu avec une pompe constituée d'un peigne de fréquences d'amplitude égale et uniformément espacées de 10 à 15 MHz [5]. Le signal électrique de contrôle de la pompe est réalisé au moyen d'un générateur de signaux arbitraires. Le nombre des fréquences est déterminé par la bande de gain visée. L'amplitude et la phase initiale de chaque fréquence peuvent être ajustées numériquement avec précision. Les non-linéarités induites par les composants (modulateur d'intensité, amplificateur électrique, DAC, ...)

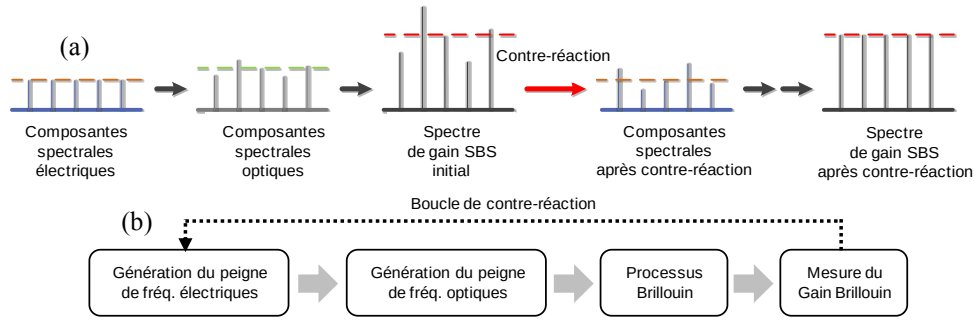


Fig. 1 : (a) Représentation schématique des spectres électriques, optiques et de gain Brillouin avant et après processus de contre-réaction, (b) principe du processus de contre-réaction.

engendrent des fluctuations du profil de gain. Le gain Brillouin G_{dB} est proportionnel à la puissance de pompe P_p (i.e. $G = \exp(C_B P_p L_{eff})$). L'amplitude de l'onde pompe est proportionnelle à l'amplitude du signal électrique de commande du modulateur optique. A l'initialisation, un peigne de fréquences d'égale amplitude est généré. Le gain Brillouin est mesuré avec un analyseur de réseaux électrique. Les nouvelles valeurs de l'amplitude électrique A_{elec} pour chaque fréquence sont calculées à partir de l'expression suivante :

$$\frac{G_{dB \text{ final}}}{G_{dB \text{ actuel}}} = \frac{P_p \text{ final}}{P_p \text{ actuel}} = \left(\frac{A_{elec \text{ final}}}{A_{elec \text{ actuel}}} \right)^2 \quad (1)$$

Le montage expérimental est présenté sur la figure 2 [5]. Un même laser à 1550 nm est utilisé pour la génération de l'onde pompe et l'onde signal. Un générateur de signaux arbitraire (Tektronix AWG7122B) génère un peigne de fréquences espacées de 10 ou 15 MHz. Un modulateur I&Q permet le transfert direct du spectre électrique dans le domaine optique. Le gain Brillouin est ajusté par la puissance de la pompe dont le niveau est fixé par un EDFA. L'amplification Brillouin est réalisée dans un tronçon de ~20km de fibre G-652. La bande de gain Brillouin est décalée de ~11 GHz. L'onde sonde, fournie par un analyseur de réseaux électrique couplé à un modulateur d'intensité (MZM), permet de couvrir la région qui présente du gain Brillouin. Un filtre optique permet de rejeter la bande latérale proche la pompe. Les schémas (i), (ii) et (iii) illustrent les fréquences et gains impliqués.

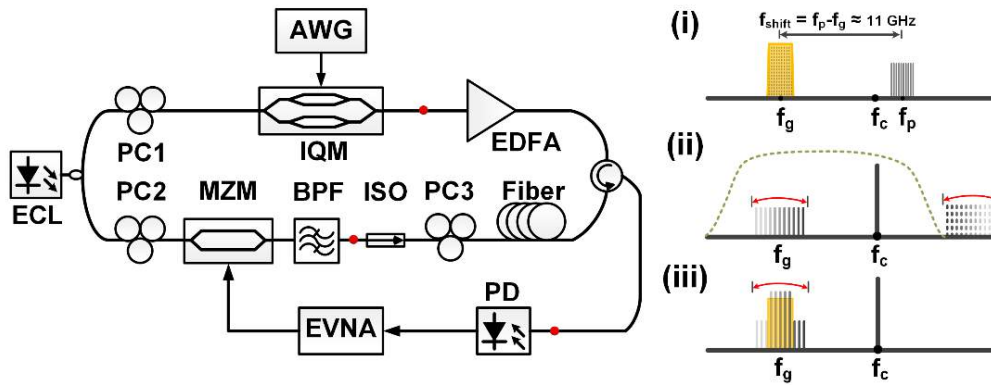


Fig. 2 : Schéma expérimental : (i) laser f_c , pompe f_p , gain SBS autour de f_g , (ii) signal de sonde, (iii) signal de sonde amplifié

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Des mesures de gain Brillouin sont présentées sur la figure 3. La largeur de bande est fixée à 500 MHz (i.e. 50 fréquences espacées de 10 MHz). Dans le cas d'un peigne de fréquences de même amplitude, les variations du gain Brillouin peuvent atteindre $\pm 2.5 \text{ dB}$. La mise en place de la contre-réaction permet de réduire la fluctuation de gain à $\pm 0.35 \text{ dB}$. Les valeurs résiduelles des fluctuations augmentent avec la bande passante. Pour un gain de 15 dB, les fluctuations sont $\pm 0.49 \text{ dB}$, $\pm 0.8 \text{ dB}$,

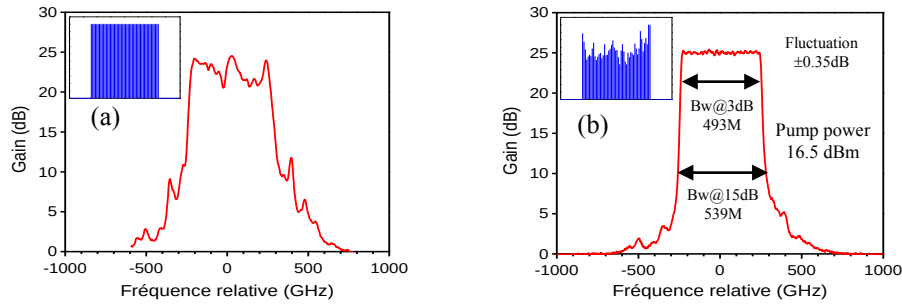


Fig. 3. Gain Brillouin sans (a) et avec (b) boucle de contre-réaction (insert : spectre électrique de pompe)

± 1.05 dB, ± 1.75 dB et ± 1.85 dB pour des bandes de 1 GHz, 1.5 GHz, 2 GHz, 2.5 GHz et 3 GHz. L'accroissement de la fluctuation de gain peut être attribué à un phénomène de FWM de l'onde pompe dans la fibre. Une bande de gain élevée requiert un grand nombre de fréquences électriques ainsi qu'une puissance de pompe plus importante. Le phénomène de FWM redistribue la puissance sur les fréquences adjacentes et génère également des composantes fréquentielles en dehors de la bande de gain. Dans le cas d'un espacement uniforme, les composantes FWM interfèrent avec les fréquences initiales. Le gain Brillouin variant exponentiellement avec la puissance de pompe, une faible variation d'amplitude de l'onde de pompe engendre une variation significative du gain. Afin de minimiser les phénomènes d'interférence, nous proposons d'introduire un espacement aléatoire entre les fréquences (14 MHz, 15 MHz ou 16 MHz dans notre cas) [6]. Dans ce cas, les termes de FWM sont générés à des fréquences différentes. La Figure 4 présente les profils de gain (en module et phase) obtenus pour différentes valeurs de bande passante. L'utilisation d'une fibre optique présentant un seul pic Brillouin a permis de réduire encore un peu plus le gain hors-bande.

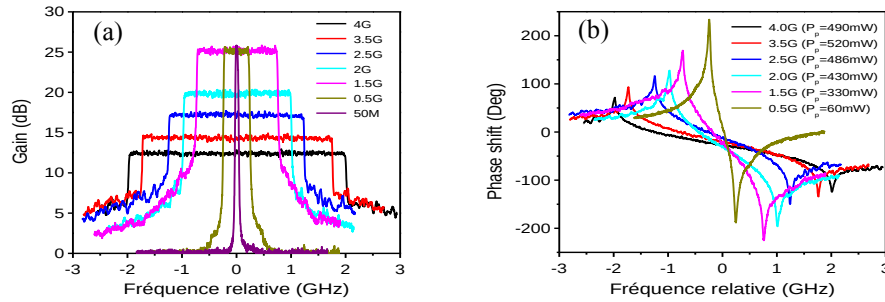


Fig. 4. Spectres Brillouin pour différentes bandes passantes de gain : (a) module (b) phase

4. CONCLUSION

La réalisation d'un profil de gain Brillouin rectangulaire de bande passante ajustable entre 50 MHz et 4 GHz avec une résolution de 10 MHz a été démontrée. Un contrôle très précis de l'amplitude des fréquences de la pompe a permis d'améliorer la planéité du gain et la réjection du gain hors-bande. Une fluctuation du gain $< \pm 0.35$ dB a été obtenue pour une bande passante de 500 MHz et un gain de 25 dB.

REFERENCES

- [1] T. Tanemura, Y. Takushima and K. Kikuchi, "Narrowband optical filter, with a variable transmission spectrum, using stimulated Brillouin in optical fiber" *Opt. Lett.* **27**, 1552-1554 (2002).
- [2] T. Sakamoto, T. Yamamoto, K. Shiraki and T. Kurashima, "Low distortion slow light Brillouin gain spectrum by using optical frequency com" *Opt. Express* **16**, 8026-8032 (2008).
- [3] A. Zadok, A. Eyal and M. Tur, "Gigahertz-Wide optical reconfigurable filters using stimulated Brillouin scattering" *J. Lightwave Technol.* **25**, 2168-2174 (2007).
- [4] L. Yi, Y. Jaouën, W. Hu, Y. Su and S. Bigo, "Improved slow-light performance of 10 Gb/s NRZ, PSBT and DPSK signal in fiber broadband SBS" *Opt. Express* **15**, 16972-16979 (2007).
- [5] W. Wei, L. Yi, Y. Zhang, Y. Jaouën, Y. Song and W. Hu, "A bandwidth-tunable narrowband rectangular optical filter based on stimulated Brillouin scattering" *OFC'14*, paper WH1.5 (2014)
- [6] W. Wei, L. Li, Y. Jaouën, Y. Dong and W. Hu, "An ultra-flat rectangular optical filter based on stimulated Brillouin scattering in fibre" *ECOC'14*, paper P.1.7 (2014)

GÉNÉRATION LINÉAIRE DE TRAINS IMPULSIONNELS TRIANGULAIRES OU PARABOLIQUES A HAUT-DÉBIT

Christophe FINOT

*Laboratoire Interdisciplinaire CARNOT de Bourgogne, UMR 6303 CNRS-Université de
Bourgogne, 9 avenue A. Savary, BP 47870, 21078 Dijon Cedex*

christophe.finot@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons théoriquement et expérimentalement la génération photonique de trains d'impulsions à 40 GHz ayant des profils temporels d'intensité paraboliques, triangulaires ou bien flat-top. Le passage d'une forme à l'autre se réalise en jouant simplement sur la phase optique relative d'un ensemble de 4 raies spectrales.

MOTS-CLEFS : *façonnage optique ; impulsions haut-débit.*

1. INTRODUCTION

Si l'obtention de trains d'impulsions de forme gaussienne ou sécante hyperbolique est aisément réalisable à partir de lasers conventionnels, il demeure par contre beaucoup plus délicat de générer des profils d'intensité paraboliques ou bien triangulaires. Plusieurs solutions ont dans ce contexte été proposées. Un premier axe de recherche repose sur le façonnage spectral linéaire en amplitude et phase d'impulsions picosecondes [1]. Ce façonnage peut être réalisé par un réseau de Bragg fibré, par l'intermédiaire d'un masque d'amplitude et phase placé au centre d'un montage 4-f, ou bien encore par l'utilisation d'un dispositif acousto-optique. Une seconde voie repose sur le façonnage dit non-linéaire où l'interaction entre la dispersion normale et l'auto-modulation de phase introduite par la non-linéarité Kerr d'une fibre est exploitée pour sculpter les profils temporels et spectraux [2]. Une dernière possibilité notamment développée dans le contexte de la photonique micro-onde repose sur l'utilisation d'une combinaison de modulateurs optiques.

Nous démontrons ici la génération de profils variés en jouant sur un unique paramètre, la phase relative entre quelques raies spectrales. Après avoir discuté théoriquement notre approche, nous décrirons sa mise en œuvre expérimentale et les résultats enregistrés à une cadence de 40 GHz.

2. MISE EN FORME LINÉAIRE D'UN SIGNAL PÉRIODIQUE

Notre objectif est de réduire au maximum la complexité d'une mise en forme spectrale linéaire. La manière la plus répandue de déterminer une fonction de transfert à appliquer est d'effectuer le rapport entre la forme cible complexe et le champ caractérisant l'impulsion initiale. Cette méthode est très exigeante dans le sens où elle impose non seulement le profil d'intensité temporel, mais également le profil de phase. Bien souvent, dans le cas d'un signal périodique, l'ajustement des propriétés de près d'une dizaine de raies spectrales est ainsi requis pour obtenir un résultat satisfaisant.

Si prendre en compte seulement deux raies ne peut donner qu'un signal sinusoïdal, une modification significative du profil d'intensité temporel peut apparaître dès la prise en compte de trois ou quatre raies régulièrement espacées d'une fréquence f et disposées symétriquement de part et d'autre d'une fréquence centrale Ω . Afin de réduire le nombre de paramètres dans notre analyse, nous décrirons ces configurations par seulement deux variables (voir illustration Fig. 1a) : l'atténuation des raies latérales par rapport aux raies centrales A^2 et le déphasage φ entre ces raies. Sur la Fig. 1c, nous varions systématiquement ces paramètres et caractérisons le profil d'intensité temporel à travers son kurtosis normalisé (excès d'aplatissement). La large amplitude de variation de cette caractéristique révèle que des profils très différents peuvent être synthétisés.

Pour déterminer avec une meilleure précision les paramètres à sélectionner pour générer des trains d'impulsions paraboliques, nous calculons le facteur de misfit vis-à-vis d'une cible

parabolique [2]. Pour $A^2 = 12.3$ dB et $\varphi = 1.94$ rad, un désaccord aussi faible que 0.02 est atteint dans le cas de 4 raies (voir Fig. 1d). Pour trois raies, les désaccords sont par contre plus conséquents. Les plus grandes possibilités offertes par la configuration à 4 raies s'expliquent par le fait que le spectre RF associé dispose alors de davantage de composantes (voir Fig. 1b).

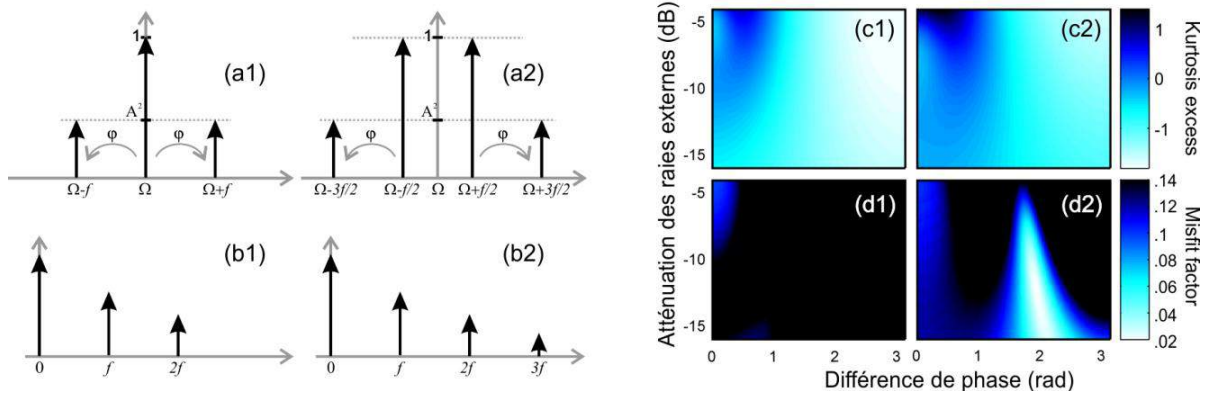


Fig. 1 : (a) Spectres optiques et (b) radio-fréquence. (c) Kurtosis normalisé et (d) facteur de misfit en fonction de l'atténuation des bandes latérales A^2 et de leur déphasage φ . Les configurations à trois et quatre bandes sont respectivement décrites par les panneaux (1) et (2).

Le détail du profil temporel alors obtenu est représenté Fig. 2a1 où nous constatons la grande qualité du train parabolique. Nous notons néanmoins que les impulsions ne sont pas en limite de Fourier. Une démarche similaire a été conduite pour un train triangulaire (Fig. 2a2) pour laquelle les paramètres optimaux trouvés sont $A^2=9.9$ dB et $\varphi=1.55$ rad. De manière intéressante, nous avons constaté qu'à une atténuation $A^2 = 12$ dB, des impulsions triangulaires d'une qualité tout à fait acceptable pouvaient numériquement être générées, de même que d'autres profils atypiques comme des impulsions paraboliques inversées ou bien des impulsions à sommet aplati (voir Fig. 2b).

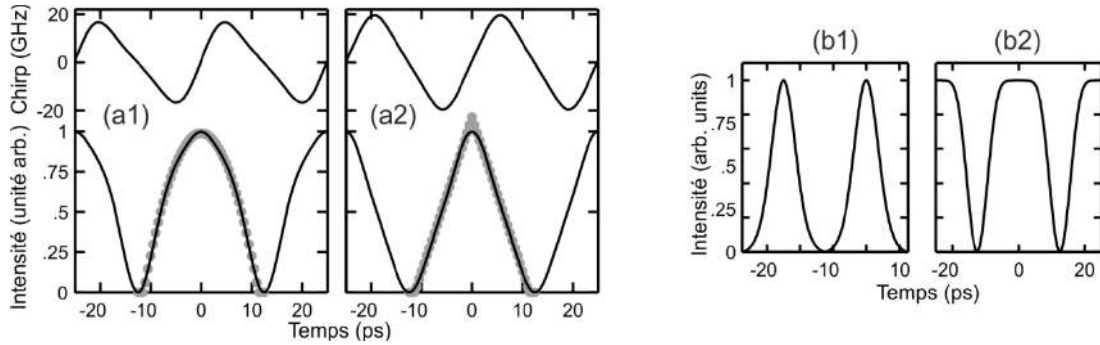


Fig. 2 : (a) Profil temporels d'intensité et de chirp d'une impulsion parabolique (a1) et triangulaire (a2). Les ajustements par une parabole et un triangle parfaits sont représentés par des cercles gris. (b) Profil d'intensité parabolique inversé et flat-top obtenus pour une atténuation de 12 dB et des déphasages de 2.30 et 0.70 rad.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Le montage expérimental mis en œuvre est entièrement fibré et est schématisé par la Fig. 3a. Une diode laser continue émettant à 1550 nm est modulée en phase par un signal électrique sinusoïdal à 20 GHz. Le spectre élargi résultant est représenté Fig. 3b1 et présente une structure de peigne avec des raies séparées de 20 GHz. Ce spectre est ensuite façonné par un filtre programmable [1] permettant de jouer simultanément sur l'amplitude et la phase spectrale des différentes composantes. Grâce à ce dispositif, nous avons réalisé plusieurs opérations

simultanément. La première a été d'isoler à partir du peigne les 4 composantes spectrales souhaitées. Pour cela, nous avons notamment éliminé une composante spectrale sur deux, doublant en conséquence le taux de répétition à 40 GHz. La seconde étape a été d'imposer une atténuation et un déphase optiques adéquats entre les raies significatives restant. Le spectre optique obtenu après ce traitement est représenté Fig. 3b2 alors que le profil d'intensité temporel est lui enregistré par un oscilloscope à échantillonnage optique ayant une résolution picoseconde.

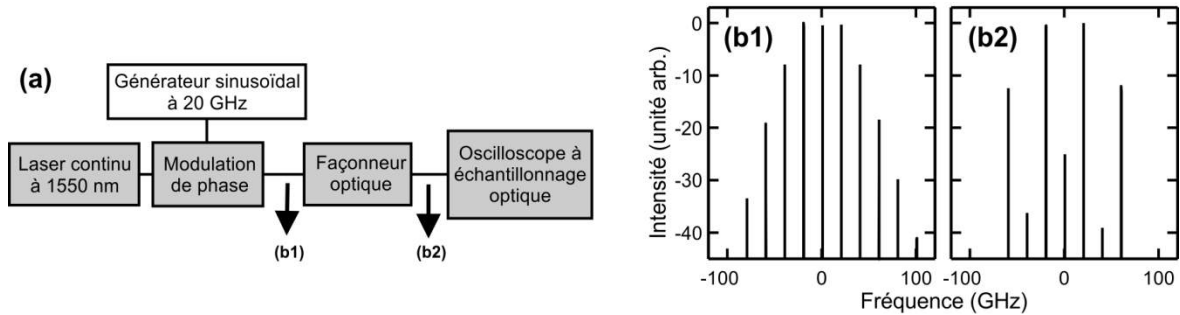


Fig. 3 : (a) Montage expérimental mis en œuvre. (b1) Peigne de fréquences obtenu après modulation de phase. (b2) Spectre mis en forme.

Nous observons sur la Fig. 4 que l'expérience menée confirme totalement les conclusions théoriques de la Fig. 2. Ainsi, nous avons pu démontrer expérimentalement la génération de trains d'impulsions paraboliques, triangulaires et flat-top de grande qualité. Le fonctionnement de l'expérience s'est montré particulièrement stable et reproductible. Le changement de forme a pu se réaliser en modifiant uniquement le déphase entre les composantes latérales et centrales.

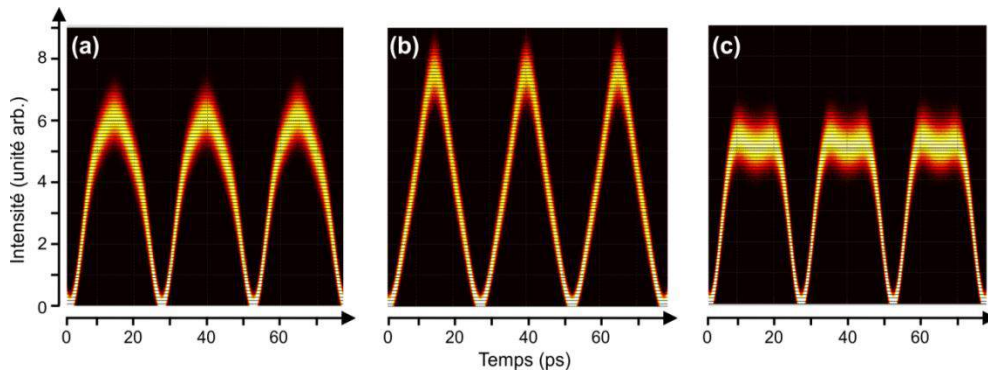


Fig. 4 : Profils temporels d'intensité du train mis en forme à 40 GHz enregistrés sur un oscilloscope à échantillonnage optique. (a) Profil parabolique. (b) Profil triangulaire. (c) Profil à sommet aplati.

4. CONCLUSION

Nous avons démontré expérimentalement un générateur de fonctions optiques reconfigurable en jouant sur un seul paramètre, la phase optique relative entre 4 raies spectrales. La réalisation aisée de profils parabolique ou triangulaires à 40 GHz facilitera la mise en œuvre efficace de fonctions optiques avancées de traitement du signal telles que la conversion de fréquence, la resynchronisation, la conversion temps/fréquence...

RÉFÉRENCES

- [1] A. M. Clarke, *et al.*, "Reconfigurable Optical Pulse Generator Employing a Fourier-Domain Programmable Optical Processor," *J. Lightw. Technol.*, vol. 28, pp. 97-103, Jan 2010.
- [2] S. Boscolo and C. Finot, "Nonlinear pulse shaping in fibres for pulse generation and optical processing," *International Journal of Optics*, p. 159057, 2012.

DE LA CONVERSION DE FREQUENCE DANS LES FIBRES MICROSTRUCTUREES VERS DES CAPTEURS A FIBRE OPTIQUE NON-LINEAIRE

K. Tarnowski¹, A. Anuszkiewicz¹, J. Olszewski¹, P. Mergo²,
B. Frisquet³, B. Kibler^{3,*}, W. Urbanczyk¹

¹Institute of Physics, Wroclaw University of Technology, Wybrzeze Wyspianskiego 27, 50-370 Wroclaw, Poland

²Laboratory of Optical Fiber Technology, Maria Curie-Skłodowska University, 20-031 Lublin, Poland

³Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB), UMR 6303 CNRS/Université de Bourgogne, Dijon, France

* bertrand.kibler@u-bourgogne.fr

RESUME

Nous étudions la conversion non-linéaire de fréquence dans une fibre microstructurée air/silice biréfringente soumise à des contraintes extérieures pour une application de type capteur à fibre optique non-linéaire. Nous présentons la possibilité de décaler en fréquence le processus d'instabilité de modulation vectorielle par les modifications des propriétés linéaires de la fibre induites par pression hydrostatique. Les mesures expérimentales sont en bon accord avec les prédictions analytiques et numériques.

MOTS-CLEFS : *optique non-linéaire ; capteurs ; conversion de fréquence*

1. INTRODUCTION

Il est bien connu que les fibres optiques peuvent être utilisées comme des éléments actif et passifs de capteurs à fibre optique pour mesurer une grande variété de grandeurs physiques, comme la température, la pression, la rotation, l'accélération, etc... [1-4]. Cette technologie emploie généralement des mécanismes de détection différents basés sur des modulations induites de mesures optiques tels que la phase, la polarisation, et l'intensité. Les principes de détection utilisés jusqu'ici sont généralement fondés sur une interaction linéaire de paramètres physiques externes avec la lumière guidée. Très récemment, une approche alternative a été proposée grâce aux dernières avancées en optique non-linéaire utilisant les fibres microstructurées [5-7]. Cette approche est basée sur la sensibilité non-linéaire directe de processus de conversion de fréquence à des variations de la dispersion de la fibre. Le principe de fonctionnement de ces capteurs s'appuie sur le suivi du décalage des longueurs d'onde générées par les processus non-linéaires scalaires de mélange à quatre ondes (FWM) sous différentes contraintes environnementales (température, pression, etc...) qui modifient la dispersion de vitesse de groupe de la fibre de détection. Ici, nous étudions les deux processus de conversion de fréquence, scalaire et vectorielle, dans une fibre microstructurée biréfringente soumise à des contraintes extérieures, de type pression hydrostatique.

2. PROPRIETES DE LA FIBRE ET THEORIE

Des fibres microstructurées biréfringentes à très haute sensibilité polarimétrique à la pression (et très faible sensibilité à la température) ont été récemment démontrées, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives pour les détecteurs de pression sur fibre optique [8-9]. Dans ce travail, nous proposons d'utiliser ce type de fibre microstructurée air/silice avec une sensibilité accrue à la pression hydrostatique comme un capteur à fibre optique non-linéaire. La section transversale particulière de cette fibre est représentée par la figure 1(a). Son cœur possède au centre une inclusion elliptique dopée GeO₂. L'axe le plus long de l'ellipse est perpendiculaire à la rangée des plus petits trous d'air. La distribution spécifique des trous dans la partie extérieure de la gaine microstructurée implique des propriétés mécaniques qui diffèrent le long de son axe de symétrie. Par conséquent, la charge symétrique induite par pression hydrostatique appliquée à la gaine produit une distribution non symétrique des contraintes dans la région du cœur, ce qui se traduit par un changement significatif dans les propriétés de biréfringence modale. La figure 1(b) présente les variations significatives des biréfringences de phase B et de groupe G de la fibre en fonction de la pression p appliquée. Ces résultats numériques sont basés sur le calcul des constantes de propagation (β_x et β_y) des deux

modes fondamentaux de la fibre biréfringente (orientés selon les axes x et y) en prenant en compte les corrections de contrainte induite sur l'indice de réfraction (détails de la méthode dans Réf. [10]). Rappelons que $B = \lambda(\beta_x - \beta_y)/(2\pi)$ et $G = c(\beta_{1x} - \beta_{1y}) = B - \lambda dB/d\lambda$ [11]. Nous observons que l'augmentation de la pression entraîne une diminution de B , mais aussi de G . En particulier, le décalage de B est quasi-linéaire avec la pression : $dB/dp = -0.6 \times 10^{-5} \text{ MPa}^{-1}$ et indépendant de la longueur d'onde. Nous avons vérifié que la pression n'affecte pas les courbes de dispersion de vitesse de groupe des deux modes fondamentaux. En d'autres termes pour la conversion non-linéaire de fréquence, cela signifie qu'un seul paramètre linéaire, à savoir la biréfringence de groupe, est sensible à la pression. En utilisant les relations analytiques simples décrivant le spectre de gain de MI pour une fibre à forte biréfringente avec une dispersion anormale [11], on peut déduire le décalage résultant (ΔF_S et ΔF_V) des fréquences de bandes de gain pour les MI scalaire et vectorielle. Pour la MI scalaire, la fréquence angulaire du gain maximal par rapport à la pompe est $\Omega_S = 2\pi F_S = \pm(2\gamma P_0/|\beta_2|)^{1/2}$, γ étant le coefficient non-linéaire de la fibre ($15 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$) et P_0 la puissance d'entrée. Le coefficient γ a été vérifié comme insensible à la pression. L'impact résultant de la pression appliquée sur la MI scalaire est alors $dF_S/dp = 0$. Pour la MI vectorielle, la fréquence angulaire du gain maximal pour une faible puissance est donnée par la relation suivante $\Omega_V = 2\pi F_V = \pm G/(c\beta_2)$. Le décalage correspondant induit par les changements de pression est $dF_V/dp = \pm 1/(2\pi c\beta_2) \cdot dG/dp = \pm 1.13 \text{ THz/MPa}$, en utilisant les caractéristiques de la fibre à la longueur d'onde de pompe $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$ ($G = -1.42 \times 10^{-4}$; dispersion de vitesse de groupe $\beta_2 = -2.82 \text{ ps}^2/\text{km}$). Comme prévu, seules les bandes de MI vectorielle sont sensibles à la pression et leur décalage dépend de façon linéaire aux variations de pression.

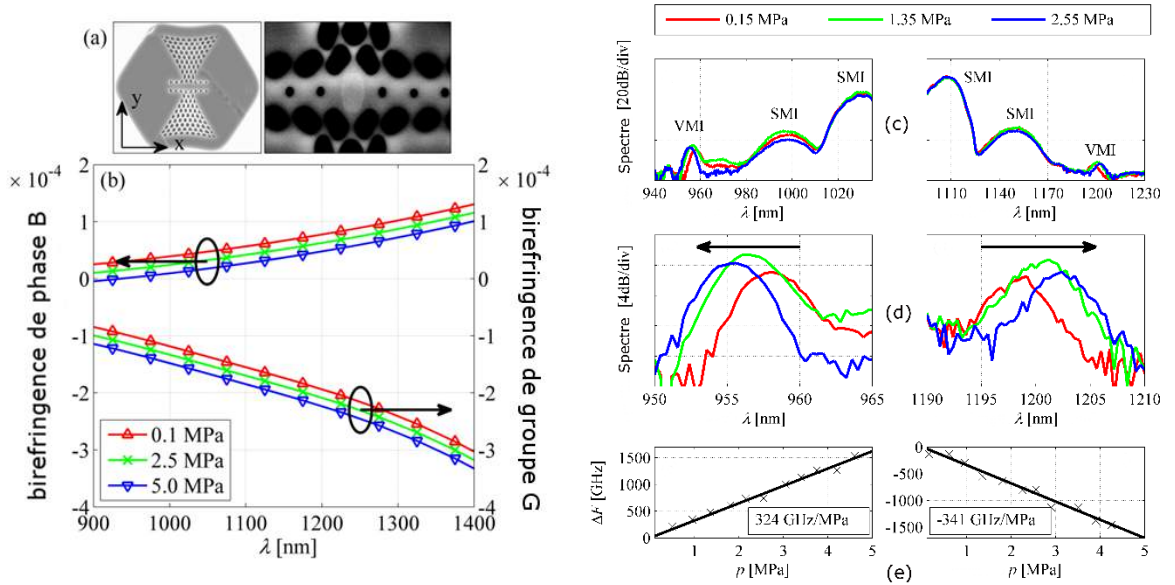


Figure 1 : (a) Image MEB de la section transverse de la fibre microstructurée air/silice. (b) Dépendance spectrale des biréfringences de phase B et de groupe G calculées pour diverses pressions appliquées. (c) Spectres mesurés des bandes de MI pour différentes pressions. (d) Zoom sur les bandes de MI vectorielle. (e) Décalages en fréquence des pics de MI vectorielle en fonction de la pression appliquée (la valeur de la pente des ajustements linéaires est indiquée).

3. EXPERIENCES ET SIMULATIONS

Pour étudier l'effet de pression sur les processus d'instabilités de modulation (MI) scalaire et vectorielle, nous avons utilisé un laser commercial quasi-continu de forte puissance à 1064 nm. Une combinaison lame demi-onde / polariseur a été introduite pour modifier la puissance d'entrée, tout en gardant la polarisation linéaire d'entrée à 45° par rapport aux axes de la fibre biréfringente

afin d'exciter à la fois les processus de MI scalaire et vectorielle. L'onde pompe est ensuite injectée dans la fibre puis recueillie à l'aide d'objectifs de microscope. Les spectres de sortie sont analysés selon les deux modes polarisés orthogonalement avec un analyseur de spectre optique. La fibre est soumise à des changements de pression dans la gamme de 0,1 à 5 MPa (0,1 MPa = pression atmosphérique). Notre chambre de pression remplie d'huile nous a permis d'appliquer une pression hydrostatique sur un segment de fibre de 38 cm. La longueur totale de la fibre est de 80 cm et sa partie centrale était placée à l'intérieur de la chambre de pression. Une puissance crête de 1.2 kW est requise pour observer simultanément les bandes de MI scalaire et vectorielle (voir figure 1(c)). Nous notons trois paires de bandes latérales (deux scalaires et une vectorielle) situées symétriquement à $\pm\Omega_s$, $\pm 2\Omega_s$ et $\pm\Omega_v$ de chaque côté de la pompe. La figure 1(c) présente les spectres de sortie enregistrés pour des pressions croissantes. Comme d'après les prévisions analytiques, les bandes de MI scalaire ne sont pas modifiées, tandis que les bandes de MI vectorielle sont clairement décalées en fréquence de la pompe (voir figure 1(d)). Des ajustements linéaires sont obtenus pour le décalage en fréquence des bandes latérales avec une valeur de pente moyenne égale à 0,33THz/MPa (voir figure 1(e)). Nos résultats expérimentaux confirment bien que le processus de MI scalaire est insensible à la pression hydrostatique, tandis que le processus de MI vectorielle est fortement dépendant de la pression. Le décalage en fréquence induit par la pression pour la MI vectorielle MI est inférieur à la moitié de la valeur estimée par les formules analytiques. Dans l'expérience, seulement une moitié de la longueur de la fibre est exposée à une pression hydrostatique, ce qui est susceptible de causer ce désaccord. Afin d'examiner le décalage en fréquence le long de la fibre, nous avons procédé à des simulations numériques basées sur des équations non-linéaires de Schrödinger couplées correspondantes aux deux modes de polarisation [11], et en tenant compte des variations locales de biréfringence induites par pression. D'après nos simulations, la sensibilité de la MI vectorielle résultante de la pression est de $\pm 0,43\text{THz/MPa}$. Les résultats numériques confirment que le raccourcissement de la longueur de fibre soumise à la pression hydrostatique diminue la sensibilité globale du capteur.

4. CONCLUSION

Nous avons étudié l'impact de la pression hydrostatique sur les processus non-linéaires de MI scalaire et vectorielle dans une fibre microstructurée biréfringente. Nous avons montré que le processus de MI dépendant de la polarisation, sensible à des modifications de la biréfringence de groupe de la fibre, présente un avantage indéniable pour développer un capteur à fibre optique non-linéaire (sensibilité du même ordre que le capteur à fibre linéaire de la Réf. [9]), contrairement au processus scalaire totalement insensible à la pression [12]. De plus, il a déjà été démontré dans la Réf. [7] que la MI scalaire peut être sensible à des paramètres externes qui influent sur la dispersion du mode guidé, ceci ouvre donc la possibilité de détecter simultanément plusieurs paramètres physiques.

5. REFERENCES

- [1] B. Culshaw, J. Dakin, *Optical Fiber Sensors: Systems and Applications* vol. 1 (Artech House, 1988).
- [2] K. T. V. Grattan, B. T. Meggitt, *Optical Fiber Sensor Technology* (Chapman & Hall, 1995).
- [3] B. Lee, *Opt. Fiber Technol.* **9**, 57-79 (2003).
- [4] O. Frazão, J. L. Santos, F. M. Araújo, and L. A. Ferreira, *Laser & Photonics Rev.* **2**, 449-459 (2008).
- [5] J. R. Ott, M. Heuck, C. Agger, P. D. Rasmussen, and O. Bang, *Opt. Express* **16**, 20834-20847 (2008).
- [6] M. H. Frosz, A. Stefani, and O. Bang, *Opt. Express* **19**, 10471-10484 (2011).
- [7] B. Gu, W. Yuan, M. H. Frosz, A. P. Zhang, S. He, and O. Bang, *Opt. Letters* **37**, 794-796 (2012).
- [8] T. Martynkien, G. Statkiewicz-Barabach, J. Olszewski, et al., *Opt. Express* **18**, 15113-15121 (2010).
- [9] A. Anuszkiewicz, G. Statkiewicz-Barabach, et al., *Opt. Express* **20**, 23320-23330 (2012).
- [10] M. Szpulak, T. Martynkien, W. Urbanczyk, *Appl. Optics* **43**, 4739-4744 (2004).
- [11] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 5th ed. (Academic Press, 2013).
- [12] K. Tarnowski, A. Anuszkiewicz, J. Olszewski, et al., *Opt. Letters* **38**, 5260-5263 (2013).

CASCADE D'ONDES DISPERSIVES DANS UNE FIBRE A DISPERSION OSCILLANTE

A. Bendahmane^{1,*}, F. Braud¹, M. Conforti¹, B. Barviau², A. Mussot¹ et A. Kudlinski¹

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

² Affiliation actuelle : CORIA, Université de Rouen, 76801 Saint Etienne du Rouvray, France

* abdelkrim.bendahmane@phlam.univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Nous observons et expliquons pour la première fois l'émission d'une cascade d'ondes dispersives à partir d'un soliton dans une fibre à dispersion oscillante. Ce nouveau mécanisme physique est lié au fait que les ondes dispersives restent localisées temporellement grâce à l'évolution longitudinale de la dispersion chromatique, contrairement au cas des fibres uniformes.

MOTS-CLEFS : *Optique guidée non-linéaire ; solitons ; ondes dispersives.*

1. INTRODUCTION

Les solitons temporels sont des états localisés existant grâce la compensation entre la dispersion chromatique et la non-linéarité. Dans les fibres optiques, les solitons fondamentaux, bien que particulièrement robustes aux perturbations, sont déstabilisés en présence de dispersion d'ordre supérieur à 2 [1]. Par exemple, lorsqu'une partie du spectre d'un soliton fondamental recouvre la zone de dispersion normale d'une fibre optique, il émet une onde dispersive (OD) principalement à cause de la déstabilisation causée par dispersion d'ordre trois. La génération de l'OD se fait suivant la relation d'accord de phase suivante [1]:

$$\frac{\beta_2}{2}\Omega^2 + \frac{\beta_3}{6}\Omega^3 = \frac{\gamma P}{2} \quad (1)$$

où β_2 et β_3 désignent les coefficients de dispersion d'ordre 2 et 3, $\Omega = \omega_S - \omega_{OD}$ désigne l'écart en fréquence entre le soliton à ω_S et l'OD à ω_{OD} , P est la puissance crête du soliton et γ est le coefficient non-linéaire de la fibre. La relation (1) nous indique que lorsque $\beta_3 > 0$ (resp. < 0), l'OD est générée à une longueur d'onde plus courte (resp. plus grande) que le soliton, mais toujours en région de dispersion normale.

La génération d'ODs à partir de solitons a été largement étudiée dans les fibres uniformes, notamment dans le contexte de la génération du supercontinuum. Elle a aussi été observée dans le cas où un soliton se décalant vers les hautes longueurs d'ondes par auto-décalage Raman atteint le deuxième zéro de dispersion (ZD) de la fibre [2]. Dans ce cas, β_3 étant négatif, l'OD est centrée autour d'une longueur d'onde supérieure à celle du soliton. L'une de ses principales caractéristiques est que, comme son nom l'indique, elle s'étale rapidement dans le domaine temporel à cause de la dispersion normale qu'elle subit [2].

Dans cette communication, nous nous intéressons expérimentalement à la dynamique de la génération d'ODs au voisinage du deuxième ZD d'une fibre à dispersion oscillante. Nous montrons que l'évolution longitudinale de la dispersion chromatique permet une relocalisation temporelle de l'OD, qui génère alors sa propre OD par un mécanisme inédit de cascade. De plus, nous démontrons le fait qu'un soliton unique puisse générer plusieurs ODs dans une fibre à dispersion oscillante, elles-mêmes générant leur propre cascade d'ODs.

2. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

La figure 1(a) (axe de gauche) montre l'évolution du diamètre de fibre mesurée pendant le fibrage en fonction de la longueur. Il s'agit d'une fibre microstructuée air/silice qui a été conçue de telle sorte que le second ZD évolue de 1450 nm pour le diamètre le plus important (courbe bleue sur la figure 1(b)) à 1140 nm pour le plus faible (courbe rouge sur la figure 1(b)). Cette fibre présente

une dispersion anormale autour de 1 μm , ce qui permet la génération de solitons dans cette région à partir d'un laser femtoseconde. Après les différents éléments optiques nécessaires au contrôle de la puissance et de l'état de polarisation du faisceau laser de pompe, les impulsions ont été caractérisées avec un système FROG. Elles présentent une forme gaussienne et sont centrées autour de 1027 nm, avec une durée à mi-hauteur de 340 fs et un paramètre de chirp de +1.5.

3. RÉSULTATS

La figure 1(c) montre l'évolution du spectre en fonction de la longueur, mesurée par une méthode de découpes successives de la fibre, pour une puissance crête de pompe de 75 W. La simulation numérique correspondante, effectuée sans ajustement des paramètres à l'aide de l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée, est montrée sur la figure 1(d).

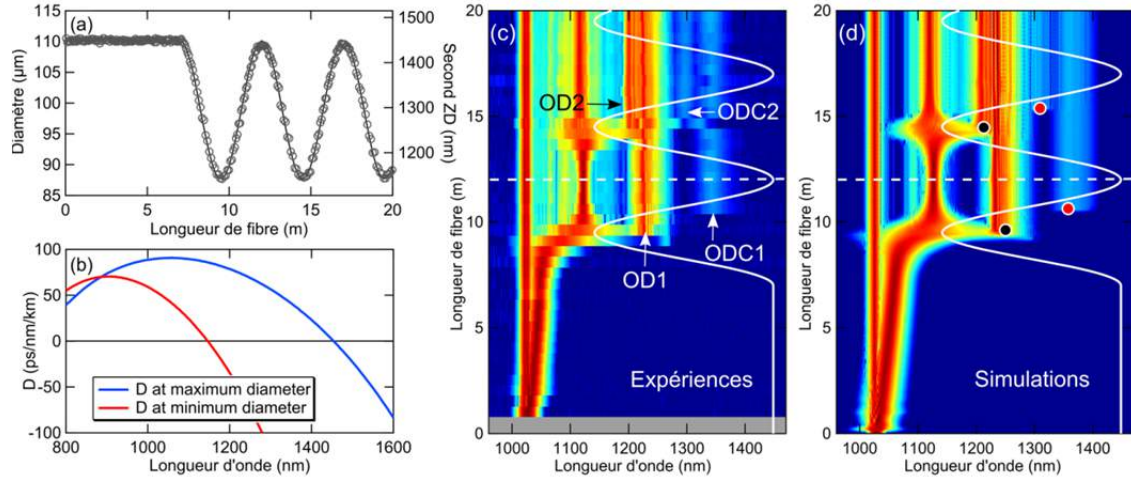


Fig. 1 : (a) Evolution du diamètre (axe de droite) et du second ZD (axe de gauche) en fonction de la longueur de fibre. (d) Courbes de dispersion chromatique correspondant au diamètre minimal (rouge) et maximal (bleu). (c,d) Evolution longitudinale mesurée (c) et simulée (d) du spectre. Ligne blanche : ZD. Marqueurs noirs et rouges : solution de la relation d'accord de phase (1) soliton/OD (noir) et OD/ODC (rouge).

L'accord entre ces deux cartographies est excellent, et montre la dynamique suivante. Un soliton fondamental est éjecté dès le début de la fibre, suite à la fission de l'impulsion de pompe, et subit un auto-décalage Raman vers les hautes longueurs d'onde. À partir de 7 m, l'auto-décalage de ce soliton augmente fortement en raison de la diminution de la dispersion, et le soliton atteint le deuxième ZD (repéré par la ligne blanche) autour de sa valeur minimale de 1140 nm. Une onde dispersive (notée OD1) est alors émise autour de 1230 nm. Lorsque cette OD, initialement localisée en zone de dispersion normale, traverse le second ZD (à environ 10 m), nous remarquons l'apparition d'une composante spectrale (marquée ODC1) autour de 1340 nm, dont l'origine physique sera discutée à la section suivante. Au même moment, la durée du soliton croît à cause de l'augmentation de la dispersion et le soliton est ainsi comprimé spectralement. Lorsque la dispersion diminue à nouveau (vers 12 m), le soliton se comprime temporellement de sorte que son spectre s'élargit et chevauche à nouveau le deuxième ZD autour de sa valeur minimale à 14.5 m. Une nouvelle onde dispersive (notée OD2) est alors émise autour de 1200 nm. Lorsqu'elle repasse en zone de dispersion anormale (vers 15 m), une nouvelle composante spectrale (notée ODC2) est générée, de la même façon que pour l'OD1. Ces résultats montrent ainsi la possibilité de générer plusieurs ODs (2 dans notre cas) à partir d'un soliton unique, comme prédit numériquement dans la référence [3]. Ils mettent aussi en évidence la génération de deux composantes spectrales (ODC1 et ODC2) dont l'origine physique reste à élucider.

4. DISCUSSION

Afin d'identifier chacune des composantes spectrales observées sur les figures 1(c) et (d), intéressons-nous maintenant au domaine temporel, dont la simulation (correspondant à l'évolution

spectrale de la figure 1(d)) est représentée sur la figure 2(a). Elle montre que les ondes dispersives OD1 et OD2, émises à 9.5 m et 14.5 m, demeurent fortement localisées temporellement au cours de la propagation, contrairement aux ODs observées habituellement dans les fibres uniformes, qui s'étalent très rapidement temporellement à cause de la dispersion normale. La courbe de la figure 2(b), représentant l'évolution de la puissance crête de l'OD1 en fonction de la longueur de fibre, ainsi que les profils temporels de l'OD1 montrés sur la figure 2(c), confirment cette observation. Ces ODs, lorsqu'elles repassent en zone de dispersion anormale, se comportent alors comme des solitons si bien qu'elles génèrent leurs propres ODs (notées ODC1 et ODC2) lorsqu'elles croisent le ZD évoluant le long de la fibre, selon un mécanisme de cascade. Les marqueurs rouges correspondant à l'accord de phase donné par l'Eq. (1), pour OD1 et OD2 remplaçant le soliton, corroborent cette analyse.

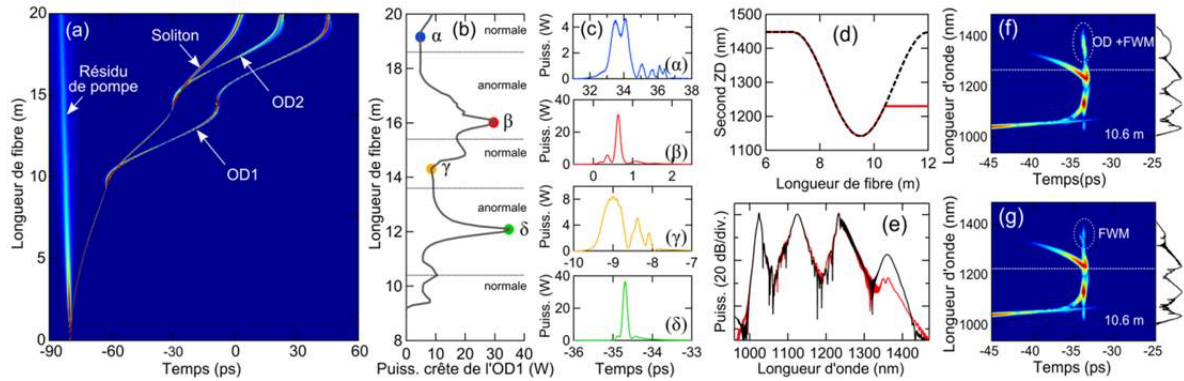


Fig. 2 : (a) Simulation dans le domaine temporel. (b) Evolution de la puissance crête de l'OD1 le long de la fibre. (c) Profils temporels de l'OD1. (f,g) Spectrogrammes calculés à 10.6 m pour les profils représentés en (d) : (f) profil noir, (g) profil rouge. (e) Spectres correspondants (calculés à 10.6 m).

Les figures 2(f) et (g) montrent les spectrogrammes calculés à 10.6 m (juste après qu'OD1 ne croise le ZDW) dans la fibre réelle (courbe noire sur la figure 2(d)) et dans une fibre artificielle telle que l'OD1 ne repasse pas en zone de dispersion anormale (courbe rouge sur la figure 2(d)). Dans les deux cas, deux composantes spectrales sont observées de part et d'autre du couple soliton/OD. Elles proviennent d'un mécanisme bien connu de mélange à quatre ondes (FWM) entre le soliton et l'OD [4, 5]. Cependant, la radiation localisée autour de 1340 nm est beaucoup plus intense (99% en énergie) dans la fibre réelle que dans la fibre artificielle, comme le montrent les spectres de la figure 2(e). Ceci est dû au fait que l'OD1 croise le ZD dans le premier cas (courbes noires), ce qui entraîne la cascade d'OD, alors que ce phénomène ne se produit pas dans le deuxième cas (courbes rouges).

CONCLUSION

Ces résultats expérimentaux, analysés à l'aide de simulations numériques réalistes en excellent accord, mettent en évidence un nouveau mécanisme physique de cascade d'ODs à partir d'un soliton. Ce processus est intimement lié au fait que les ODs restent localisées temporellement grâce au fait que la dispersion chromatique de la fibre évolue axialement. D'autres régimes, illustrant notamment la génération d'un continuum d'ODs, seront présentés lors de la conférence.

RÉFÉRENCES

- [1] N. Akhmediev and M. Karlsson, Phys. Rev. A **51**, 2602–2607 (1995).
- [2] D. V. Skryabin, F. Luan, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, Science **301**, 1705–1708 (2003).
- [3] F. R. Arteaga-Sierra, C. Milián, I. Torres-Gómez, M. Torres-Cisneros, A. Ferrando, and A. Dávila, Opt. Express **22**, 2451–2458 (2014).
- [4] A. V. Yulin, D. V. Skryabin, and P. St. J. Russell, Opt. Lett. **29**, 2411–2413 (2004).
- [5] D. V. Skryabin and A. V. Yulin, Phys. Rev. E **72**, 016619 (2005).

ÉCLATEMENT DES BANDES DE GAIN PARAMÉTRIQUE DANS UNE FIBRE À DISPERSION OSCILLANTE

Christophe Finot ^{1,*}, Fang Feng ¹, Philippe Morin ¹, Yanne K. Chembo ² et Stefan Wabnitz ³

¹ Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, Dijon, France

² FEMTO-ST/Département d'Optique, Besançon, France

³ Department of Information Engineering, Université de Brescia, Brescia, Italie

christophe.finot@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous analysons numériquement le spectre d'instabilité modulationnelle dans une fibre à dispersion oscillante en fonction de l'amplitude des fluctuations de dispersion. Pour une forte oscillation de la dispersion, nous observons la division de la bande de gain en deux sous bandes.

MOTS-CLEFS : *Instabilité de modulation ; Fibres optiques à dispersion oscillante ; optique non-linéaire fibrée.*

1. INTRODUCTION

L'instabilité de modulation (IM) est un processus non-linéaire qui a été étudié dans un grand nombre de domaines de la physique, comme les plasmas, l'hydrodynamique ou l'optique. L'IM conduit à l'émergence et à l'amplification de bandes de gain dans le spectre. Différentes démonstrations expérimentales ont été menées dans des fibres optiques à dispersion anormale, dans des fibres à dispersion normale avec un terme dispersif d'ordre 4 et dans des fibres présentant une biréfringence ou bien un couplage multimode. Plus récemment, l'intérêt théorique et expérimental des processus d'IM a été ravivé par l'utilisation de fibres présentant une modulation périodique de leur profil longitudinal de dispersion [1]. En effet, grâce à la résonance paramétrique introduite par cette variation contrôlée, des bandes d'instabilité scalaire peuvent émerger, et cela même dans le régime de dispersion normale d'une fibre à dispersion oscillante (DOF) [2]. De récentes expériences ont confirmé ce nouveau type d'IM dans des fibres DOF microstructurées autour de 1 μm [1], ainsi que dans des fibres non-microstructurées, hautement non-linéaires optimisées aux longueurs d'onde des télécommunications optiques [3].

A ce stade, l'impact de l'amplitude des fluctuations de la dispersion n'a pas encore été discuté précisément. Dans cette contribution, nous présentons une étude systématique des différentes bandes qui sont numériquement observées en sortie de la DOF. Cette étude révèle l'émergence de nouvelles structures et leur séparation en deux sous-bandes. Nous proposons une explication qualitative restant notamment en accord avec les règles analytiques proposées en [1].

2. CONFIGURATION ÉTUDIÉE

Nous considérons numériquement l'évolution d'une onde continue d'une puissance moyenne de 0.75 W dans une fibre optique présentant une variation périodique longitudinale de sa dispersion. L'évolution du champ optique est alors décrite par l'équation de Schrödinger non-linéaire qui inclue à la fois la non-linéarité Kerr de la silice γ et la dispersion β_2 qui varie suivant la distance z selon l'expression $\beta_2(z) = \beta_{2av} + \beta_{2amp} \sin(2\pi z/\Lambda)$, avec β_{2av} , β_{2amp} et Λ étant respectivement la dispersion moyenne, l'amplitude des variations de dispersion et leur période spatiale. La fibre étudiée a pour paramètres $\gamma = 2$ /W/km, $\Lambda = 1$ km et $\beta_{2av} = -0.5$ ps/km/nm.

Dans cette situation, l'IM conduit à l'émergence de bandes de quasi-accord de phase (QPM) dont la fréquence centrale Ω_p et le gain G_p après une distance de propagation L peuvent être analytiquement prédites par les formules suivantes [1, 2] :

$$\Omega_p = \pm \sqrt{\frac{2\pi p / \Lambda - 2\gamma P}{\beta_{2av}}} \quad \text{et} \quad G_p = \exp \left[2\gamma P L \left| J_p \left(\frac{\beta_{2amp} \Omega_p^2}{2\pi / \Lambda} \right) \right| \right] \quad (1)$$

où $p = 1, 2, 3, \dots$ est l'ordre de la bande QPM, et J_p est la fonction de Bessel d'ordre p .

3. INFLUENCE DE L'AMPLITUDE DE LA DISPERSION

Nous avons étudié de β_{2amp} sur le spectre enregistré après 12 périodes spatiales. Les résultats sont résumés dans la Fig. 1a où nous voyons que la structure du spectre de sortie varie significativement avec l'amplitude des fluctuations.

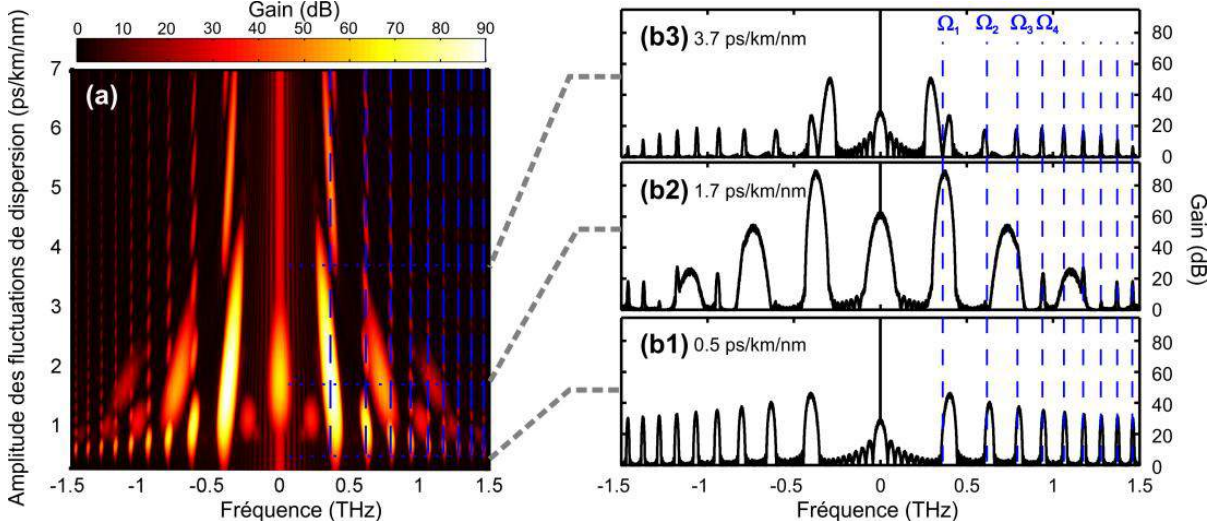


Fig. 1. (a) Évolution du spectre de sortie en fonction de l'amplitude des fluctuations de la dispersion. (b) Détails des spectres pour $\beta_{2amp} = 0.5$ ps/km/nm, 1.7 ps/km/nm and 3.7 ps/km/nm. Les lignes verticales pointillées représentent les prédictions issues de l'Eq. (1).

Pour $\beta_{2amp} = 0.5$ ps/km/nm (Fig. 1b1), nous observons un ensemble de bandes étroites irrégulièrement espacées dont les positions sont en accord avec les prédictions de l'Eq. (1) (voir les lignes verticales pointillées). Pour une valeur de β_{2amp} égale à 1.7 ps/km/nm (Fig. 1b2), nous remarquons tout d'abord que certaines bandes spectrales (par exemple celles correspondant à $p = 2$ ou $p = 5$) ont disparu, toujours en accord avec l'Eq. 1 [1]. Au contraire, d'autres bandes, plus larges et régulièrement espacées cette fois, sont apparues. Elles correspondent au mélange à quatre ondes se développant entre la pompe et la première bande QPM, ce processus pouvant ensuite se cascader, comme démontré expérimentalement dans [3].

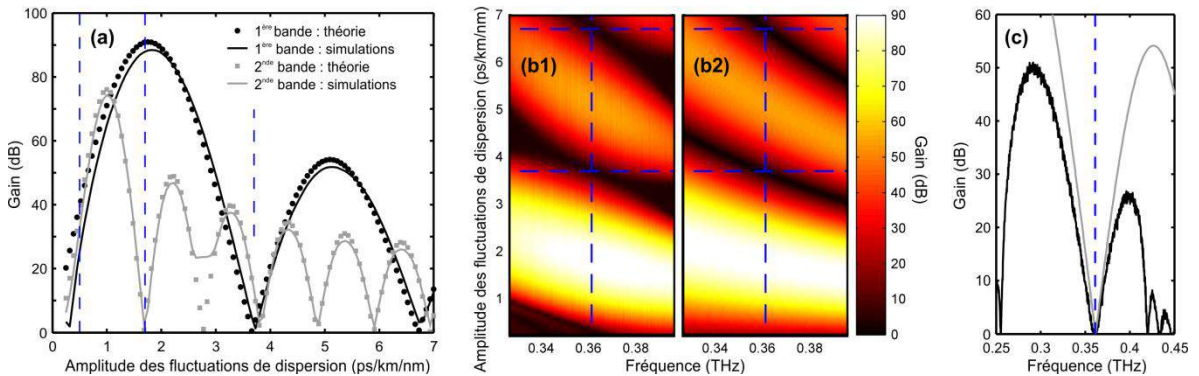


Fig. 2. (a) Évolution du gain d'IM à la longueur d'onde prédite par l'Eq. (1) pour la première et la seconde bande QPM. (b) Agrandissement de la région spectrale autour de Ω_1 en fonction de l'amplitude des fluctuations de dispersion. Les résultats numériques (b1) sont comparés aux résultats analytiques (b2) prédits par l'Eq. (2). Les lignes verticales indiquent la fréquence Ω_1 . (c) Spectre de sortie obtenu pour $\beta_{2amp} = 3.7$ ps/km/nm à partir des simulations numériques (ligne noire) et de l'Eq. 2 (ligne grise).

Pour une amplitude d'oscillation de la dispersion encore plus forte, 3.7 ps/km/nm (Fig. 1b3), au lieu d'une seule bande de gain, nous avons l'émergence d'une paire de bandes situées de part et d'autre de la fréquence Ω_l . Comme notre modèle est scalaire et ne prend pas en compte d'effets d'ordres supérieurs, ces nouvelles bandes ne peuvent pas être reliées à l'IM induite par le 4^{ème} ordre de dispersion ou bien par un processus non-linéaire vectoriel. Nous avons également vérifié que ces nouvelles bandes ne peuvent pas être expliquées par un mélange non-linéaire entre d'autres bandes.

Nous avons alors étudié plus précisément l'évolution du gain subi aux fréquences prédites par l'Eq. (1). Les résultats sont résumés sur la Fig. 2a et attestent pour Ω_l et Ω_2 d'un très bon accord entre prédictions analytiques et simulations numériques. La conclusion la plus importante est ici que l'observation des deux bandes au voisinage de Ω_l dans la Fig. 1b3 ne vient pas en contradiction des prédictions de l'Eq. (1).

Pour mieux cerner l'origine de ces deux sous-bandes, nous avons représenté un agrandissement de la première bande QPM obtenue par simulations numériques (Fig. 2b1), que nous avons comparé avec l'expression analytique suivante (Fig. 2b2), qui représente une extension de l'Eq. 1, initialement prévue pour décrire le gain à la fréquence Ω_l uniquement :

$$G(\omega) = \exp \left[2\gamma P L \left| J_1 \left(\frac{\beta_{2amp} \omega^2}{2\pi / \Lambda} \right) \right| \right] \quad (2)$$

Nous constatons sur la Fig. 2b2, que l'Eq. 2 fournit une piste intéressante pour expliquer l'émergence des deux sous-bandes. Bien que l'utilisation de l'Eq. 2 ne soit pas strictement rigoureuse, cette équation reproduit néanmoins qualitativement la structure observée. Cela se confirme sur la Fig. 2c où l'Eq. 2 est en mesure de reproduire la pente intérieure des deux bandes.

CONCLUSION

Dans une DOF avec une large amplitude de fluctuations, la bande de gain d'instabilité modulationnelle peut se scinder en deux sous-bandes. L'existence de ces deux branches ne viole pas les lois analytiques existantes, le lien se trouvant pour les paramètres où le gain d'IM s'annule pour la fréquence centrale de résonance. Les deux sous bandes qui émergent au voisinage de la bande centrale QPM peuvent être qualitativement reproduites en étendant le gain résonant prédit à des fréquences discrètes par une expression impliquant des fréquences continues.

Nous expliquerons également comment une analyse linéaire de stabilité exploitant le formalisme de Floquet permet une explication quantitative de ce phénomène. L'impact de pertes ou d'un gain distribué sera aussi discuté [4].

Nous montrerons enfin que le phénomène observé n'est pas restreint à la seule fibre utilisée et qu'une signature similaire existe également dans la fibre utilisée dans [3]. Nous détaillerons ainsi des résultats expérimentaux obtenus aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Droques, A. Kudlinski, G. Bouwmans, G. Martinelli, and A. Mussot, "Dynamics of the modulation instability spectrum in optical fibers with oscillating dispersion," *Phys. Rev. A* **87**, 013813 (2013).
- [2] N. J. Smith and N. J. Doran, "Modulational instabilities in fibers with periodic dispersion management," *Opt. Lett.* **21**, 570 (1996).
- [3] C. Finot, J. Fatome, A. Sysoliatin, A. Kosolapov, and S. Wabnitz, "Competing four-wave mixing processes in dispersion oscillating telecom fiber," *Opt. Lett.* **38**, 5361-5364 (2013).
- [4] C. Finot, F. Feng, Y. Chembo, S. Wabnitz, "Gain sideband splitting in dispersion oscillating fibers," *Opt. Fiber Technol.*, in press (2014). <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00981213>

INSTABILITE MODULATIONNELLE DANS UNE FIBRE OPTIQUE PRESENTANT UN PROFIL DE DISPERSION OSCILLANT COMPLEXE

François Copie, Alexandre Kudlinski, Matteo Conforti, Gilbert Martinelli, et Arnaud Mussot

Laboratoire PhLAM/IRCICA, Université Lille1, CNRS UMR8523/USR3380, 59658 Villeneuve d'Ascq, France

francois.copie@etudiant.univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

L'instabilité modulationnelle dans une fibre optique présentant un profil de dispersion oscillant sinusoïdal est caractérisé par de nombreux lobes dont la position dépend de la fréquence de modulation. Nous proposons d'étudier un profil de modulation de dispersion plus complexe, de type modulation d'amplitude, où deux fréquences au rapport non commensurable permettent de le caractériser. Des travaux analytiques nous permettant de développer une relation de quasi-accord de phase prédisant la position de ces lobes d'instabilité de modulation sont présentés. Ils sont validés par des simulations numériques et par une étude expérimentale.

MOTS-CLEFS : *instabilité modulationnelle ; dispersion périodique ; quasi-accord de phase.*

1. INTRODUCTION

Le processus d'instabilité de modulation résulte de l'amplification d'une faible perturbation par une onde plus puissante lorsque les effets non-linéaires sont compensés par les effets linéaires. Cela se traduit par l'apparition et la croissance de deux lobes spectraux symétriques situés de part et d'autre de la pompe. De nombreux travaux ont été réalisés dans les fibres optiques uniformes depuis sa première observation expérimentale au début des années 80 [1]. Plus récemment, les progrès techniques associés à la fabrication de fibres optiques ont permis de fabriquer des fibres dont les propriétés opto-géométriques varient périodiquement suivant l'axe de propagation [2–6]. Dans cette nouvelle famille de guides d'ondes, la dynamique du processus d'instabilité de modulation est enrichie. On montre qu'en théorie une multitude de lobes d'instabilité est susceptible d'apparaître et que leur position dépend notamment de la période de modulation longitudinale de la fibre optique [7]. Il a par exemple été rapporté expérimentalement que dans une Fibre Optique Microstructurée (FOM) possédant une modulation sinusoïdale de sa dispersion de vitesse de groupe (GVD), plus de 10 lobes pouvaient être déstabilisés [2]. Jusqu'à présent, la totalité des travaux ont été réalisés dans des fibres optiques possédant un format de modulation simple, c'est-à-dire faisant apparaître une seule fréquence de modulation et/ou ses harmoniques [2,7,8]. Nous proposons ici d'étudier l'instabilité de modulation dans une FOM présentant un format de modulation plus complexe dont la décomposition spectrale fait intervenir des fréquences au rapport non commensurable. Dans cette catégorie, nous avons choisi d'étudier un format bien connu, la modulation d'amplitude. Nous présentons une étude analytique qui nous a permis d'établir une relation de quasi-accord de phase non intuitive permettant de prédire la position des lobes d'instabilité de modulation. Nous avons ensuite effectué des simulations numériques qui valident cette étude numérique et finalement des travaux expérimentaux en bon accord avec ces études théoriques.

2. MODÈLE ANALYTIQUE

Notre étude analytique est basée sur le modèle d'équations couplées standard à 4 ondes. Ces équations différentielles permettent de rendre compte du processus d'instabilité de modulation dans

une fibre optique avec des variations longitudinales de ses paramètres [3]. Afin de trouver une solution analytique à ce système d'équations, nous avons supposé (i) que la puissance de *pompe* est constante sur la longueur de fibre, (ii) que la puissance de *pompe* (P_0) est nettement supérieure à celle du *signal* (P_s) et de l'*idler* (P_l), (iii) que les pertes sont négligeables et (iv) que l'évolution du désaccord de phase non-linéaire est faible devant celle du désaccord de phase linéaire. Nous avons utilisé une FOM dont l'évolution de la dispersion de la vitesse de groupe selon l'axe de propagation est régie par la relation suivante : $\beta_2(z) = \bar{\beta}_2 + \beta_2^A \sin(2\pi z/Z_1) \times \cos(2\pi z/Z_2)$, avec $\bar{\beta}_2$ la GVD moyenne, β_2^A l'amplitude de la variation et $Z_{1,2}$ les périodes de l'enveloppe et de la porteuse. Son évolution est représentée sur la Fig. 1(a). En tenant compte de ces approximations réalistes, nous avons obtenu l'expression du gain paramétrique (non donné ici par simplicité) et l'expression de la position des lobes d'instabilité de modulation :

$$\Omega'_{kk} = \sqrt{\frac{2\pi \left(k \frac{Z_1 + Z_2}{Z_1 Z_2} + k' \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 Z_2} \right) - 2\gamma P_0}{\bar{\beta}_2}} \quad (1)$$

avec k et k' des entiers naturels. On constate que cette expression est relativement complexe en comparaison avec celle correspondant au cas d'une modulation simple. Ainsi, pour chaque couple d'entiers naturels k et k' , une relation de quasi-accord de phase est vérifiée et un lobe d'instabilité de modulation est généré. C'est ce que nous avons illustré sur la Fig. 1(b) où le spectre de gain d'instabilité de modulation est représenté, soit à partir de simulations numériques en intégrant l'équation de Schrödinger non-linéaire (NLSE, trait continu bleu) soit à partir de nos travaux analytiques (cercles rouges).

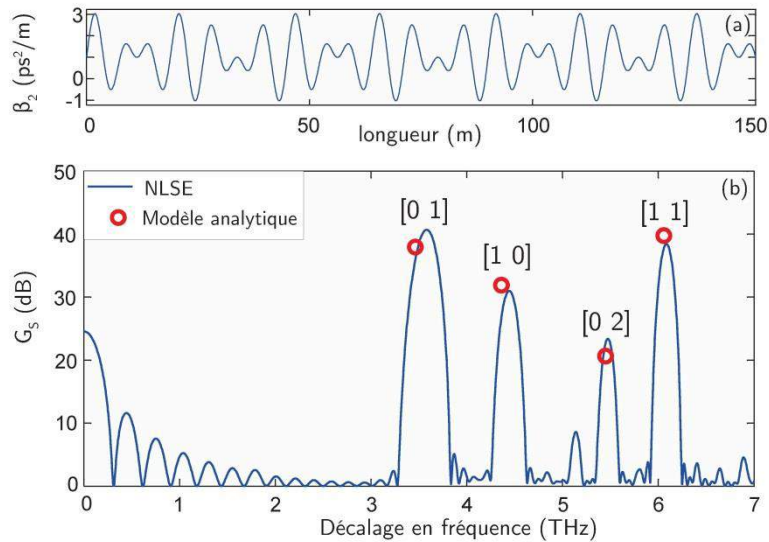


Figure 1 : (a) Evolution longitudinale de la GVD. (b) Spectre de gain d'instabilité de modulation correspondant. Trait continu pour une simulation numérique de l'équation de Schrödinger non-linéaire et cercles rouges, étude théorique. $Z_1 = 7,5 \text{ m}$, $Z_2 = 45 \text{ m}$, $\gamma = 7,5 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$, $P_0 = 15 \text{ W}$, $\bar{\beta}_2 = 1 \text{ ps/km}$ et $\beta_2^A = 2,1 \text{ ps/km}$.

On constate que nous obtenons un excellent accord simulations numériques/calculs analytiques ce qui valide notre étude analytique.

3. VALIDATION EXPÉRIMENTALE

Nous avons fabriqué une fibre optique possédant les variations de dispersion représentées sur la Fig. 1(a) et une fibre possédant une modulation sinusoïdale de période 7,5 m (période de la porteuse), qui nous servira d'élément de référence pour mieux mettre en avant le rôle joué par l'ajout d'une nouvelle fréquence de modulation. Le rapport d/Λ (égal à 0,4) est conservé constant sur toute la longueur de fibre et le diamètre varie entre 125 μm et 145 μm . Nous avons utilisé le même montage expérimental que celui décrit dans la Ref. [2]. Le spectre de sortie de la fibre sinusoïdale de base est représenté en bleu sur la Fig. 2. Plusieurs lobes d'instabilité de modulation sont générés et leur position est en bon accord avec la relation de quasi-accord de phase classique [2] (flèches bleues).

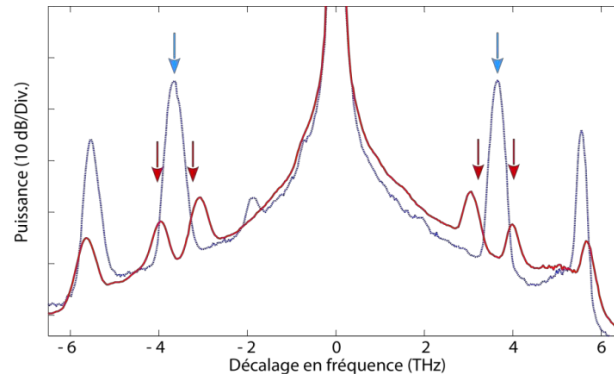


Figure 2 : Spectres de sortie d'une FOM possédant une modulation sinusoïdale simple ($Z=7,5$ m, courbe bleue) et une modulation d'amplitude (courbe rouge). Les flèches renseignent les positions données par la relations de quasi-accord de phase théorique.

En trait rouge, nous avons superposé le spectre de sortie dans la fibre possédant une modulation d'amplitude (Fig. 1(a)). On constate que d'autres lobes d'instabilité de modulation sont déstabilisés, en bon accord avec nos prédictions théoriques matérialisées par les flèches rouges.

CONCLUSION

Nous avons étudié le processus d'instabilité dans une fibre possédant une modulation longitudinale « complexe » de sa dispersion de vitesse de groupe. Nous montrons que l'ajout d'une autre fréquence de modulation induit une modification du spectre d'instabilité de modulation non trivial et inattendue. Nous avons développé une étude théorique qui permet de prédire le gain et la position de ces lobes qui a été confirmée par des études numériques et expérimentales. Lors de la conférence, nous présenterons une étude plus générale montrant l'impact du rapport entre les deux fréquences de modulation Z_1/Z_2 sur le spectre d'instabilité de modulation.

RÉFÉRENCES

1. K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, "Observation of modulational instability in optical fibers," *Phys. Rev. Lett.* **56**, 135 (1986).
2. M. Droques, A. Kudlinski, G. Bouwmans, G. Martinelli, and A. Mussot, "Experimental demonstration of modulation instability in an optical fiber with a periodic dispersion landscape," *Opt. Lett.* **37**, 4832–4834 (2012).
3. M. Droques, A. Kudlinski, G. Bouwmans, G. Martinelli, and A. Mussot, "Dynamics of the modulation instability spectrum in optical fibers with oscillating dispersion," *Phys. Rev. A* **87**, 013813 (2013).
4. M. Droques, A. Kudlinski, G. Bouwmans, G. Martinelli, A. Mussot, A. Armaroli, and F. Biancalana, "Fourth-order dispersion mediated modulation instability in dispersion oscillating fibers," *Opt. Lett.* **38**, 3464–3467 (2013).
5. C. Finot, J. Fatome, A. Sysoliatin, A. Kosolapov, and S. Wabnitz, "Competing four-wave mixing processes in dispersion oscillating telecom fiber," *Opt. Lett.* **38**, 5361–5364 (2013).
6. X. Wang, D. Bigourd, A. Kudlinski, K. K. Y. Wong, M. Douay, L. Bigot, A. Lerouge, Y. Quiquempois, and A. Mussot, "Correlation between multiple modulation instability side lobes in dispersion oscillating fiber," *Opt. Lett.* **39**, 1881–1884 (2014).
7. F. Matera, A. Mecozzi, M. Romagnoli, and M. Settembre, "Sideband instability induced by periodic power variation in long-distance fiber links," *Opt. Lett.* **18**, 1499–1501 (1993).

OPÉRATION DES SOURCES RÉGÉNÉRATIVES BASÉES SUR L'AUTO-MODULATION DE PHASE ET L'AUTO-DÉCALAGE FRÉQUENTIEL DE SOLITONS

Thibault North, Alaa Al-kadry et Martin Rochette

Département de génie électrique et informatique, Université McGill, 845 rue Sherbrooke Ouest, Montréal, Québec, Canada H3A 0E9

thibault.north@mail.mcgill.ca

RÉSUMÉ

Le mécanisme de fonctionnement et le domaine d'opération d'une source régénérative incluant un convertisseur non-linéaire de longueur d'onde (CNL) basé sur l'effet Raman intra-impulsion est décrit et illustré de manière expérimentale et numérique.

MOTS-CLEFS : *laser pulsé; laser à fibre; auto-décalage fréquentiel de solitons; instabilité de modulation; auto-modulation de phase.*

1. INTRODUCTION

La génération d'impulsions ultra-courtes dans les lasers à fibres reste un vaste sujet de recherche après presque trois décennies[1], pour leur large champ d'application incluant imagerie, spectroscopie et usinage. Un élément essentiel de ces lasers est leur absorbant saturable, qui définit une fonction de transfert non-linéaire en puissance, afin que les hautes intensités optiques soient transmises avec une atténuation minimale, alors que les faibles intensités sont rejetées. Pour ce faire, les techniques les plus répandues se basent sur la séparation et recombinaison d'impulsions ayant parcouru un chemin différent. C'est le cas des miroirs non-linéaires[2], ainsi que de la rotation de polarisation[3]. Des semi-conducteurs tels que les nanotubes de carbone, ainsi que le graphène ont également été récemment utilisés comme absorbant saturables[4]. Finalement, il est possible de générer des impulsions courtes par régénération cascadiée[5, 6]. Dans ces cavités, la longueur d'onde centrale des impulsions est modifiée par l'action d'effets non-linéaires au moins deux fois par tour de cavité. Chacun de ces CNLs, suivi d'un filtrage décalé, joue ainsi le rôle de fonction de transfert non-linéaire empêchant une oscillation laser continue.

Dans ce travail, nous discutons l'opération d'une source régénérative qui inclut un CNL basé sur l'auto-décalage fréquentiel de solitons lors de la génération d'un supercontinuum (SC)[7]. Des résultats expérimentaux indiquent qu'une source de ce type génère des impulsions pour de nombreuses configurations des filtres passe-bande (FPBs) inclus dans la cavité. Ces résultats illustrent également un comportement stochastique du laser, dont la puissance moyenne varie à chaque tour de cavité [8]. Ces variations produisent en moyenne des impulsions qui s'étendent sur une large bande, couvrant une plage comprise entre 1500 et 1900 nm.

2. CONFIGURATION EXPÉRIMENTALE ET OPÉRATION DE LA SOURCE AUTO-PULSANTE

Le montage expérimental de ce laser est illustré à la figure 1. Chaque CNL est formé d'une fibre hautement non-linéaire (FHNL) ainsi que d'un FPB ajustable en longueur d'onde et en bande passante. Le premier CNL est un régénérateur basé sur l'auto-modulation de phase [9], à l'aide d'une FHNL en dispersion normale $D_1 = -0.71$ ps/(nm·km) à 1550 nm suivi d'un filtrage décalé vers le bleu, via FPB₂. Le second CNL comporte une FHNL en dispersion anormale $D_2 = 2.09$ ps/(nm·km) à 1550 nm, suivi d'un FPB (FPB₁) décalé vers le rouge. Ces deux convertisseurs sont joints en boucle fermée avec l'ajout d'amplificateurs dopés erbium, compensant les pertes dues au filtrage. Le coefficient de non-linéarité guide d'onde des FHNLs est de 11.5 W⁻¹km⁻¹, et leur longueur est de 1 km.

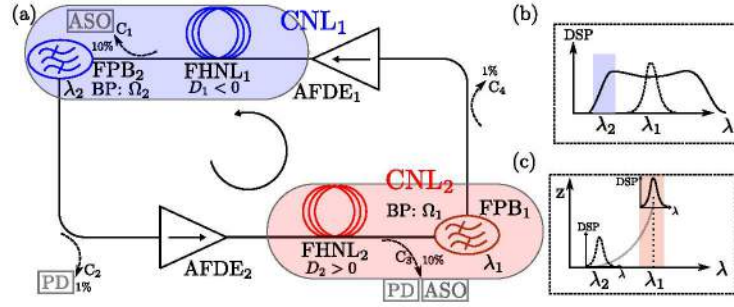


FIGURE 1 : (a) Montage expérimental de la source. (b) Représentation de l'effet du premier CNL basée sur l'auto-modulation de phase. (c) Représentation de l'effet du second CNL, dans lequel l'effet Raman décale les impulsions vers le rouge. AFDE : amplificateur à fibre dopé à l'erbium, FHNL : Fibre hautement non-linéaire, FPB : filtre passe-bande, ASO : analyseur de spectre optique, BP : bande passante, CNL : convertisseur non-linéaire de longueur d'onde, DSP : densité spectrale de puissance, PD : photo-diode.

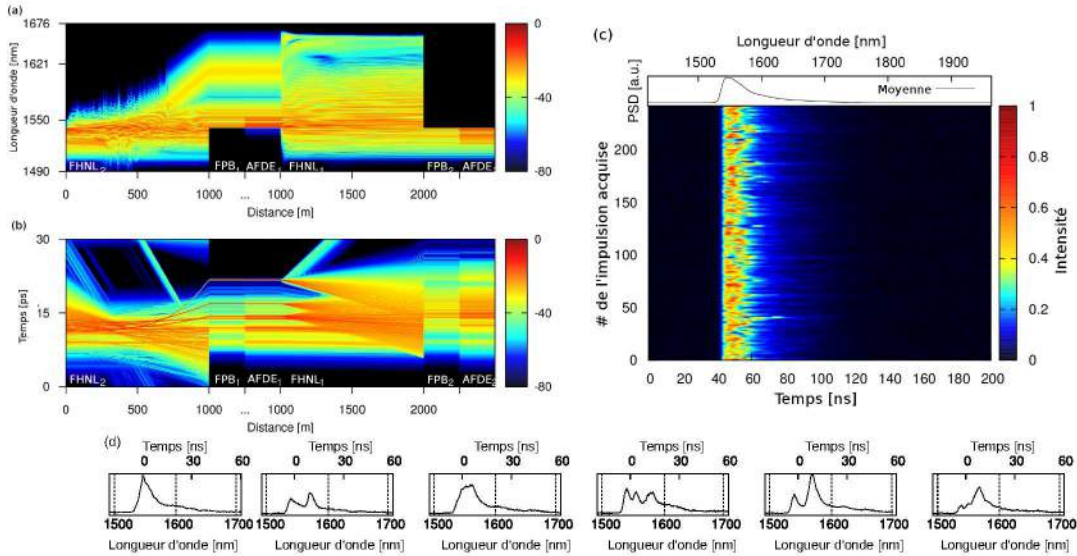


FIGURE 2 : (a) Propagation d'impulsions dans la cavité dans le domaine du spectral, et (b) dans le domaine du temps. (c) Mesures spectrales impulsion-par-impulsion. (d) Quelques spectres issus de (c).

3. RÉSULTATS & DISCUSSION

Les simulations de la figure 2 illustrent l'opération de la source lorsque FPB_1 est un filtre passe-bas, et FPB_2 un filtre passe-haut. Dans ce cas limite, un nombre minimal de composantes spectrales sont perdues par filtrage. Le rôle de chacun des CNLs est illustré dans le domaine spectral de la figure 2(a). En particulier, un SC est induit dans le CNL_2 par instabilité de modulation (IM), puisque l'impulsion initiale a une durée de l'ordre de la pico-seconde. Afin de vérifier que l'IM est réellement responsable de la génération d'un SC en C_3 , des mesures spectrales sont réalisées impulsion par impulsion. Pour ce faire, ces dernières sont envoyées dans un milieu dispersif, afin que leur forme temporelle prenne la forme de leur propre spectre[10]. Ces mesures, présentées à la figure (c) et (d) indiquent effectivement la présence de différents solitons ayant subi un décalage vers le rouge qui leur est propre. En moyenne, le spectre résultant est plat comme observé précédemment[7]. Contrairement aux lasers mode-lockés traditionnels, la figure 2 indique qu'un train d'impulsions de diverses durées et longueurs d'onde centrales circulent dans la cavité, plutôt qu'une unique impulsion au taux de répétition de la cavité ou l'un de ses harmoniques. La figure 3 présente l'opération de la source à diverses largeurs de bande des FPBs ainsi que diverses séparation spectrales entre les filtres. La figure 3(II) indique la séparation maximale entre FPB_1 et FPB_2

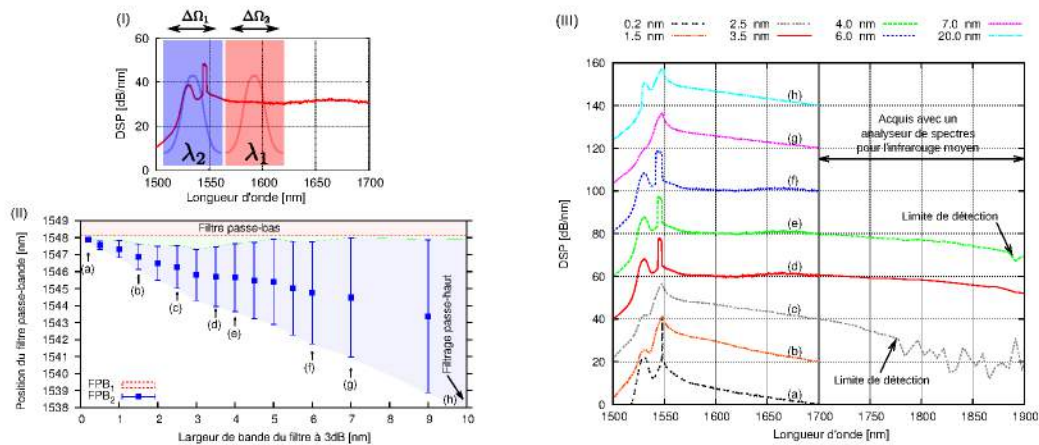


FIGURE 3 : (I) Degrés de liberté de la source : longueurs d'onde centrales $\lambda_{1,2}$ et bande passante $\Delta\Omega_{1,2}$. (II) Domaines de fonctionnement de la source, en fonction de la largeur de bande de FPB₂ et de $\lambda_1 - \lambda_2$. (III) Spectres correspondants en C_3 .

pour laquelle la source démarre pour une puissance de pompe constante et une bande passante de FPB₂ variable. Finalement, la figure 3(III) illustre le SC associé aux paramètres de la figure 3(III).

4. CONCLUSION

Le fonctionnement d'une source régénérative basée sur l'auto-décalage fréquentiel de solitons a été étudié. Ce laser émet des trains d'impulsions qui s'étendent spectralement entre 1500 et 1900 nm.

Les auteurs remercient Pierre Galarneau pour les fructueuses discussions, ainsi que l'Institut National d'Optique (INO), à Québec, pour leur soutien financier.

RÉFÉRENCES

- [1] I. I. N. Duling, "All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror," *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 8, p. 539–541, 4 1991.
- [2] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter, "Nonlinear amplifying loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 13, p. 752–754, 7 1990.
- [3] L. Dahlström, "Passive mode-locking and Q-switching of high power lasers by means of the optical Kerr effect," *Opt. Commun.*, vol. 5, no. 3, p. 157–162, 1972.
- [4] K. Kieu, J. Jones, and N. Peyghambarian, "Generation of sub-20fs pulses from an all-fiber carbon nanotube mode-locked laser system," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*. Optical Society of America, 2010.
- [5] M. Rochette, L. R. Chen, K. Sun, and J. Hernandez-Cordero, "Multiwavelength and Tunable Self-Pulsating Fiber Cavity Based on Regenerative SPM Spectral Broadening and Filtering," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 20, no. 17, p. 1497–1499, 9 2008.
- [6] S. Pitois, C. Finot, L. Provost, and D. Richardson, "Generation of localized pulses from incoherent wave in optical fiber lines made of concatenated Mamyshev regenerators," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, no. 9, p. 1537–1547, 2008.
- [7] T. North and M. Rochette, "Broadband self-pulsating fiber laser based on soliton self-frequency shift and regenerative self-phase modulation," *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 14, p. 2799–2801, 7 2012.
- [8] T. North, A. Al-kadry, and M. Rochette, "Analysis of Self-Pulsating Sources Based on Cascaded Regeneration and Soliton Self-Frequency Shifting," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 20, no. 5, p. 1–7, 9 2014.
- [9] P. Mamyshev, "All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect," in *Optical Communication, 1998. 24th European Conference on*, vol. 1. IEEE, 1998, p. 475–476.
- [10] P. Kelkar, F. Coppinger, A. S. Bhushan, and B. Jalali, "Time-domain optical sensing," *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 19, p. 1661–1662, 1999.

INSTABILITE DE MODULATION VECTORIELLE DE TYPE MANAKOV DANS UNE FIBRE OPTIQUE A DISPERSION NORMALE

B. Frisquet^{1,*}, B. Kibler¹, P. Morin¹, J. Fatome¹, F. Baronio², M. Conforti³, G. Millot¹, S. Wabnitz²

¹Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB), UMR 6303 CNRS/Université de Bourgogne, Dijon, France

²Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Brescia, Italy

³PhLAM/IRCICA UMR 8523/USR 3380, CNRS-Université Lille 1, Villeeneuve d'Ascq, France

* benoit.frisquet@u-bourgogne.fr

RESUME

Nous présentons la première observation expérimentale de l'instabilité de modulation vectorielle dans le régime de dispersion normale d'une fibre optique standard, à faible biréfringence aléatoire, équivalente à un système de type Manakov. L'instabilité est induite par deux ondes continues de polarisation orthogonale et multiplexées en longueurs d'onde.

MOTS-CLEFS : *optique non-linéaire ; instabilité de modulation*

1. INTRODUCTION

L'instabilité de modulation (MI) d'un laser continu intense dans une fibre optique est à l'origine des effets fondamentaux tels que les solitons optiques et la génération d'ondes scélérates. La MI (scalaire) se produit dans le régime de dispersion anormale des fibres optiques standards, alors qu'elle doit être également observable dans un régime de dispersion normale à travers la modulation de phase croisée (XPM) entre deux ondes de fréquence différente [1]. Cependant, la MI induite par XPM dans le régime à dispersion normale n'a pas été observé expérimentalement à cause de la compétition avec le mélange à quatre ondes (FWM). Notons que la MI vectorielle (PMI) induite par XPM a été observé avec des pompes polarisées orthogonalement en utilisant de courts segments de fibre optique à haute biréfringence [2-4].

Ici, nous présentons une première démonstration expérimentale de la PMI dans un régime de dispersion normale dans une fibre optique standard à faible biréfringence aléatoire, et de grande longueur (plusieurs km), ce type de système optique est généralement décrit par le modèle de Manakov.

2. THEORIE

Pour une dispersion modale de polarisation (PMD) relativement faible, la propagation de deux ondes orthogonales, u et v , dans une fibre à biréfringence aléatoire peut être décrite par un système de deux équations de Schrödinger non-linéaires couplées (CNLSE) suivant, également appelé système Manakov [5,6]:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial u}{\partial z} \pm \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + (|u|^2 + |v|^2)u &= 0 \\ i \frac{\partial v}{\partial z} \pm \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + (|v|^2 + |u|^2)v &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

où les signes $\pm$ se rapportent respectivement aux cas de dispersion anormale ou normale. Dans le régime de dispersion normale, en présence de deux pompes continues polarisées orthogonalement avec des paramètres normalisés tel que l'écart de fréquence 2Δ et une puissance égale à P , le gain de la MI se produit pour des bandes latérales ayant un décalage de fréquence par rapport à chaque pompe égal à Ω , où :

$$\max\{4(\Delta^2 - 2P), 0\} < \Omega^2 < 4\Delta^2 \quad (2)$$

En termes d'unités réelles, la Figure 1(a) illustre le gain de la PMI en fonction de la puissance P_0 , avec deux ondes polarisées orthogonalement espacées de 196,1 GHz, dans le cas d'une fibre optique présentant une dispersion $D = -14$ ps/nm/km à 1555 nm et un coefficient non-linéaire $\gamma = 2,4$ W⁻¹.km⁻¹.

3. EXPERIENCE

Le montage expérimental utilisé pour démontrer la MI dans le régime de dispersion normal d'un système optique de type Manakov implique deux diodes lasers continues accordables avec des états de polarisation orthogonaux, qui ont été couplées après avoir été amplifiées par deux amplificateurs Erbium (EDFA), puis ensuite injectées dans 5 km d'une fibre optique standard de type Truewave HD. Cette fibre présente les paramètres de dispersion et de non-linéarité décrits ci-dessus ainsi qu'une très faible dispersion modale de polarisation.

Une évaluation quantitative de l'accord entre la théorie et les expériences est fournie par la figure 1(b), où nous comparons la croissance du gain cumulé de la PMI en fonction de la puissance totale des pompes ($2P_0$), pour les deux bandes latérales primaire et secondaire, telle que prédite par les CNLSEs (courbes en trait plein) avec celle obtenue expérimentalement (cercles avec barre d'erreur). Nous montrons également le gain analytique de la PMI obtenu à partir de l'analyse de stabilité linéaire du système Manakov (étoiles). Les gains numérique et expérimental sont inférieurs à la prévision analytique, en raison de la saturation non-linéaire de la MI pour des puissances supérieures à 1.75 W due au mélange quatre-ondes des pompes avec les bandes latérales.

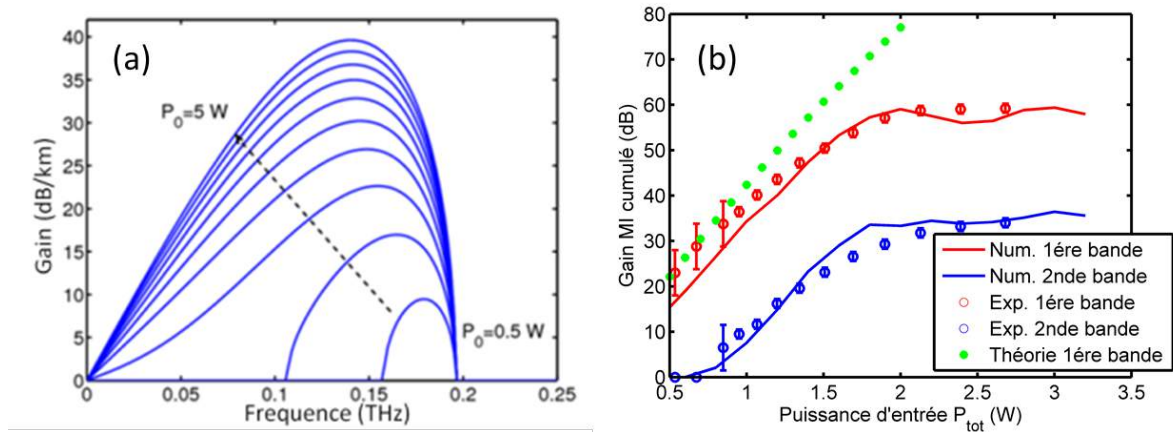


Figure 1 : (a) Spectres de gain MI prédits par l'analyse de stabilité linéaire pour différentes puissances d'entrée des pompes. (b) Comparaison théorie/simulations/expériences de la dépendance du gain cumulé de MI par rapport à la puissance totale d'entrée.

La figure 2(a) compare les spectres en sortie de fibre obtenus par simulation (colonne de gauche) et les mesurés expérimentaux (colonne de droite) issus des deux états de polarisation orthogonaux (u et v) de la fibre, en fonction de la puissance P_0 des deux pompes d'entrée. Ici, l'écart de fréquence entre les deux pompes a été réglé à 200 GHz. Comme nous pouvons le voir, pour des puissances de pompage au-dessus de $P_0 = 0,5$ W, de larges bandes de gain de MI se développent comme un miroir et polarisées orthogonalement. Nous révélons un excellent accord entre les solutions numériques du système de CNLSEs (Manakov) et les résultats expérimentaux. En outre, nous montrons également l'émergence de bandes latérales extérieures secondaires, résultant du FWM en cascade entre chaque pompe et la bande latérale de MI parallèle. Enfin, nous avons étudié la dépendance du gain MI par rapport à l'espacement de fréquence entre les deux pompes (voir figure 2(b)). Les spectres de sortie obtenus par simulation (colonne de gauche) sont comparés aux spectres expérimentaux (colonne de droite) pour les deux polarisations orthogonales. L'espacement des pompes varie de 100 à 500 GHz pour une puissance de pompe fixée à 0,84 W.

sur chaque axe de la fibre. La figure 2(b) confirme de nouveau l'excellent accord quantitatif entre le modèle Manakov et les expériences.

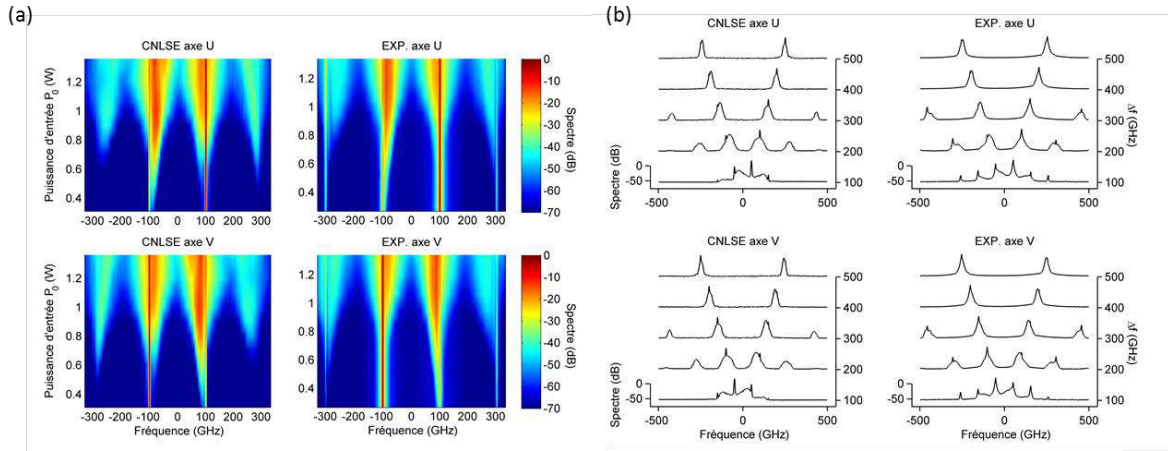


Figure 2 : (a) Comparaison simulations (CNLSEs) / expériences de l'évolution du spectre de sortie selon deux polarisations orthogonales en fonction de la puissance d'entrée des pompes. (b) Même comparaison en fonction de l'espacement entre les deux pompes.

4. CONCLUSION

Nous avons démontré la génération de bandes latérales de type PMI dans le régime de dispersion normale dans une fibre optique standard (plusieurs km) à faible PMD. Nos études approfondies en fonction de la puissance de la pompe et de la dépendance de l'espacement entre les deux pompes pour le gain de MI montrent un excellent accord quantitatif avec les solutions d'un système Manakov. Ces résultats peuvent avoir des applications importantes dans les systèmes de communication par fibres optiques, les dispositifs de traitement de signal optique et les lasers.

5. REFERENCES

- [1] G. P. Agrawal, "Modulation instability induced by cross-phase modulation," Phys. Rev. Lett., **59**, 880-883 (1987).
- [2] J. E. Rothenberg, "Modulational instability for normal dispersion," Phys. Rev. A, **42**, 682-685 (1990).
- [3] F. P. Drummond et al., "Cross-phase modulational instability in high-birefringence fibers," Opt. Communications, **78**, 137-142 (1990).
- [4] E. Seve et al, "Modulational instability and critical regime in a highly birefringent fiber," Phys. Rev. A, **54**, 3519-3534 (1996)
- [5] S. V. Manakov, "On the theory of two-dimensional stationary self-focusing of electromagnetic waves," Sov. Phys. JETP, **38**, 248-253 (1974).
- [6] P. K. A. Wai and C. R. Menyuk, "Polarization mode dispersion, decorrelation, and diffusion in optical fibers with randomly varying birefringence," JLT **14**, 148-157 (1996).

MÉLANGE À QUATRE ONDES MULTIPLE DANS LES FIBRES OPTIQUES

Maxime Baillot, Thierry Chartier, Michel Joindot

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

maxime.baillot@enssat.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons un modèle général pour décrire le mélange à quatre ondes dans les fibres optiques impliquant un nombre quelconque N d'ondes également espacées en fréquence.

MOTS-CLEFS : *Mélange à quatre ondes; Fibres optiques; Modélisation*

1. INTRODUCTION

Le mélange à quatre ondes est un effet non-linéaire bien connu qui se manifeste notamment dans les fibres optiques. Il résulte d'un couplage entre plusieurs ondes en présence de l'effet Kerr. Quand le mélange à quatre ondes implique seulement quatre ondes (deux ondes pompes de fréquences différentes et deux ondes Stokes décalées en fréquence par rapport aux deux ondes pompes par exemple), le phénomène est bien décrit par un système de quatre équations couplées [1]. Si le nombre d'ondes mises en jeu est supérieur à quatre (du fait par exemple d'un processus de mélange à quatre ondes en cascade), le système d'équations est alors plus compliqué à obtenir du fait de la croissance rapide du nombre de couplages possibles entre les ondes. Certains auteurs ont proposé des modèles à plus de quatre ondes (Liu propose un modèle comportant jusqu'à treize ondes par exemple [2]). Cependant, à notre connaissance, aucune formule générale n'a été proposée pour obtenir un système d'équations pour un processus de mélange à quatre ondes comprenant un nombre quelconque N d'ondes. Dans ce papier, nous proposons une relation générale qui nous permet d'obtenir les N équations couplées d'un mélange à quatre ondes comportant N ondes. Nous obtenons également une formule générale pour le désaccord de phase de chaque terme de couplage jusqu'à l'ordre quatre de dispersion.

2. THÉORIE

On considère une fibre optique monomode isotrope de longueur L , d'atténuation α et de coefficient non-linéaire γ . On développe la constante de propagation $\beta(\omega)$ du mode fondamental en série de Taylor autour de la fréquence centrale ω_0 :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k!} \beta_k (\omega - \omega_0)^k \quad (1)$$

où β_0 est la valeur de la constante de propagation en ω_0 et β_k la valeur de la dispersion d'ordre k . L'équation décrivant l'évolution de l'amplitude complexe lentement variable $A(z, t)$ du champ électrique est l'équation non-linéaire de Shrödinger [3] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{i^{k+1} \beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial t^k} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (2)$$

où t est le temps et z la coordonnée longitudinale de la fibre.

Cette équation peut être utilisée pour décrire les effets du mélange à quatre ondes. En effet, si $A(0, t)$ est la somme de plusieurs ondes pompes en $z = 0$, l'équation (2) permet par exemple d'obtenir le spectre en sortie de fibre, montrant ainsi toutes les ondes Stokes générées par mélange à quatre ondes. Cependant, il est parfois plus intéressant de disposer d'équations séparées décrivant l'évolution individuelle de chaque onde (pompes et Stokes) durant leur propagation.

Par la suite, nous considérerons N ondes de fréquence ω_i avec $\omega_1 < \omega_2 < \dots < \omega_{N-1} < \omega_N$ et où l'écart entre deux fréquences adjacentes est constant et vaut $\Delta\omega$. L'amplitude $A(z, t)$ du champ électrique total peut s'écrire ainsi :

$$A(z, t) = \sum_{n=1}^N A_n(z, t) e^{i(\beta(\omega_n) - \beta_0)z - (\omega_n - \omega_0)t} \quad (3)$$

En injectant la relation (3) dans l'équation (2) et en identifiant les termes de fréquence ω_n on peut obtenir l'équation d'évolution de l'onde A_n de fréquence ω_n . Le terme $|A|^2 A$ dans l'équation (2) couple trois ondes de fréquences ω_i , ω_j et ω_k imposant que ces fréquences obéissent à la condition $\omega_i + \omega_j - \omega_k = \omega_n$. Identifier tous les termes obéissant à cette condition, ainsi que leur phase associée, peut devenir fastidieux notamment quand le nombre N d'ondes est grand. En régime stationnaire ($\partial/\partial t = 0$), nous avons néanmoins obtenu une formule générale qui permet de décrire l'évolution de l'amplitude A_n de l'onde de fréquence ω_n en présence de tous les termes de couplage avec les autres ondes :

$$\frac{\partial A_n}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A_n + i\gamma \left(|A_n|^2 + 2 \sum_{q=1, (q \neq n)}^N |A_q|^2 \right) A_n + i\gamma \sum_{p=1}^N \sum_{m=1 (\neq n, \neq p)}^N A_{n+p-m} A_m A_p^* e^{i\Delta\beta_{n+p-m, -p, -n} z} \quad (4)$$

Avec

$$\begin{aligned} \Delta\beta_{n+p-m, -p, -n} &= \Delta\omega^2 \beta_2 (n-m)(p-m) + \frac{1}{2} \Delta\omega^3 \beta_3 (n-m)(p-m)(n+p-N-1) \\ &+ \frac{1}{24} \Delta\omega^4 \beta_4 (n-m)(p-m) [3(n+p-N-1)^2 + (n-m)^2 + (p-m)^2] \end{aligned} \quad (5)$$

où m, n, p et q sont des entiers qui doivent vérifier les conditions suivantes $1 \leq m, n, p, q \leq N$ et $1 \leq n+p-m \leq N$. Les équations (4) et (5), associées aux conditions précédentes, permettent de trouver les N équations d'évolution d'un processus de mélange à quatre ondes impliquant N ondes.

3. EXPÉRIENCE ET SIMULATION

Afin de vérifier la validité de notre modèle dans un cas qui implique plus de quatre ondes, nous avons effectué l'expérience suivante. Les ondes produites par deux lasers accordables, séparés en longueur d'onde de $\Delta\lambda$, sont injectées dans une fibre à dispersion décalée de 10,4 km avec un zéro de dispersion à 1548 nm, une pente de dispersion de 0,077 ps/km/nm², un coefficient non-linéaire $\gamma = 3,3$ W⁻¹km⁻¹ et des pertes $\alpha = 0,2$ dB/km. La puissance optique des deux ondes est de 13 dBm. A la sortie de la fibre, nous observons la génération de plusieurs ondes par effet de mélange à quatre ondes. La figure 1 montre des exemples de spectres optiques en sortie de fibre pour différentes valeurs de $\Delta\lambda$.

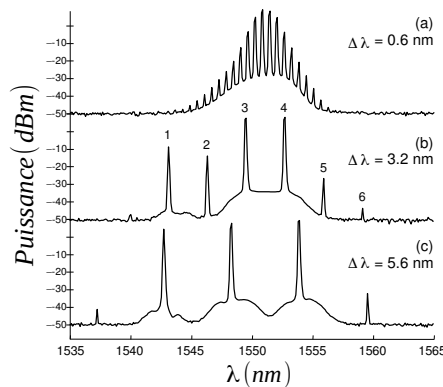


Figure (1) Spectres de sortie pour différentes valeurs de $\Delta\lambda$.

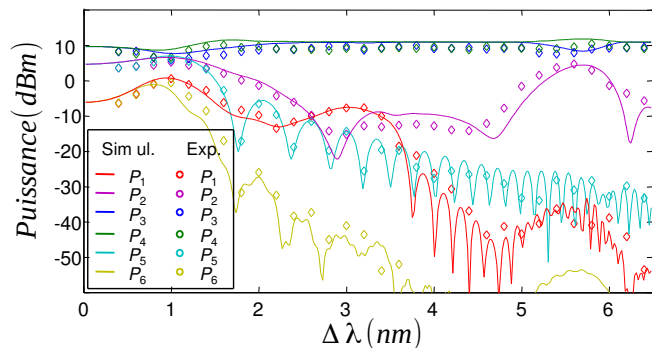


Figure (2) Evolution de la puissance de sortie des six ondes en fonction de $\Delta\lambda$.

Pour un décalage $\Delta\lambda$ de 0,6 nm, on peut observer sur la figure 1(a) un effet de mélange à quatre ondes en cascade qui conduit à la génération de plus de dix nouvelles ondes. Sur la figure 1(b), pour un

décalage $\Delta\lambda$ de 3,2 nm, le spectre montre cinq ondes principales. Sur la figure 1(c), pour un décalage $\Delta\lambda$ de 5,6 nm, seulement trois ondes principales sont visibles. Cette expérience montre clairement que dans les cas (a) et (b) le modèle classique de mélange à quatre ondes impliquant quatre ondes ne permet pas de décrire correctement le spectre en sortie de fibre.

Dans un souci de simplification, nous choisirons dans cet article de décrire l'expérience précédente avec un modèle impliquant six ondes. En prenant $N = 6$ dans les équations (4) et (5), nous pouvons établir de manière simple un système de six équations couplées décrivant l'évolution des six ondes ainsi que tous les désaccords de phase associés. A titre d'exemple, nous donnons ici l'équation d'évolution de l'onde A_1 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} = & - \frac{\alpha}{2} A_1 + i\gamma (|A_1|^2 + 2|A_2|^2 + 2|A_3|^2 + 2|A_4|^2 + 2|A_5|^2 + 2|A_6|^2) A_1 \\ & + i\gamma (A_2^2 A_3^* e^{-i\Delta\beta_4 z} + A_3^2 A_5^* e^{-i\Delta\beta_{12} z} + 2A_2 A_3 A_4^* e^{-i\Delta\beta_7 z} + 2A_2 A_4 A_5^* e^{-i\Delta\beta_9 z}) \\ & + i\gamma (2A_2 A_5 A_6^* e^{-i\Delta\beta_{10} z} + 2A_3 A_4 A_6^* e^{-i\Delta\beta_{13} z}) \end{aligned} \quad (6)$$

avec

$$\Delta\beta_4 = \Delta^2\beta_2 - \frac{3}{2}\Delta^3\beta_3 + \frac{29}{24}\Delta^4\beta_4 \quad (7) \quad \Delta\beta_{10} = 4\Delta^2\beta_2 + \frac{68}{24}\Delta^4\beta_4 \quad (10)$$

$$\Delta\beta_7 = 2\Delta^2\beta_2 - 2\Delta^3\beta_3 + \frac{34}{24}\Delta^4\beta_4 \quad (8) \quad \Delta\beta_{12} = 4\Delta^2\beta_2 - 2\Delta^3\beta_3 + \frac{44}{24}\Delta^4\beta_4 \quad (11)$$

$$\Delta\beta_9 = 3\Delta^2\beta_2 - \frac{3}{2}\Delta^3\beta_3 + \frac{29}{24}\Delta^4\beta_4 \quad (9) \quad \Delta\beta_{13} = 6\Delta^2\beta_2 + \frac{78}{24}\Delta^4\beta_4 \quad (12)$$

Dans l'équation (6), les ondes pompes sont A_3 et A_4 , conformément à la numérotation de la figure 1(b). Cette équation contient tous les termes qui influencent l'évolution de A_1 le long de la fibre. En fonction de l'amplitude des ondes et des désaccords de phase, certains termes sont prédominants et peuvent conduire à l'amplification de A_1 pour des valeurs spécifiques de $\Delta\lambda$, comme observé expérimentalement.

Il est aisé de résoudre numériquement le système complet des six équations. La figure 2 compare les résultats expérimentaux et numériques décrivant l'évolution des puissances des six ondes en fonction de $\Delta\lambda$. Cette figure montre un excellent accord entre théorie et expérience.

Plus généralement, notre modèle permet d'étudier l'évolution de chaque onde dans un processus de mélange à quatre ondes impliquant un nombre arbitraire N d'ondes. Ce modèle peut par exemple être appliqué à l'étude de la génération de peignes de fréquences par effet de mélange à quatre ondes en cascade.

4. CONCLUSION

Nous avons établi, pour la première fois à notre connaissance, une formule générale permettant d'obtenir un système d'équations couplées décrivant le mélange à quatre ondes dans les fibres optiques impliquant un nombre quelconque N d'ondes, régulièrement espacées en fréquence. La comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques pour $N = 6$ donne des résultats très satisfaisants.

REMERCIEMENTS

Ce travail est financé par le Conseil Régional de Bretagne et le Conseil Général des Côtes d'Armor.

RÉFÉRENCES

- [1] M. E. Marhic, "Fiber Optical Parametric Amplifiers, Oscillators and Related Devices," *Cambridge University Press*, 2008.
- [2] X.-M. Liu, "Theory and experiments for multiple four-wave-mixing processes with multifrequency pumps in optical fibers", *Phys. Rev. A*, vol. 77, pp. 043818, 2008.
- [3] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", 4th Ed., Academic Press (2006).

ÉMERGENCE DE FLATICONS DANS LES FIBRES OPTIQUES

Bastien Varlot ¹, Stefan Wabnitz ², Julien Fatome ¹, Guy Millot ¹ et Christophe Finot ¹

¹ Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, Dijon, France

² Department of Information Engineering, Università di Brescia, Brescia, Italy

christophe.finot@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions expérimentalement la propagation non-linéaire d'une onde continue menant à l'émergence d'impulsions au sommet plat et sans dérive de fréquence. Ces impulsions, appelées flaticons, subissent une évolution auto-similaire de leur partie centrale et présentent des oscillations temporelles marquées dans leurs flancs.

MOTS-CLEFS : *optique non—linéaire fibrée, structures cohérentes, onde scélérate.*

1. INTRODUCTION

Dans l'histoire de l'optique non-linéaire, il y a souvent eu une fertilisation croisée avec le champ de l'hydrodynamique, notamment concernant l'étude des phénomènes de propagation d'ondes non-linéaires. Les exemples où une analogie entre ces deux domaines peut être dressée sont nombreux : la cassure d'une vague sur une plage et la propagation d'une impulsion ultrabrève dans une fibre optique à dispersion normale, l'auto-filamentation de faisceaux lumineux et la désintégration de séries de vagues en plein océan, les solitons sombres dans les fibres optiques et maintenant dans les vagues de surface, les ondes extrêmes désormais expliquées dans le domaine de l'optique... En eaux peu profondes, le croisement de courants se propageant avec des directions contraires peut conduire à la formation de vagues conséquentes (les vagues « sneaker ») sources potentielles de dégâts côtiers sévères. Une dynamique similaire se déroule dans les fibres optiques : dans les références [1] et [2], il a été montré numériquement et analytiquement qu'un faisceau lumineux continu soumis à une modulation périodique de sa fréquence en créneau évolue lors de sa propagation dans une fibre à dispersion normale, en un train d'impulsions stables et intenses.

Dans ce contexte, le mécanisme physique amenant à la formation de ces structures est la collision entre le front d'onde montant, plus lent et positivement chirpé et le front descendant, plus rapide et négativement chirpé. Compte-tenu de la forte platitude de ces structures non-linéaires, nous les avons baptisées flaticons. De manière assez remarquable, et en accord avec les prédictions de [2], les flaticons subissent une évolution auto-similaire, entraînant une expansion linéaire de leur largeur temporelle tout en maintenant leur puissance-crête constante.

Dans ce travail, nous décrivons la première génération expérimentale d'impulsions flaticons dans des fibres optiques, en exploitant la remise en forme non-linéaire et dispersive d'un faisceau continu intense modulé périodiquement en phase [1, 3].

2. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Le montage expérimental utilisé pour la démonstration de la génération de flaticons est schématisé par la Fig. 1 et repose exclusivement sur des composants disponibles commercialement et adaptés à l'utilisation télécom. Le montage peut être divisé en deux parties. La première a pour objectif d'imprimer sur un signal continu la modulation de phase requise. Pour obtenir une amplitude de modulation bien supérieure à la valeur de π rad qui est habituellement disponible à partir de modulateurs de phase optimisés pour les applications télécom, nous nous sommes tournés vers le phénomène de modulation de phase croisée (XPM) où un signal modulé en intensité modifie la phase d'un signal continu se propageant dans une fibre hautement non-linéaire de 1 kilomètre ayant une faible dispersion normale. La pompe est modulée tout d'abord par un modulateur d'intensité (MI) alimenté par une horloge sinusoïdale puis par un modulateur de phase (MP) à une

fréquence bien plus basse afin d'éviter le développement de la rétrodiffusion Brillouin. Un second modulateur d'intensité permet le découpage de séquences d'une durée de 800 ps se répétant toutes les 2.56 ns. Cette opération nous permet d'accroître, à puissance moyenne fixée, la puissance crête du signal par un facteur 3. Afin de compenser les pertes optiques induites par les différents modulateurs et pour limiter l'accumulation de bruit d'amplification spontanée, un pré-amplificateur à base de fibre dopée erbium (EDFA) est inséré, suivi par un filtre passe bande optique (FOPB). Un amplificateur haute puissance (HP EDFA) est ensuite utilisé pour atteindre le niveau de puissance souhaité à l'entrée d'une fibre hautement non-linéaire (HNLF) dans laquelle est également injecté le germe continu. En sortie de la fibre HNLF, ce germe est isolé par l'intermédiaire d'un second FOPB. Grâce à la XPM, une amplitude de modulation de 12 rad peut être obtenue pour une puissance de pompe de 0.6 W.

La seconde partie du montage expérimental repose sur un HP-EDFA suivi d'une fibre à zéro de dispersion décalé (NZ-DSF) d'une longueur de 10 km et présentant une dispersion de $5 \text{ ps}^2/\text{km}$ pour un coefficient non-linéaire de $1.7 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et une atténuation linéaire de 0.2 dB/km. En sortie de la fibre, un oscilloscope à échantillonnage optique (OEO) ayant une résolution de l'ordre de la picoseconde est employé pour enregistrer directement le profil d'intensité temporel du train de flatcons généré.

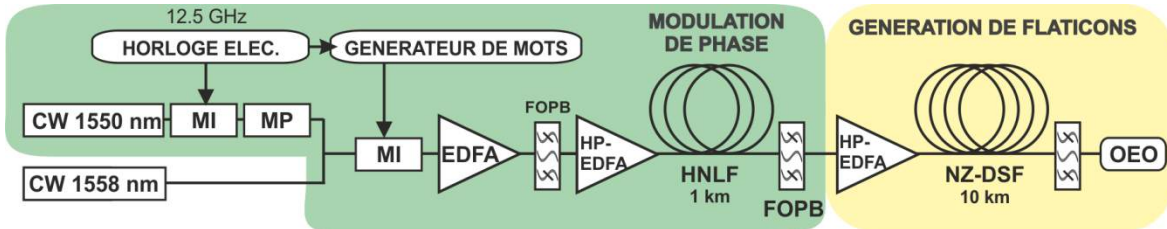


Fig. 1. Montage expérimental.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les résultats expérimentaux obtenus pour trois niveaux de signaux injectés dans la fibre NZ-DSF sont représentés sur la Fig. 2a et sont comparés aux simulations numériques issues de la résolution de l'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL). L'accord est tout à fait satisfaisant et l'expérience confirme plusieurs propriétés essentielles des flatcons. Ainsi, nous pouvons tout d'abord souligner que les impulsions obtenues pour des puissances suffisamment élevées présentent un profil d'intensité avec une partie supérieure significativement aplatie combinée à des oscillations marquées dans les ailes. La structure non-linéaire résultante repose sur un fond continu non-nul. Nous constatons néanmoins que le contraste des oscillations expérimentales est réduit par rapport aux valeurs attendues des simulations numériques. Nous attribuons cette réduction de contraste à la résolution temporelle finie de l'OSO ainsi qu'à l'influence du bruit résiduel induit par les trois étages successifs d'amplification. À basse puissance, la fréquence critique f_c définie par $f_c = \sqrt{\gamma P / \beta_2} / \pi$ est réduite si bien que le saut total de fréquence f_s (i.e. deux fois le produit du taux de répétition par l'amplitude de la modulation de phase φ_s) dépasse f_c . Dans ce contexte et comme prédit dans [1], aucun flatcon stable ne peut être généré.

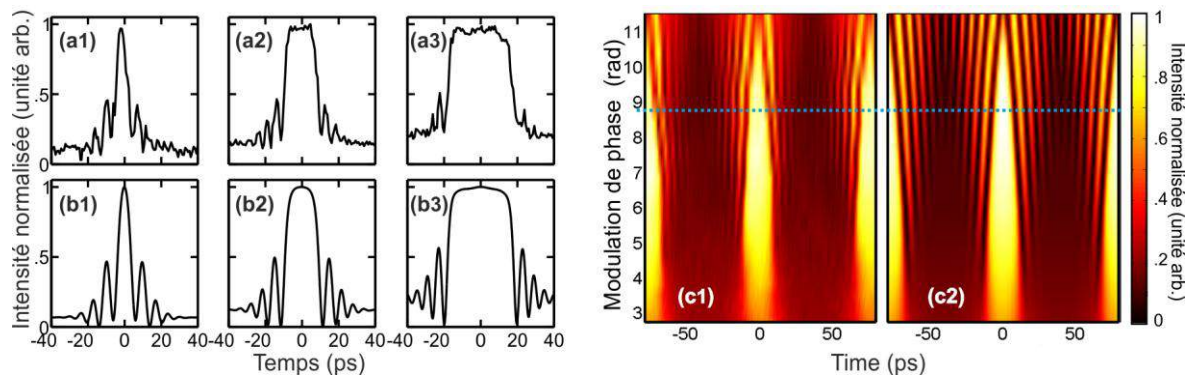


Fig. 2. (a-b) Profils temporels d'intensité en sortie de la fibre DSF pour une amplitude de modulation de la phase optique de 6.75 rad, et pour trois puissances initiales différentes : 1) 19 dBm, 2) 24 dBm et 3) 28 dBm. Les résultats expérimentaux (panneaux a) sont comparés avec les résultats issus de l'intégration numériques de l'ESNL (panneaux b). (c) Évolution du profil d'intensité en fonction de l'amplitude de modulation initiale de la phase. Les résultats expérimentaux (c1) sont comparés avec les simulations numériques (c2). La ligne bleue correspond à l'amplitude de modulation de la phase associée à un saut fréquentiel de $24 f_c$.

En jouant sur la puissance injectée dans la fibre HNLF, nous avons étudié l'impact du niveau de modulation de phase initiale pour une puissance de signal injecté dans la DSF fixe de 250 mW. Différents régimes sont observés comme mis en évidence dans la Fig. 2c1. Pour les faibles modulations de la phase initiale, les oscillations typiques attendues dans les ailes des flatcons ne sont pas observées. Pour une amplitude de modulation de la phase comprise entre 5 et 8 rad, la signature des impulsions flatcons est clairement visible. Pour une modulation supérieure à 10 rad, le saut de fréquence f_s devient trop élevé, conduisant à une forme instable d'impulsion. Cette valeur peut qualitativement reliée au seuil théorique de $2.4 f_c$ estimé à 8.9 rad en l'absence de pertes optiques [1]. Toutes ces observations sont totalement cohérentes avec les simulations numériques résumées par la Fig. 2c2.

CONCLUSION

Nous avons mené à bien la première démonstration expérimentale de la génération d'impulsions flatcons dans une fibre optique non-linéaire à dispersion normale. La remise en forme d'un signal continu modulé périodiquement en phase conduit à l'émergence d'impulsions intenses reposant sur un fond continu. Les résultats expérimentaux révèlent des oscillations marquées dans les flancs des impulsions. L'expérience confirme également que l'hypothèse d'une modulation triangulaire de la phase n'est une obligation stricte et qu'une modulation sinusoïdale peut convenir.

La génération de flatcons représente une avancée théorique permettant de mieux cerner la dynamique non-linéaire et l'émergence de vagues scélérates en régime d'eaux peu profondes. Nous espérons, qu'à l'image de mise en évidence du soliton de Peregrine, cette étape ouvre la voie à de nouvelles études dans le domaine de l'hydrodynamique afin de mieux appréhender les mécanismes à l'origine des ondes sneakers.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Wabnitz, C. Finot, J. Fatome, and G. Millot, "Shallow water rogue wavetrains in nonlinear optical fibers. Phys. Lett. A **377**, 932-939 (2013).
- [2] G. Biondini, and Y. Kodama, "On the Whitham equations for the defocusing nonlinear Schrodinger equation with step initial data. J. Nonlinear Sci. **16**, 435-481 (2006).
- [3] B. Varlot, S. Wabnitz, J. Fatome, G. Millot, C. Finot, "Experimental observation of optical flaticon pulses," Opt. Lett. **38**, 3899-3902 (2013).

LES CAPTEURS A FIBRES OPTIQUES EN CHINE

Pierre Ferdinand¹ et Youcef Ouerdane²

¹CEA, LIST, Laboratoire de Mesures Optiques, F-91191 Gif-sur-Yvette, France.

²Laboratoire Hubert Curien, CNRS UMR 5516, Univ. Jean-Monnet, F-42000 Saint-Etienne, France.

pierre.ferdinand@cea.fr

RÉSUMÉ

Cette présentation invitée a pour objectif d'évaluer l'importance récente et croissante de la Chine dans le domaine des Capteurs à Fibres Optiques (CFO) et des technologies associées, tant des points de vue académique, qu'industriel et applicatif.

MOTS-CLEFS : Capteur à Fibres Optiques, Chine, R&D, tendances.

1. INTRODUCTION

Les CFO forment un domaine très dynamique depuis le début de la décennie 80 qui fût celle de la découverte des possibilités offertes par les fibres. En 1986 est apparu le concept de Réseaux de CFO, 'distribués' et 'répartis'. Par la suite, on a assisté à l'émergence de démonstrations de terrain, et les techniques les plus robustes se développèrent : les réseaux de Bragg, et les approches réflectométriques (Rayleigh, Raman, et Brillouin). Dès le début des années 90, de nouveaux produits virent le jour, tel le DTS Raman, et les réseaux de Bragg se répandirent. La fin du 20^{ème} siècle et le début du millénaire furent celles du 'boom' puis du 'crack' de la bulle Internet et des télécoms. Des PME disparurent, d'autres virent le jour s'investissant dans la technologie, les composants, les systèmes, le déploiement. La Chine, peu présente jusqu'en 2005, a depuis investi massivement, pour devenir un acteur majeur.

2. LA R&D CHINOISE EN CFO ET FIBRES OPTIQUES INNOVANTES

L'analyse de l'implication des pays formant la communauté des CFO, peut être établie en utilisant comme mètre-étalon les actes de la conférence internationale OFS. Depuis 1983, celle-ci s'est déroulée 8 fois en Europe, 7 fois en Amérique, *idem* en Asie. La dernière (OFS23) ayant eu lieu début juin 2014, à Santander en Espagne. A ce jour, 4201 papiers, en provenance de 44 pays, ont été publiés sous cette bannière, et la bibliométrie de ce corpus permet le suivi des efforts des pays contributeurs.

C'est en 2006 (OFS18, Cancun) que l'on date le début de l'engagement de la Chine, désormais soutenu, se traduisant par une contribution explosive depuis lors ; même si une sévère sélection (40 % de rejet des soumissions) a réduit ses ambitions à OFS23. Tant est si bien qu'elle est devenue le premier pays contributeur, et atteint désormais le 4^{ème} rang mondial sur l'intégrale du corpus d'OFS, au pied du podium tenu par le Japon (15,1 %), suivi du Royaume-Uni et des Etats-Unis, avec tous deux 14,4 %. Aujourd'hui la Chine pèse 11,9 % de l'effort global en CFO mais, avec la croissance de ses investissements, dans 10 ans elle montera sans doute sur la plus haute marche du podium (*nota* : en Télécoms elle est déjà en 3^{ème} place). De son côté, l'effort français est étale, avec 3-4 papiers à chaque OFS (10 papiers en 2005 et 2014), et représente en moyenne 2,8 % (4 % en 2014) des efforts mondiaux. Longtemps, la France occupa la 5^{ème} place, désormais en 11^{ème} position, elle décroche.

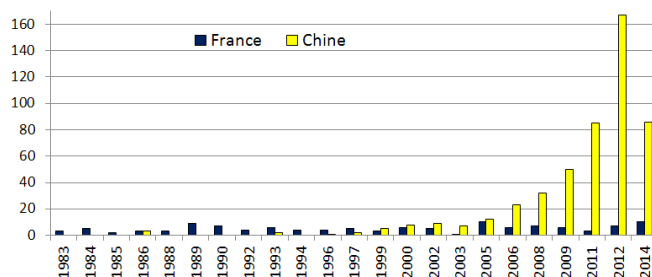


Fig. 1 : Nombre de publications de la Chine et de la France à chaque conférence OFS

2.1 Le soutien public chinois et les conférences scientifiques locales du domaine des CFO

Le gouvernement chinois investit massivement en fonds publics dans les CFO, et les provinces soutiennent les coopérations avec les entreprises. Ainsi, l'administration du *Wuxi New Area* a aidé le *Wuxi Institut de l'Univ. Jiaotong* de Shanghai pour qu'il se focalise sur la R&D en CFO. Avec l'Université de Tianjin, les autorités du district de Pukou ont contribué à établir un écosystème autour des CFO, attirant les entreprises. Nous avons identifié trois Conférences dédiées aux CFO : l'*OFS Development & Industrialization Inter. Forum* (5 éditions) ; le *National OFS Conf. & Industrialization Forum* (6 éditions), et la plus connue reste APOS (*Asia Pacific OFS* ; 4 éditions).

2.2 Les Recherches Universitaires en CFO et fibres optiques spéciales

On peut identifier plus de vingt universités impliquées dans les CFO, qui sont pour la plupart positionnées sur les mêmes thématiques que notre communauté. Présentons les plus actives :

[China Jiliang University](#). Ses activités en CFO sont très variées : Fibres à cristaux photoniques, *Hollow core fiber*, Réseaux de Bragg (FBG, LPG, blazés ...), capteurs à réseaux de Bragg (inclinomètres, mesures simultanées de température et de déformations) ... mais aussi : réflectométrie Brillouin, DTS Raman. Leur activité est qualifiable de 'CFO pour mesures physiques'.

La [Wuhan University of Technology \(WUT\)](#) fut fondée en 2000. La WUT, classée 8^{ème} en Chine, acteur majeur de *l'Optics Valley of China*, participe au « [Project 211](#) » fournissant aux 100 universités de premier rang un important soutien pour qu'elles deviennent de « classe mondiale ». Ces dix dernières années, elle a obtenu 3 milliards de RMB (400 M€)¹ pour sa R&D. En son sein, le *National Engineering Lab. for Fiber Optic Sensing Technologies*, [NEL-FOST](#), 'labélisé' en 2008, occupe entièrement un immense bâtiment moderne de 2010, dont les équipements ont coûté 47 millions de RMB (6 M€). Le NEL-FOST compte plus de 100 permanents (60 chercheurs, > 200 thésards et étudiants en Master), tous impliqués dans les CFO. Ses thématiques sont : inscription de réseaux de Bragg sur tour de fibrage dans les fibres spéciales, banc automatique pour réseaux de Bragg (dénudage, photo-inscription, changement automatique des masques, regainage), capteurs et systèmes de mesure, fonctionnalisation des fibres en silice et en saphir, etc. Pour la fabrication, il s'est associé à [Wutos](#), dont il héberge 200 employés. Leurs débouchés sont ceux du marché chinois : grands ouvrages d'art (e.g. [barrage des 3 Gorges](#), ponts sur le Yangtze), détection d'incendie dans les tunnels (300 équipés, dont plusieurs dizaines de tunnels majeurs), la pétrochimie (réservoirs) par lignes de Bragg (90 % des dépôts de [Sinopec](#) sont ainsi équipés), la surveillance par Bragg des grues, celle des infrastructures pour trains rapides (ponts, viaducs, voies), la détection de fuites dans les barrages, et les centrales nucléaires pour lesquelles le gouvernement les pousse à établir une norme d'utilisation des CFO.

Laboratoires OFBG et FRP Composites & Structures, Harbin Institute of Techn. (HIT)

Créé en 1920 à Harbin, le [HIT](#) fait partie depuis 1996 du « Projet 211 ». En 1999, HIT a été répertorié comme membre du groupe "[C9](#)" rassemblant les 9 meilleures universités, équivalent de la "[Ivy League](#)" américaine. En son sein, le [laboratoire OFBG](#) (*Optical Fiber Bragg Grating sensors*) est un « labo commun » à HIT et Micron Optics Inc. (USA), le *leader* des systèmes de mesure pour réseaux de Bragg. HIT s'était fait remarquer dès OFS18 (2006), en y présentant une conférence sur l'instrumentation des 13 plus grands ponts chinois, instrumentés de centaines de capteurs à réseaux de Bragg. Ses axes de R&D couvrent : les capteurs Bragg, la technique BODTA pour le Génie Civil, l'insertion de fibres dans les matériaux et structures. Son personnel en CFO s'élève à 65 personnes.

Le Key Lab of In-Integrated Optics Fiber, Harbin Engineering University (HEU)

La [HEU](#), qui fait aussi partie du projet 211, est une Université 'clé', intégrant 40 Instituts.

En son sein, le *Key Lab of In-Integrated Optics Fiber* date de 1999. Ses thématiques sont orientées vers les : CFO, fibres spéciales et μ -structurées, FCP, les nano et μ -technologies y compris dans la fibre, le μ -usinage latéral (laser) ou en extrémité de fibre. Ce laboratoire 'clé' possède de nombreux équipements, dont une tour de fibrage. Son potentiel humain en CFO est de 28 (2009).

¹ Attention à la conversion, car même si le taux de change est tel que 1 RMB = 0,115 €, n'oublions pas que 1 RMB permet d'acquérir 5-10 fois plus de biens en Chine que 0,115 € chez nous (le salaire mensuel moyen est ~ 3 000 RMB).

Wuhan National Lab. for Optoelectronics (WNLO), Fiber Laser Technology Group

Le [WNLO](#) a été créé en 2008. Il est sous tutelle de l'Université des Sciences et des Technologies de Huazhong ([HUST](#), l'une des 10 meilleures chinoises), et en partenariat avec l'entreprise d'Etat [FiberHome](#). Ses installations intègrent des bancs MCVD (préformes dopées terres-rares, ou μ -structurées), une tour de fibrage de 7,8 m de haut (préformes classiques et FCP). Son potentiel humain avoisine la trentaine de personnes (6 professeurs, 7 thésards, 13 post-docs). Il adresse les thématiques : CFO, télécoms, lasers à fibres, applications biophotoniques et médicales. Ses collaborations avec les industriels de la région sont liées à ses domaines d'activité (amplificateurs à fibres, irradiation de fibres).

Citons également d'autres universités très actives dans les CFO et les technologies fibrées :

[Anhui University](#), [Beijing Jiaotong University](#), [China Jiliang University](#), [Chongqing University](#), [Dalian University of Technology](#), [Nanjing University](#), [Nankai University](#), National University of Defense Technology, [Shandong Academy of Sciences](#), [Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics](#), [Shanghai Jiao Tong University](#), [South China Normal University](#), [The Hong Kong Polytechnic University - Fiber optics lab](#), [Tianjin University](#), [Tsinghua University](#), [University of Electronic Science and Technology of China](#), [Yanshan University](#), [Zhejiang University](#).

3 PRINCIPAUX ACTEURS INDUSTRIELS CHINOIS EN CFO

Un ensemble de plus d'une vingtaine de sociétés est identifiable, regroupant des PME comme [Weilanshi Tech](#), ou [Boom fiber sensing tech](#) et de grands groupes tels *Beiyang* et *Wutos*. Présentons-en deux :

[Wutos Co., Ltd](#) : Il s'agit d'un grand groupe, très actif dans les CFO, qui possède le plus important centre privé de production en Chine (300 employés d'âge moyen 35 ans). Son Directeur scientifique et fondateur, le Prof. Jiang Desheng de l'Académie d'ingénierie chinoise, et Directeur du NEL-FOST, dirige ainsi plus de 100 chercheurs. Wutos est membre du groupe [FiberHome Tech](#). (1^{ère} société chinoise en composants Télécoms fournissant des fonds et les technologies de base à Wutos).

[Wuxi ChengDian OFS Tech](#) : Ses activités comprennent la R&D, la fabrication, la vente de solutions CFO. Elle propose une gamme de produits utilisant les réseaux de Bragg, les Fabry-Perot, les capteurs répartis. Au-delà citons d'autres sociétés (âge moyen 10 ans, et 6-7 ans pour les plus jeunes) : [Beiyang Electric Group Co., Ltd.](#), [Boom fiber sensing technology Co., Ltd.](#), [CETC](#), [The 41st Institute of China Electronics Technology Group Corp.](#), [COSIC](#), [The 4th Academy of China Aerospace science and Industry Hong Feng Control Corp.](#), [Distributed Sensing and Control Technology Co., Ltd.](#), [Five Star Optic Fiber Sensor Technology Co., Ltd.](#), [Gaussianoptics \(Wuhan\) Co. Ltd.](#), [Harbin Tai Daer Technology Co. Ltd.](#), [HeQi Opto-Electronic Technology Co., Ltd.](#), [HiSKY \(Hisky Tech. \(Hong Kong\) Ltd.](#), [Hope-excellence Information Technology Co., Ltd.](#), [Hoyatek Co. Ltd.](#), [Jphotonics Co. Ltd.](#) (Filiale de Jphotonics USA), [Ningbo Nuo Electronic Technology Develop. Co. Ltd.](#), [Ningbo Shangong center of structural monitoring and control engineering Co., Ltd.](#), [Synet Optoelectronic Technology Co. Ltd.](#), [T&S Communications Co., Ltd.](#), [The Femtosecond Optoelectronics Technology Co., Ltd.](#), [TOP Photonics Co. Ltd.](#), [Weilanshi Technology Co., Ltd.](#), [Wutos Co., Ltd.](#), [Xintianwei Optoelectronics Technology Co., Ltd.](#), [YSL](#), [Wuhan Yangtse Soton Laser Co. Ltd.](#)

4 CONCLUSION & PERSPECTIVES

En 10 ans la Chine a quasiment rattrapé 30 ans de R&D pour se hisser au 4^{ème} rang mondial au nombre du total des publications en CFO, et devenir le 1^{er} pays contributeur depuis OFS22. On peut identifier de nombreuses Universités de premier plan, fortement soutenues par les acteurs publics, et impliquées dans l'ensemble des thématiques du domaine (capteurs répartis, distribués, fibres μ -structurées, surveillance des structures ...). Ainsi, située au cœur de l'*Optics Valley* Chinoise, l'Université de Technologie de Wuhan s'est dotée d'un Centre National de R&D, créé ex-nihilo par la NDRC (*Nat. Develop. and Reform Commission*), hébergeant lui-même un 'Laboratoire clé d'Etat', NEL-FOST, labélisé et financé par le MoST (Ministère de la science et de la technologie), uniquement dédié à la thématique des CFO. La taille moyenne de ces laboratoires est d'une trentaine de chercheurs, celui du NEL-FOST étant mieux doté, et leurs personnels sont jeunes (trentenaires). Certains des laboratoires mènent d'importants projets applicatifs, et nouent des relations industrielles, e.g. le NEL-FOST associé avec Wutos à qui il transfère sa R&D. De nombreuses entreprises très dynamiques et récemment créées sont ainsi impliquées. Soulignons l'apparente facilité avec laquelle tous ces acteurs montent d'immenses projets de déploiement, conséquence d'un modèle économique très différent du nôtre. Le marché chinois de la surveillance des ouvrages est immense : > 400 000 réservoirs, 380 000 ponts et 7 000 tunnels de grandes tailles, 5 000 000 de mines de charbon, > 80 000 barrages, > 50 000 km de lignes THT. Les importants efforts engagés par la Chine dans les CFO, fibres μ -structurées, et μ -capteurs ... après un rattrapage à marche forcée (ce pays est devenu le 1^{er} déposant pour les brevets, le 2^{ème} pour les publications scientifiques) augure clairement de sa future domination dans ces domaines.

**VALIDATION D'UN SYSTEME DE DEPORT DE LUMIERE
A FIBRES OPTIQUES HAUTEMENT BIREFRINGENTES
POUR APPLICATION A LA POLARIMETRIE DE MUELLER ENDOSCOPIQUE**

**S. Manhas¹, J. Vizet¹, H. Boulogne¹, R. Guenard¹, A. Dexet¹, J. Brevier¹, S. Deby²,
J.-C. Vanel², A. de Martino², D. Pagnoux¹**

¹ Institut Xlim, département photonique, UMR CNRS 7252, Université de Limoges
123, avenue Albert Thomas, 87060 LIMOGES cedex

² LPICM, UMR CNRS 7647, Ecole Polytechnique, 91128 PALAISEAU

sandeep-singh.manhas@xlim.fr

RÉSUMÉ

Nous identifions les propriétés polarimétriques exigées d'un système de déport à fibre pour la mise en œuvre d'un polarimètre de Mueller bichromatique en réflexion, destiné à la caractérisation *in-vivo* d'échantillons biologiques. Nous montrons qu'une concaténation simple de fibres hautement biréfringentes remplit la fonction attendue.

MOTS-CLEFS : *polarimétrie, fibres à maintien de polarisation ; biréfringence*

1. INTRODUCTION

Parmi les techniques de polarimétrie existantes, la polarimétrie de Mueller est la plus complète puisqu'elle permet de déterminer l'ensemble des caractéristiques polarimétriques d'une cible d'intérêt ("échantillon") : biréfringence, diatténuation, dépolarisation. Pour cela, quatre états de polarisation spécifiques connus, engendrés par un Générateur d'Etats de Polarisation (PSG) sont successivement adressés sur l'échantillon et chacun des quatre états renvoyés est analysé à travers quatre configurations d'un Analyseur d'Etats de Polarisation (PSA). La décomposition de la matrice de Mueller 4X4 obtenue permet alors de remonter aux caractéristiques polarimétriques recherchées [1].

Dans le domaine médical, la polarimétrie de Mueller apparaît comme très prometteuse pour l'aide au diagnostic précoce de diverses pathologies affectant les tissus biologiques (détection de certains cancers, fibroses...), comme cela a déjà été montré sur des échantillons *ex-vivo* [2]. Dans ce contexte, l'association de la polarimétrie de Mueller avec un déport par fibre optique jusqu'à l'échantillon présente un grand intérêt en vue de caractérisations *in vivo*, *in situ* (endoscopie). Malheureusement, du fait de leurs biréfringences intrinsèque et extrinsèque, les fibres optiques mises en jeu dans un tel système de déport perturbent les états de polarisation transportés d'une manière imprévisible et incontrôlable, ce qui constitue un obstacle longtemps considéré comme insurmontable à la mise en œuvre de la polarimétrie de Mueller endoscopique.

Dans cette communication, nous présentons un polarimètre de Mueller bichromatique à fibre, en réflexion, permettant de déduire les propriétés polarimétriques d'un échantillon distant à partir d'une caractérisation différentielle instantanée de la fibre endoscopique seule, et de l'ensemble "fibre + échantillon". Nous exposons d'abord le principe de la mesure en précisant en particulier les propriétés spécifiques que doit posséder le guide endoscopique. Nous décrivons et caractérisons dans un deuxième temps un guide approprié, très simple, réalisé à partir de fibres fortement biréfringentes. Nous présentons finalement quelques toutes premières mesures validant le concept.

2. PRINCIPE DE LA MESURE ET VALIDATION

Le dispositif expérimental est présenté Figure 1. Deux faisceaux continus aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 sont couplées dans une fibre monomode endoscopique après avoir traversé le PSG. Le faisceau à λ_1 est directement réfléchi dans la fibre par un filtre dichroïque tandis que le faisceau à λ_2 va interagir avec l'échantillon, avant que la partie rétro-réfléchie ne soit recouplée dans la fibre.

Côté entrée, les deux faisceaux sont analysés par le PSA. On obtient alors deux matrices de Mueller : $M1(\lambda_1) = M_F(\lambda_1) \cdot M_F(\lambda_1)$ et $M2(\lambda_2) = M_F(\lambda_2) \cdot M_E(\lambda_2) \cdot M_F(\lambda_2)$, où M_F est la matrice de Mueller caractéristique de la fibre sur un aller simple de la lumière et M_E est la matrice recherchée de l'échantillon. Finalement, à partir de $M2(\lambda_2)$ on pourra extraire $M_E(\lambda_2)$ avec $M_E(\lambda_2) = M_F(\lambda_2)^{-1} \cdot M2(\lambda_2) \cdot M_F(\lambda_2)^{-1}$. Mais pour cela, il faut connaître $M_F(\lambda_2)$ que l'on doit déterminer à partir de $M_F(\lambda_1)$, elle-même tirée de la mesure de $M1(\lambda_1)$.

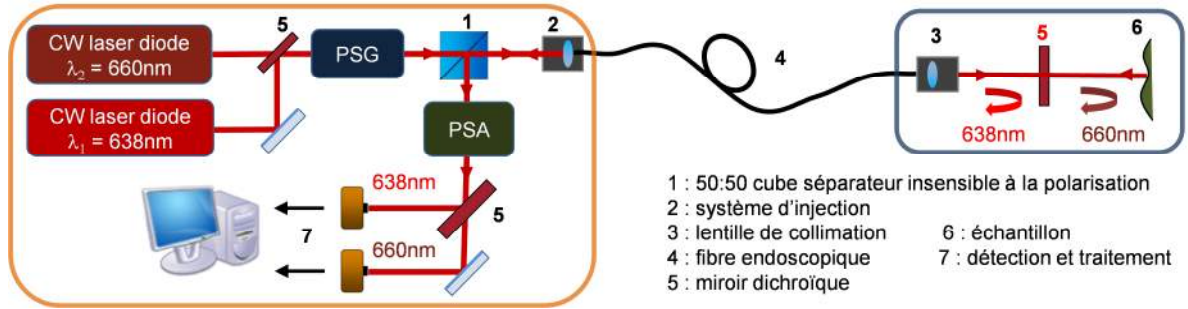


Fig. 1 : Schéma de principe du polarimètre de Mueller endoscopique, bichromatique, en réflexion ; mesures $M1@\lambda_1=638$ nm et $M2@\lambda_2=660$ nm

A une longueur d'onde donnée λ_i , la fibre peut être considérée comme une concaténation de lames à retard orientées différemment, sans diatténuation ni dépolariation. Dans ce cas, dans un repère de référence, il existe toujours une direction θ_{ei} (resp. $\theta_{ei}+\pi/2$) pour une polarisation rectiligne à l'entrée telle que la polarisation en sortie sera aussi rectiligne, dans une direction notée θ_{si} (resp. $\theta_{si}+\pi/2$). Le retard de phase en sortie entre les deux polarisations orthogonales injectées selon θ_{ei} et $(\theta_{ei}+\pi/2)$ étant noté δ_i , la matrice de Mueller de la fibre est alors, à la longueur d'onde λ_i considérée : $M_F(\lambda_i) = R(\theta_{si}) \cdot D(\delta_i) \cdot R(\theta_{ei})$, où $R(\theta_{si})$ et $R(\theta_{ei})$ sont des matrices de rotation d'angles respectivement égaux à θ_{si} et θ_{ei} et où $D(\delta_i)$ est la matrice de Mueller d'une lame à introduisant le retard δ_i . La matrice $M_F(\lambda_1)$ déduite de la mesure de $M1(\lambda_1)$ peut être décomposée pour déterminer les trois grandeurs θ_{s1} et θ_{e1} et δ_1 , à λ_1 . Il reste à mettre en œuvre une fibre endoscopique telle qu'elle permette d'en extrapoler θ_{s2} et θ_{e2} et δ_2 à λ_2 (proche de λ_1), afin de reconstruire $M_F(\lambda_2)$, nécessaire pour finalement remonter à la matrice de l'échantillon.

Nous avons construit le polarimètre de Mueller décrit à la figure 1 avec deux sources fonctionnant respectivement à $\lambda_1 = 638$ nm et $\lambda_2 = 660$ nm (Oxxius LBX-638 et LBX-660). Les PSG et PSA sont préalablement calibrés avec soin aux deux longueurs d'onde. Par des mesures de M_F sur des fibres monomodes classiques nous avons vérifié que les directions θ_e et θ_s dépendent fortement de la longueur d'onde et du conditionnement de ces fibres. Nous avons donc choisi de réaliser le guide endoscopique à partir d'une fibre hautement biréfringente où ces directions sont invariantes ($\theta_{e2} = \theta_{e1}$ et $\theta_{s2} = \theta_{s1}$). Pour sa part, le retard δ_2 est donné par $\delta_2 = \delta_1 \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot \frac{B_\varphi(\lambda_2)}{B_\varphi(\lambda_1)}$ où B_φ est

la biréfringence de phase de la fibre. Pour maintenir δ_1 suffisamment petit ($0 \leq \delta_1 \leq 2\pi$) le guide endoscopique est constitué de deux tronçons de fibre à maintien de polarisation (Nufern PM-630HP), de longueurs identiques (1 m chacun), soudés de sorte que l'axe rapide du premier tronçon soit parfaitement aligné avec l'axe lent du second. Dans ce cas, le retard δ_1 mesuré n'est dû qu'à la différence de longueur résiduelle et aux effets différentiels de conditions (température, courbures) entre les deux tronçons. Pour évaluer le facteur $B_\varphi(\lambda_2)/B_\varphi(\lambda_1)$ nous avons mesuré la dépendance spectrale de la biréfringence de phase de la fibre grâce à une méthode interférométrique intra-fibre.

Pour cela un faisceau monomode transverse couvrant tout le visible (source de continuum Leukos), polarisé rectilignement suivant un axe neutre de la fibre, est injecté en entrée. En deux points espacés d'une distance z , une contrainte ponctuelle est exercée de manière à coupler, en ces points, une fraction de la lumière guidée dans la polarisation perpendiculaire. Les deux ondes couplées dans cette polarisation interfèrent et l'on mesure en sortie un spectre cannelé dont l'intensité est de la forme $I(\lambda, z) = K.I_s(\lambda).(1 + \cos(\frac{2\pi}{\lambda}.B_\varphi(\lambda).z))$ [3]. Une série de spectres a été mesurée pour des distances z différentes (analyseur de spectre Ocean Optics HR 2000, résolution 0,3nm). Le traitement des données a ensuite permis de tracer les courbes de $I(z)$, à longueur d'onde fixée λ_i . La période de chaque courbe est la longueur de batttement $L_B(\lambda_i)$ de laquelle on tire $B_\varphi(\lambda_i) = \lambda_i / L_B(\lambda_i)$ (figure 2a).

La biréfringence de groupe $B_G = B_\varphi - \lambda \frac{dB_\varphi}{d\lambda}$ calculée à partir de cette courbe est en bon accord, sur toute la plage de mesures, avec celle mesurée avec la méthode du spectre cannelé (figure 2b) [4]. Le facteur $B_\varphi(\lambda_2) / B_\varphi(\lambda_1) = 0,996 \pm 10^{-3}$ trouvé permet finalement de déduire δ_2 à partir de δ_1 avec précision : $\delta_2 = (0,963 \pm 10^{-3}) \delta_1$.

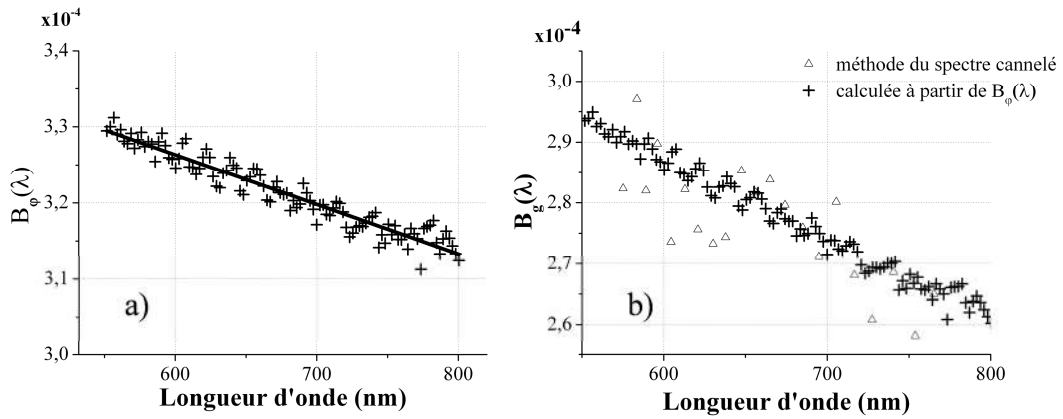


Fig. 2 : dépendance spectrale de la biréfringence de phase mesurée par une méthode interférométrique intra-fibre (a) et biréfringence de groupe (b), pour la fibre endoscopique du dispositif de la figure 1

Pour valider le concept de ce polarimètre à fibre, nous l'avons utilisé pour caractériser diverses cibles dont les réponses polarimétriques sont parfaitement connues comme, par exemple, une lame d'onde $\lambda/8$ @ 633nm d'ordre zéro, suivie d'un miroir. Dans ce cas, on mesure comme attendu des taux de diatténuation et de dépolarisation nuls et un retard de phase circulaire nul. Le retard de phase linéaire mesuré sur un aller-retour est de 1,485 rad à 660 nm pour une valeur théorique de 1,506 rad (erreur relative < 2%). Des résultats plus complets sur des cibles moins coopératives seront présentés lors de la conférence, ouvrant la voie à une véritable polarimétrie de Mueller endoscopique.

Les auteurs remercient l'ANR pour son soutien financier à cette étude (projet ANR/SVSE IMULE).

RÉFÉRENCES

- [1] D.H. Goldstein, *Polarized Light* (3rd edition), CRC Press, 2010
- [2] A. Pierangelo, A. Benali, M.-R. Antonelli, T. Novikova, P. Validire, B. Gayet, Brice; A. De Martino, "Ex-vivo characterization of human colon cancer by Mueller polarimetric imaging", *Opt.Express*, vol.19, n°2, p. 1582-1593, 2011
- [3] M.G. Shlyagin, A.V. Khomenko, D. Tentori, "Birefringence dispersion measurement in optical fibers by wavelength scanning", *Opt. Lett.*, vol. 20, n° 8, p. 869-871, 1995
- [4] X.D. Cao, D.D. Meyerhofer, "Frequency-domain interferometer for measurement of the polarization mode dispersion in single-mode optical fibers", *Opt. Lett.*, vol. 19, n° 22, p. 1837-1839, 1994

LASER FDML ACCORDABLE A HAUTE CADENCE, INTERFACE A UN SYSTEME D'ACQUISITION FPGA, POUR L'INTERROGATION EN CONTINU D'UN ACCELEROMETRE A RESEAUX DE BRAGG

Mourad Alexandre Ben Abdallah, Guillaume Laffont, Nicolas Roussel et Pierre Ferdinand

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

mourad.alexandre.benabdallah@gmail.com

RESUME:

Nous avons développé un laser accordable de type FDML caractérisé par une fréquence de balayage pouvant aller jusqu'à 100 kHz, sur une bande passante de plusieurs dizaines de nm à la longueur d'onde 1,55 μm . Traditionnellement, les systèmes d'interrogation des Capteurs à Fibres Optiques à réseaux de Bragg sont fondés sur une acquisition non continue pour ces fréquences de fonctionnement. Pour surmonter cette limitation, le laser FDML a été interfacé avec un système d'acquisition et de traitement en continu des données *via* un module FPGA. Ce papier présente les principales caractéristiques de ce nouveau système d'interrogation optronique et les résultats obtenus en interrogeant un accéléromètre à réseau de Bragg à 20,3451 kHz et 61,053 kHz.

MOTS-CLEFS : Laser, Capteur à Fibres Optiques, réseau de Bragg, accéléromètre, FPGA.

1. INTRODUCTION

Les Capteurs à Fibres Optiques (CFO) à réseaux de Bragg (rdB) sont largement utilisés dans de nombreux domaines et secteurs industriels, tels les infrastructures civiles, le domaine maritime, les secteurs gaziers et pétrolier, l'énergie éolienne, les domaines d'emploi des composites,... Ceci est dû aux nombreux avantages qu'ils offrent (immunité EM, codage spectral tant de la mesurande que de l'adresse des capteurs, déport du système de mesure à grande distance, robustesse et fiabilité, [1]). Pendant la dernière décennie, plusieurs approches traitant des systèmes d'interrogation de CFO à rdB ont été rapportées. Citons par exemple, les techniques spectrales comme les interféromètres à Fabry-Perot accordables, les lasers accordables, la spectroscopie fondée sur un micro-spectromètre intégré, l'interférométrie ... [2]. Cependant, ces techniques d'interrogation -constituant l'essentiel des méthodes utilisées dans le domaine- offrent une vitesse de balayage relativement limitée qui ne peut pas excéder quelques dizaines de kHz. Par contre, le laser FDML fibré a prouvé sa capacité à surmonter cette limitation [3-4-5]. Notre intérêt dans le développement d'un laser accordable à haute cadence est donc d'assurer l'analyse dynamique à haute cadence de CFO à rdB, tels les capteurs de déformations, d'accélération ou de détection d'impacts, et ce avec une bande passante allant jusqu'à plusieurs dizaines voire centaine de kHz, sur une large bande spectrale permettant le multiplexage d'un grand nombre de ces capteurs.

2. CONCEPTION ET MISE EN ŒUVRE DU LASER FDML

Le laser FDML fondé sur une configuration en anneau, est formé d'un SOA (milieu à gain) encadré par deux isolateurs intégrés, d'un filtre Fabry-Perot (FP) accordable et d'un coupleur optique présentant un rapport de couplage 40-60. De plus, il comporte une fibre optique monomode d'environ 10 km de long dont le rôle est d'accroître la longueur de la boucle de manière telle que la cadence de balayage du FP soit synchronisé sur l'inverse du temps de parcours des ondes en son sein. Le filtre FP est ici accordé spectralement à l'aide d'un signal sinusoïdal de période égale au temps de parcours $\Delta\tau$ de la cavité, ou à l'un de ses sous-multiples. De fait, à chaque instant t_i , sa transmission spectrale est à nouveau centrée sur la longueur d'onde précédemment transmise à $t_i - N\Delta\tau$. *De facto*, à chaque tour, Le FP ne transmet que cette raie, supprimant tout signal rapporté aux autres longueurs d'onde lors de l'amplification par le SOA. La figure 1 illustre son principe de réalisation.

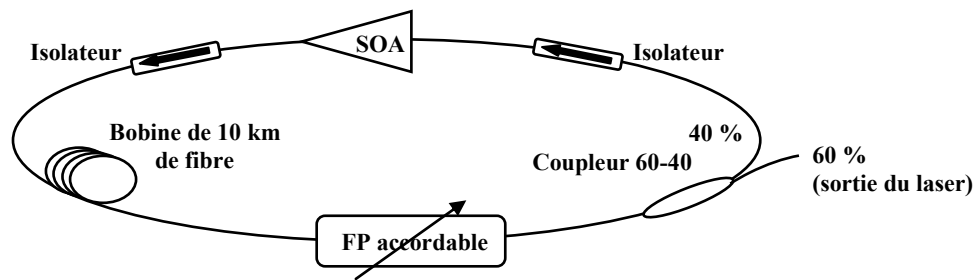


Fig. 1 : Schéma de principe de la source accordable en longueur d'onde.

Le spectre en sortie de la source, illustré par la figure 2, est obtenu pour les fréquences 20, 40, 60, 80, et 100 kHz. L'accordabilité est obtenue en commandant le FP par un signal sinusoïdal. Les plages de balayage respectives pour les différentes fréquences de balayage sont respectivement 70, 59, 58, 55 et 36 nm. La puissance émise moyenne en sortie du coupleur est de 1,5 mW.

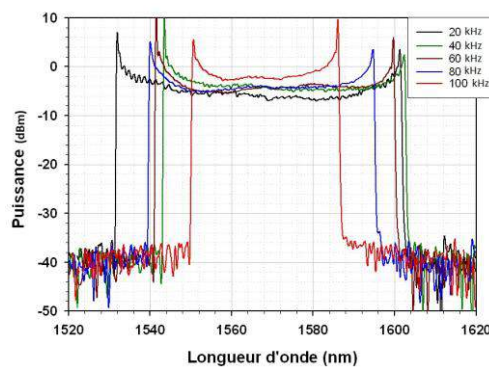


Fig. 2 : Spectre en sortie du laser pour différentes fréquences de balayages du filtre.

3. SYSTEME D'ACQUISITION DE DONNEES EN CONTINU

L'objectif premier de ce laser est d'assurer l'analyse en dynamique de CFO à rdB avec une bande passante élevée (dizaines voire centaines de kHz). Mais un autre avantage apporté par l'accroissement de la fréquence de balayage du laser, donc de l'acquisition, est d'éviter certains problèmes de repliement spectral. Comme indiqué sur le diagramme de la figure 3, nous avons interrogé, à l'aide du laser FDML accordable à haute cadence, un accéléromètre à rdB (capteur transformant l'accélération (la force) à laquelle il est soumis, en une déformation proportionnelle du rdB qui contient). Le spectre de sortie du laser est relié directement au système d'acquisition afin de normaliser la réponse en puissance de la source. Une seconde voie équipée d'un Fabry-Perot étalon est acquise pour fournir une référence spectrale. Ainsi, pour chaque balayage laser, la mesure des longueurs d'ondes de Bragg des capteurs interrogés est obtenue en la superposant au spectre du Fabry-Perot étalon servant de référence (Fig.3).

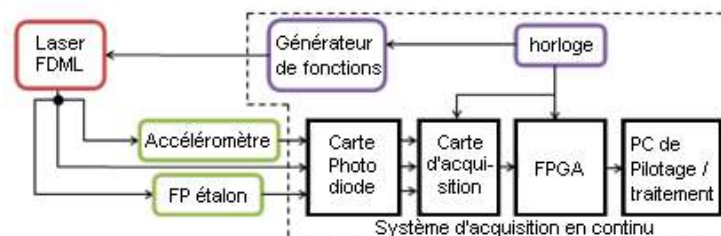


Fig. 3: Diagramme fonctionnel du système d'interrogation à haute cadence pour capteurs de Bragg

Le système d'acquisition de données continu est composé de 3 cartes photodiodes de bande passante de 100 MHz à - 3 dB, suivi d'un système d'acquisition de données, d'une carte FPGA et

d'un générateur de fonctions (Cf. Fig. 3). L'acquisition possède 4 canaux avec 4 convertisseurs 14 bits A/N séparés, dont trois sont connectées aux cartes photodiodes pour assurer la numérisation du signal à la vitesse de 250 MS/s pour chaque canal, et ce, quelles que soient les fréquences de fonctionnement de la source. Un prétraitement numérique en continu est réalisé par le FPGA qui effectue un certain nombre d'opérations sur le signal numérisé. Le flux de données traité durant cette phase est de 1,5 Go/s. Le résultat de ce traitement est ensuite envoyé sur un PC de manière à calculer la longueur d'onde de Bragg, tout en assurant l'affichage et la sauvegarde des mesures. L'ensemble de la chaîne d'acquisition est synchronisé par une horloge maître.

4. RESULTATS

Pour valider le bon fonctionnement du système, nous interrogeons un accéléromètre à rdB à 1552,41 nm installé sur un pot vibrant, lui-même contrôlé *via* une interface dédiée. La requête d'accélération envoyée à l'accéléromètre est environ 50 m/s², qui correspond à un pic de tension de contrôle de 0,278 V, la fréquence de vibrations ayant -pour cet essai particulier- été fixée à 2 kHz. Compte tenu de la longueur de la boucle constituant le laser FDML, un signal sinusoïdal à 20,322 kHz est produit par le générateur de fonctions pilotant le Fabry-Perot accordable.

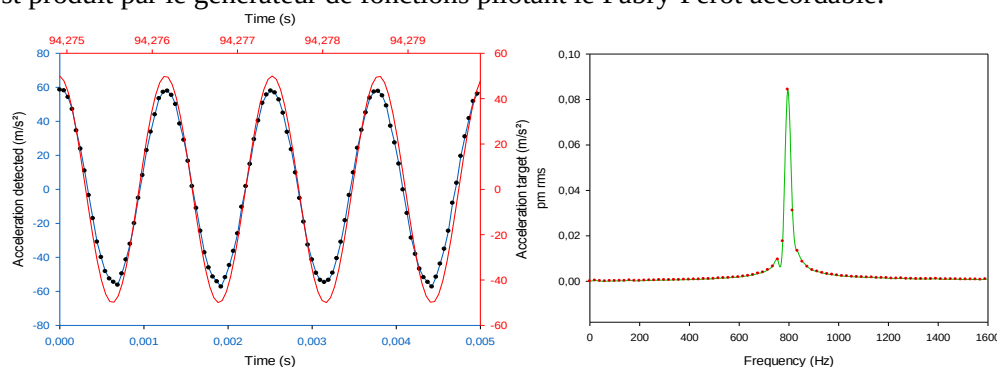


Fig. 4: Gauche trace en rouge : Requête d'accélération envoyée (800 Hz, 50 m/s²) ; Trace en bleu : Réponse optique par le système FDML de l'accéléromètre à réseau de Bragg ; Droite : Mesure optique de la fréquence de vibrations de l'accéléromètre.

L'expérience consiste à vérifier la capacité du système d'analyse spectral à retrouver les paramètres envoyés à l'accéléromètre à rdB. La figure 4 (gauche) illustre d'un côté, la variation longueur d'onde de Bragg de l'accéléromètre convertie en accélération (sensibilité : 2,37 pm.m⁻¹.s⁻²) (trace bleue) et, de l'autre, la requête (trace rouge). La figure 4 (droite) montre que la fréquence de vibration du rdB mesurée est égale à 795 Hz, très proche de celle envoyée au pot vibrant (800 Hz).

5. CONCLUSION

Dans le cadre des développements que nous menons autour des systèmes d'acquisition rapide pour capteurs à réseaux de Bragg, un laser en anneau de type FDML a été développé et interfacé avec un système d'acquisition utilisant un FPGA, permettant ainsi de réaliser des mesures jusqu'à 100 kHz. L'interrogation d'un accéléromètre à réseau de Bragg fixé sur un pot vibrant a prouvé la capacité du système de mesure à suivre la raie de Bragg correspondante et à caractériser en temps réel sa fréquence de vibration et ses déplacements spectraux, apportant ainsi la preuve de concept de la démarche.

RÉFÉRENCES

- [1] P. Ferdinand, "Capteurs à fibres optiques à réseaux de Bragg", Techn. de l'Ingénieur, R 6735, pp. 1-24.
- [2] N. Roussel, P. Ferdinand and L. Maurin, "Long term stability of spectral measurement systems for fiber Bragg grating sensors", Proc. SPIE 8924, 4th Asia Pacific Optical Sensors Conf., 89243E, Wuhan, China, Oct. 15, 2013; <http://dx.doi.org/10.1117/12.2033932>; <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=1741615>.
- [3] M.A. Ben Abdallah, G. Laffont, N. Roussel, P. Ferdinand, "Source accordable en longueur d'onde pour le démultiplexage à haute cadence de capteurs à réseaux de Bragg", 31st JNOG, 4-7 July 2011, Marseille, France.
- [4] R. Huber, M. Wojtkowski and J. G. Fujimoto, "FDLM: A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography", MIT, Cambridge Optics Express Vol. 4, No. 8.
- [5] E. J. Jung, C. Kim, M. Y. Jeong, M. K. Kim, M. Y. Jeon, W. Jung and Z. Chen, "Characterization of FBG sensor interrogation based on a FDML wavelength swept laser" Optics Express Vol. 16, No. 21.

ANALYSE TEMPS-FREQUENCE PAR OFDI POUR LA CARACTERISATION DE FIBRES MULTIMODES

Abdoulaye Fall¹, Yaneck Gottesman¹, Catherine Lepers¹

¹ Institut Mines-Telecom/Telecom SudParis, CNRS UMR 5157 SAMOVAR, 9 Rue Charles Fourier, 91011 EVRY CEDEX, France

abdoulaye.fall@telecom-sudparis.eu

RÉSUMÉ

Une analyse temps-fréquence est ici effectuée pour la première fois sur des signatures obtenues par interférométrie fréquentielle OFDI. Cette analyse est introduite afin d'accéder au diagramme de dispersion des objets sous tests (OST), notamment des fibres ayant des longueurs typiques de l'ordre de 100m. Pour cela, nous identifions les conditions expérimentales à mettre en œuvre pour être en mesure de résoudre les différents modes possibles de l'OST. Dans un second temps, les diagrammes de dispersion obtenus sur un nouveau type de fibre multimode sont présentés. Nous montrons que cette fibre, bien que largement multimode a un comportement quasi-monomode lorsque elle est excitée par le mode fondamental d'une fibre monomode standard. Ces résultats témoignent de la portée des approches OFDI pour la caractérisation de nouvelles fibres optiques.

MOTS-CLEFS : *Fibres Multimodes ; OFDI ; Analyse Temps-Fréquence .*

1. INTRODUCTION

La fibre optique est le support de communication incontournable pour les systèmes haut débit et longue distance. De récents travaux plébiscitent l'usage de fibres multimodes pour les réseaux domestiques (courte portée) haut débit (≥ 10 Gbit/s) et multiformat. Leur capacité de transmission est habituellement limitée par la dispersion intermodale mais également par la dispersion chromatique (suivant la longueur). Dès lors, et suivant l'utilisation souhaitée, une caractérisation complète des propriétés de guidage de ces fibres optiques est nécessaire.

Bien que différentes techniques puissent être employées, celles interférométriques (OLCR pour Optical Low-Coherence Reflectometry, OFDI pour Optical Frequency Domain Interferometry) semblent particulièrement intéressantes à cause de la richesse des informations à laquelle elles donnent accès. En particulier, l'OLCR a été utilisée avec succès pour accéder aux propriétés d'objets fortement dispersifs. Elle n'est toutefois pas nécessairement adaptée aux objets à dispersion faible en raison de sa fenêtre spatiale de mesure limitée (de l'ordre du mètre). Dans un tel contexte, nous nous intéressons dans ce papier aux potentialités de l'OFDI (de fenêtre spatiale typique de plusieurs centaines de mètres) pour accéder au diagramme de dispersion d'objets complexes (ayant des dispersions faibles et avec différents modes autorisés).

Pour cela, nous montrons qu'il est possible de transposer au cas de l'OFDI, la méthode d'analyse temps-fréquence que nous avons introduite pour l'étude des cristaux photoniques [1] autour d'architectures OLCR. Afin de faciliter sa mise en place et pour étudier plus spécifiquement les propriétés de ce traitement au cas de milieux faiblement dispersifs, nous modélisons dans un premier temps la réponse temporelle d'une fibre. Cette modélisation permet d'introduire une discussion autour de l'accès aux caractéristiques des modes d'un point de vue expérimental. Dans un second temps, nous appliquons et démontrons le bienfondé de cette approche sur une fibre multimode encore au stade de conception.

2. ANALYSE DE LA REPONSE TEMPORELLE D'UNE FIBRE MULTIMODE

Le réflectogramme enregistré avec une mesure OFDI s'apparente à la réponse impulsionnelle de la fibre autour de la longueur d'onde centrale de la source. Le calcul de cette réponse impulsionnelle montre que la propagation sur une longueur L d'un mode de constante de propagation effective $\beta_{eff}(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + 0.5(\omega - \omega_0)^2\beta_2$ (ω étant la pulsation) induit un retard de phase $\beta_1 L$ ainsi qu'un élargissement temporel. L'équation 1 où $\beta^{(i)}$ désigne le mode i ($i=1, 2$) et σ la largeur de l'impulsion de départ, est un critère de séparation entre deux modes guidés sur une longueur L : deux modes ne peuvent être résolus que si l'inégalité est vérifiée.

$$\beta_1^{(1)} - \beta_1^{(2)} > 2\sqrt{2\ln(2)} \times \left[\sqrt{\frac{1}{(L\sigma)^2} + (\sigma\beta_2^{(1)})^2} + \sqrt{\frac{1}{(L\sigma)^2} + (\sigma\beta_2^{(2)})^2} \right] \quad (1)$$

Ainsi, nous pouvons dire que deux modes non dégénérés peuvent toujours être séparés en choisissant les conditions expérimentales (L, σ) adéquates. Nous observons que la méthode intuitive consistant à améliorer la résolution instrumentale (en augmentant $\sigma \sim \Delta\lambda$ largeur spectrale de la source) n'est pas adaptée. L'étude de la monotonie de la partie droite l'inégalité de l'Eq.1 montre qu'en augmentant σ à l'infini, on n'arrive plus à séparer les modes. Il faut ainsi trouver le bon compromis (L, σ) adapté à l'analyse de la dispersion étudiée; en particulier, on arrive à résoudre les modes en adaptant la longueur. Ceci est illustré à la Fig.1 (résultats de simulations) sur laquelle on représente le critère de résolution ainsi que des exemples de réflectogrammes.

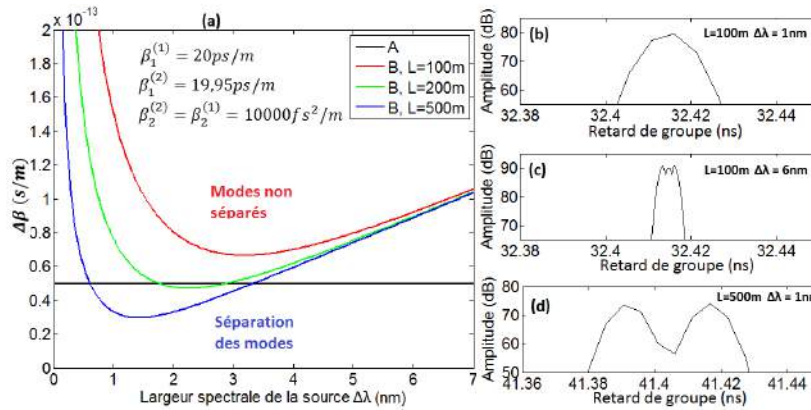


Fig. 1 : Simulation de la propagation de deux modes : (a) Critère de séparation des deux modes ; (b) et (c) Réflectogrammes lorsque la séparation n'est pas réalisée ; (d) Réflectogramme lorsque les modes sont séparés.

Au niveau de la Fig.1(a), la courbe horizontale représente la partie gauche de l'Eq. 1 ($\beta_1^{(1)} - \beta_1^{(2)}$) et B la partie droite. Cette simulation montre en particulier que la longueur de propagation ne peut être choisie arbitrairement ; par exemple, pour $L=100m$ et les valeurs de dispersions simulées quelle que soit la résolution instrumentale, il est impossible de séparer les deux modes considérés. Le réflectogramme (c) illustre les phénomènes interférentiels qui apparaissent lorsque la résolution ne permet pas la séparation des modes, résultant en des pics ne correspondant pas obligatoirement à des signatures modales.

3. ANALYSE TEMPS-FREQUENCE PAR OFDI

Le banc OFDI réalisé fonctionne en mode transmission [2] et comporte essentiellement deux grandes parties : un interféromètre de type Mach-Zehnder avec la fibre à caractériser au niveau de l'un de ses bras puis un second interféromètre comme référence d'horloge pour l'acquisition des données. Un laser à balayage de fréquence est employé comme source. La largeur de la plage d'accord de la source considérée est $\Delta\lambda=110nm$ ($1520nm - 1630nm$). Les notions d'analyse temps-fréquence peuvent être introduites pour accéder à la dispersion du temps de groupe en

fonction de la longueur d'onde. Pour ce faire, nous appliquons un filtrage numérique glissant aux données brutes enregistrées (au niveau de l'interféromètre de mesure) avec une large plage de balayage de sorte à accéder aux propriétés de la fibre à chaque longueur d'onde. La résolution temporelle d'analyse est ainsi déterminée par la largeur spectrale du filtre.

La fibre optique considérée est la fibre HNOF [3] conçue afin d'optimiser le couplage de l'énergie dans le mode fondamental lorsqu'elle est excitée à travers une fibre monomode standard à 1310nm et 1550nm (dans le but de réaliser une propagation en régime monomode dans une fibre multimode). Pour un échantillon de longueur de 100 m, un filtre de largeur égale à 5 nm est adapté pour caractériser les groupes de modes Linéairement Polarisés -LP de la fibre et sera utilisé pour l'analyse temps-fréquence. La Figure 2 montre le réflectogramme brut obtenu dans la plage de balayage (a) et les résultats de l'analyse temps-fréquence effectué (b). Dans notre expérience, la fibre HNOF est excitée à travers une fibre monomode G652.

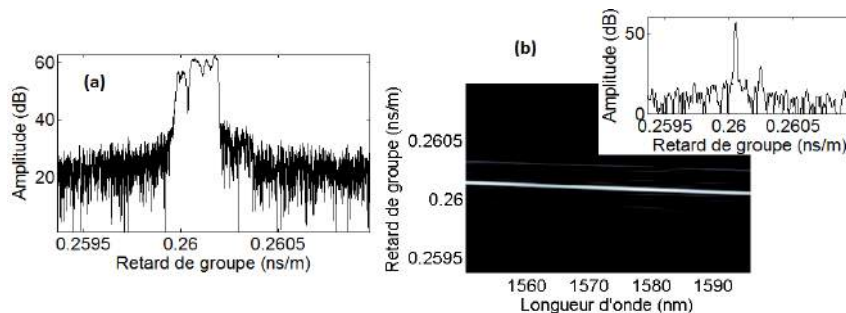


Fig. 2 : Mesure OFDI sur la fibre HNOF (a) Réflectogramme OFDI brut (b) Diagramme d'intensité obtenu par analyse temps-fréquence sur les données de (a)

Le diagramme d'intensité obtenu avec les traitements temps-fréquence permet de voir le régime quasi-monomode de la fibre prévu par la modélisation [3]. Deux groupes de modes sont excités par la source que nous avons utilisée. Environ 28dB de taux d'extinction par rapport au mode fondamental est mesuré (réflectogramme inséré au niveau du diagramme temps-fréquence). Le réflectogramme brut Fig. 2 (a) montre un ensemble de pics ne correspondant pas à des signatures modales, de façon similaire aux phénomènes interférentiels observés lorsque la résolution ne permet pas de séparer les modes. Cela peut traduire une levée de dégénérescence des modes composant les groupes de modes LP. La caractérisation des modes composant les groupes LP est possible d'après les résultats de la section 2 en adaptant la longueur de fibre.

4. CONCLUSIONS

L'analyse des propriétés de guidage d'une fibre multimode par modélisation de sa réponse temporelle est présentée afin de discuter sur le choix des paramètres expérimentaux permettant d'accéder aux caractéristiques des modes excités dans la fibre. La transposition à l'OFDI de l'analyse temps-fréquence utilisée en OLCR est par la suite réalisée pour caractériser une fibre encore au stade de conception. Elle permet par exemple de démontrer un comportement quasi-monomode de cette fibre lorsqu'elle est excitée par le mode fondamental d'une fibre G652.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet FUI 12 RLDO.

REFERENCES

- [1] Y. Gottesman et al, "Time-Frequency Analysis for an Efficient Detection and localization of Side-Coupled Cavities in Real Photonic Crystals," J. Lightwave Technol., Vol 22, N° 5, 2010
- [2] B. Robillart et al, "Spectral and Temporal Phase Measurement by Optical Frequency-Domain Reflectometry," Proc. of SPIE Vol. 8961 , 896134 (2014)
- [3] A. Fall et al, "Versatile Graded-Index Multi-Mode Fiber for High Capacity Single- and Multi-Mode Optical Home Network", ECOC 2014

APPLICATION DE MÉTHODES D'ANALYSE STATISTIQUE MULTIVARIÉES AUX MESURES S^2

**Benoit Sévigny¹, Guillaume Le Cocq¹, Carmen Carina Castiñeiras Carrero^{1,2},
Constance Valentin¹, Pierre Sillard², Géraud Bouwmans¹, Laurent Bigot¹ et Yves Quiquempois¹**

¹ *Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, IRCICA Research Institute,
CNRS-Université Lille 1, 50 avenue Halley, 59658 Villeneuve d'Ascq cedex, France*

² *Prysmian Group, Parc des Industries Artois Flandres, 644 boul. Est, Billy Berclau, 62092 Haisnes
Cedex, France*

benoit.sevigny@ed.univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

La technique de caractérisation de contenu modal dite « S^2 » (pour «résolu *spectralement* et *spatialement*») a fait son apparition il y a quelques années en ayant comme première application d'évaluer la qualité de faisceau dans les lasers fibrés opérant en régime quasi-monomode. Or, son application à des systèmes supportant plusieurs modes fortement excités, comme les systèmes de télécommunications en multiplexage spatial, rend l'interprétation des résultats difficile, voire impossible. Nous proposons un traitement des données S^2 basé sur des méthodes d'analyse statistique multivariées permettant de s'affranchir de plusieurs limitations du traitement standard des données. Des résultats expérimentaux sur une fibre supportant quelques modes fortement excités sont également présentés.

MOTS-CLEFS : *Multiplexage spatial; contenu modal; caractérisation de fibre.*

1. INTRODUCTION

La caractérisation du contenu modal et de la dispersion des fibres multimodes, voire même du couplage entre les modes, peut être effectuée à partir de la méthode dite S^2 [1] qui consiste à observer l'interférence des différents modes en fonction de la longueur d'onde. Ce type d'étude peut s'avérer tout particulièrement intéressant dans le domaine des télécommunications en multiplexage spatial. Or, l'application de la méthode standard s'avère être complexe lorsque plusieurs modes sont excités avec des puissances comparables et il peut s'avérer que les résultats soient impossibles à interpréter dans le cas où les différences de délai de groupe entre plus d'une paire de modes sont dégénérés. Nous proposons donc une méthode d'analyse des données S^2 permettant de séparer l'information spatiale et spectrale des termes d'interférence indépendamment du niveau d'excitation des modes, et ce même dans des cas dégénérés. Des mesures ont été effectuées sur une fibre supportant 12 modes et les résultats obtenus sont présentés.

2. PRINCIPES DE LA MÉTHODE

Une façon simple d'effectuer cette mesure consiste à enregistrer une image du champ proche en sortie de fibre en fonction de la longueur d'onde, typiquement ajustée à l'aide d'une source accordable [2]. Les données ainsi recueillies prennent la forme suivante :

$$I(x, y, \omega) = \bar{I}(x, y) + 2\sqrt{P_k P_\ell} F_k(x, y) F_\ell(x, y) \cos(\tau_{k\ell} + \phi_{k\ell}) \quad (1)$$

où les P_k représentent la puissance dans le mode « k », F_k est son enveloppe de champ normalisée et $\tau_{k\ell}$ représente la différence de délai de groupe entre les modes k et ℓ . L'analyse standard de ces résultats consiste à observer, dans le domaine temporel (ou de Fourier) τ , le terme spatial de contraste $2\sqrt{P_k P_\ell} F_k F_\ell$. Cette méthode, appliquée à nos résultats, est illustrée à la figure 1 (a). Cette courbe présente trois groupes de spectres, mais leur interprétation est difficile. En effet, l'intégration des termes de contraste sur les

zone grisée illustrée au-dessus de la figure est parfois difficile à interpréter. En particulier, le premier pic présente une figure moyenne qui ressemble à une interaction du type LP₀₁-LP₁₁ mais les observations en des τ ponctuels (en haut à droite) sont très variées et semblent représenter des interactions du type LP₁₁-LP₂₁. L'interprétation des résultats revêt donc un certain caractère arbitraire à savoir quel point en particulier doit être choisi [3]. L'idée de la méthode proposée ici est d'observer les données par corrélation. Pour ce faire, centrons d'abord l'intensité en retirant la valeur moyenne $\bar{I}(x,y)$, puis prenons le carré :

$$X = (I - \bar{I})^2 = \sum_{k=1}^{M-1} \sum_{\ell=k+1}^M \sum_{m=1}^{M-1} \sum_{n=m+1}^M 4\sqrt{P_k P_\ell P_m P_n} (F_k F_\ell)(F_m F_n) \cos(\tau_{k\ell} + \phi_{k\ell}) \cos(\tau_{mn} + \phi_{mn}) \quad (2)$$

où M est le nombre total de modes. On peut alors calculer la corrélation spectrale, C , et spatiale, C' , en intégrant sur les fréquences optiques et sur l'espace (x,y) respectivement :

$$C(x,y) = \int X(x,y,\omega) d\omega; \quad C'(\omega) = \iint X(x,y,\omega) dx dy \quad (3)$$

Si on observe l'expression du carré de l'intensité X à l'équation 2, on remarque que l'intégration sur les fréquence optique s'annule pour tous les termes sauf ceux pour lesquels $\tau_{k\ell} = \tau_{mn}$. La corrélation C peut donc s'exprimer comme une forme quadratique des figures de battement $(F_k F_\ell)^2$. De la même façon, la corrélation C' quand à elle n'est importante que pour des couples de battements $F_k F_\ell$ et $F_m F_n$ spatialement similaires ou identiques, alors que plusieurs sont orthogonaux. Ainsi, les corrélations nous renseignent sur les battements formant les composantes principales, d'une part sur le plan spectral et d'autre part sur le plan spatial. L'analyse par composantes principales (ACP [4]) appliquée à ces données permet donc d'extraire les spectres et les battements. En particulier, des battements dégénérés en différence de délai de groupe peuvent très bien être séparés sur la base de l'orthogonalité de leurs figures de battement. On constate effectivement, sur la figure 1 (b) (haut), que des solutions présentant des spectres très semblables sont effectivement séparées sur la base de l'orthogonalité de leurs figures de battement. L'approche ACP montre néanmoins des limitations si les figures de battement ne sont pas toutes orthogonales, auquel cas certaines solutions sont couplées et présentent des spectres avec plusieurs composantes ainsi que des figures de battement orthogonalisées (figure 1 (b), bas). Dans ce cas, une technique toute indiquée pour les séparer est l'analyse par composante indépendantes (ACI [5]). En effet, cette technique permet de minimiser l'information mutuelle contenue dans un ensemble de signaux. Une fois appliquée aux solutions couplées obtenues par l'ACP, les spectres peuvent finalement être séparés ainsi que les figures de battement associées par corrélation du spectre avec les données (figure 1 (c)). Les amplitudes de modes $F_k(x,y)$ peuvent ensuite être reconstituées en employant des techniques détaillées dans [6]. Ainsi, l'application conjointe de ces deux techniques permet de séparer des figures de battement qui peuvent être complètement obfusquées dans l'analyse standard à cause, par exemple, de la dégénérescence de la différence de délai de groupe. Toutes les figures de battement significatives et leur spectres peuvent donc être reconstitués, même sans *a priori* avoir d'information sur le design de la fibre.

3. CONCLUSION

Dans le but de généraliser l'application de la méthode S^2 pour caractériser des fibres multimodes, nous avons proposé une méthode d'analyse statistique multivariée permettant à la fois de séparer spectralement et spatialement les termes de battement d'interférence entre les modes. Cette approche au traitement des données permet, pour une excitation modale arbitraire, de séparer les termes d'interférence et connaître leur amplitude même dans le cas où leurs différences de délais de groupe sont dégénérées où que leurs battements sont spatialement dégénérés. Cette tâche est impossible à effectuer avec la méthode standard sans utiliser des données supplémentaires sur la nature des modes, comme par exemple des profils de battements obtenus par simulation numérique à partir du profil d'indice. La méthode puissante proposée pourrait, à l'aide de quelques règles simples, permettre de générer automatiquement un modèle de mode et de dispersion pour une fibre arbitraire.

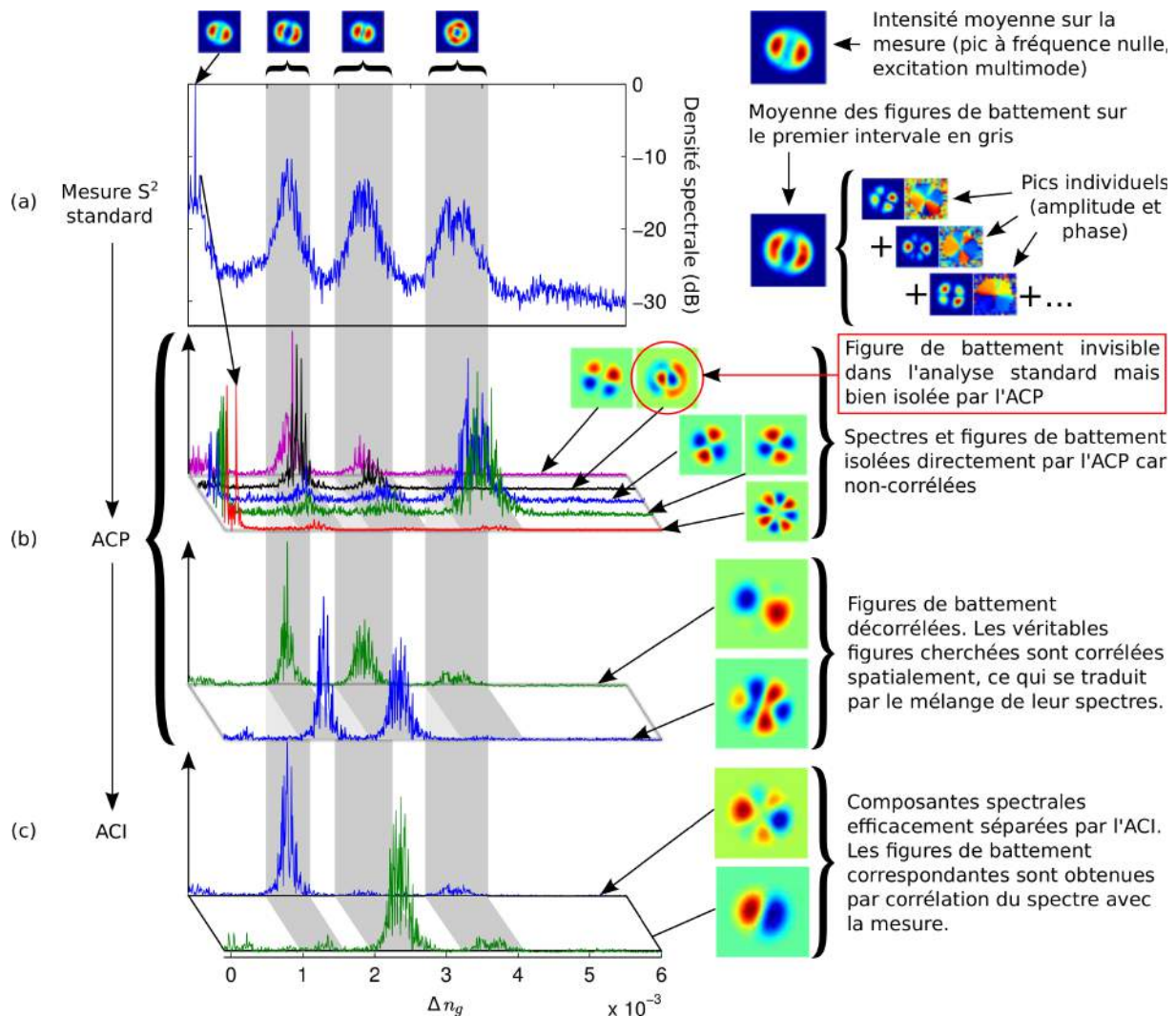


FIGURE 1 : Résumé de la méthode d'analyse statistique multivariée appliquée aux données S^2 ; (a) on effectue d'abord une mesure S^2 (dont l'analyse standard est illustrée sur le premier graphe) qui est ici difficile à interpréter puis, (b) on applique la méthode d'analyse par composantes principales (ACP) pour effectuer une première séparation des figures de battement et des spectres basée sur la corrélation et, finalement, (c) on applique l'analyse par composante indépendantes (ACI) pour complètement séparer les spectres et les figures de battement des modes. A des fins de clarté, seuls quelques battements sont illustrés.

RÉFÉRENCES

- [1] J W Nicholson, A D Yablon, S Ramachandran, and S Ghalimi. Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers. *Opt. Express*, 16(10) :989–991, 2008.
- [2] Duc Minh Nguyen, Thanh Nam Nguyen, Sy Dat Le, Laurent Provino, Monique Thual, and Thierry Chartier. Modal decomposition technique for multimode fibers. 2012.
- [3] C. Jollivet, D. Flamm, M. Duparre, and A Schulzgen. Detailed characterization of optical fibers by combining S^2 imaging with correlation filter mode analysis. *Journal of Lightwave Technology*, 32(6) :1068–1074, March 2014.
- [4] I T Jolliffe. *Principal Component Analysis*. Springer Series in Statistics. Springer, deuxième édition, 2002.
- [5] Aapo Hyvärinen, Juha Karhunen, and Erkki Oja. *Independent Component Analysis*. Wiley, 2001.
- [6] H Otto, Florian Jansen, Fabian Stutzki, and Cesar Jauregui. Improved modal reconstruction for spatially and spectrally resolved imaging. *JLT*, 31(8) :1295–1299, 2013.

NOUVELLES GENERATIONS DE FIBRES MULTIMODES ADAPTEES AUX TRANSMISSIONS OPTIQUES MULTIPLEXEES SPATIALEMENT

Pierre Sillard

Prysmian Group, 644 boulevard Est, BILLY BERCLAU, 62092 Haisnes Cedex, France

Pierre.Sillard@prysmiangroup.com

RÉSUMÉ

Nous présentons les dernières avancées sur les fibres multimodes adaptées aux transmissions multiplexées spatialement. Nous discutons également des limitations à l'augmentation du nombre de modes que ces fibres peuvent supporter.

MOTS-CLEFS : *fibres ; multimodes ; multiplexage spatial.*

1. INTRODUCTION

Le multiplexage spatial utilisant de nouvelles générations de fibres multimodes fait aujourd'hui l'objet de nombreuses recherches [1-4], car il permet d'augmenter de plus d'un ordre de grandeur la capacité des réseaux optiques actuels qui approchent sérieusement de leurs limites.

Dans cet article, nous décrivons comment optimiser ces nouveaux types de fibres qui se classent en 2 catégories [5]. Dans la 1^{ère} catégorie, dite faiblement couplée [1], le couplage entre modes est minimisé afin de pouvoir les détecter séparément à la réception, ce qui simplifie considérablement le traitement du signal. Dans la 2^{ème} catégorie, dite fortement couplée [2-4], les Différences de Temps de Groupe (**DTG**) entre modes sont minimisées afin de pouvoir les détecter simultanément à la réception, ce qui permet de s'affranchir des effets de couplage mais ce qui rend beaucoup plus complexe le traitement du signal.

Jusqu'à présent, seules des fibres ayant 2 [2,3], 4 [1,4] et 6 [6,7] modes LP ont été rapportées. Nous discuterons donc également des possibilités d'augmenter le nombre de modes dans ces fibres et des potentielles limitations à ces augmentations.

2. FIBRES MULTIMODES FAIBLEMENT COUPLEES

Pour optimiser ces fibres faiblement couplées, nous considérons des profils d'indice en échelon (voir encadré Fig.1(b)), qui sont très bien adaptés à cette catégorie, et nous appliquons la stratégie décrite en [5]. Pour toute fibre comportant N modes LP, nous choisissons la valeur la plus élevée de la fréquence normalisée ($V = 2\pi a / \lambda \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$, avec n_c and n_g les indices respectivement du cœur et de la gaine, a le rayon du cœur, et λ la longueur d'onde, ici 1550nm) qui permet aux N 1^{ers} modes LP d'être guidés tout en coupant les modes LP d'ordres supérieurs. De cette façon, les N 1^{ers} modes LP ont les constantes de propagation normalisées ($B = (n_{eff}^2 - n_g^2) / (n_c^2 - n_g^2)$ avec n_{eff} l'indice effective du mode LP) les plus élevées possibles (voir Fig.1(a)), ce qui leur assure plus facilement de faibles pertes par courbures (qui sont choisies <10dB/tour pour un rayon de courbure de 10mm). Une fois V fixée, a est ensuite optimisé (n_c étant déduit de la formule de V).

Lors de ces optimisations, menées pour $N=2$ à 9, il y a un compromis à trouver entre le minimum des différences de n_{eff} entre modes LP guidés, $\text{Min}|\Delta n_{eff}|$, qui doit être le plus grand possible (de préférence $\geq 1 \times 10^{-3}$) afin de limiter le couplage de mode, et le minimum des Surfaces effectives de ces modes, $\text{Min}|S_{eff}|$, qui doit également être le plus grand possible (de préférence $\geq 80 \mu\text{m}^2$) afin de limiter les effets non-linéaires (voir Fig.1(b)). Pour N fixé, c'est-à-dire pour V et B fixés, on peut augmenter $\text{Min}|\Delta n_{eff}|$ en augmentant n_c (voir formule des B) et donc en diminuant a (voir formule de V). Cela a pour conséquence de réduire $\text{Min}|S_{eff}|$ (voir Fig.1(b)). Ensuite, lorsque N augmente à $\text{Min}|\Delta n_{eff}|$ fixé, $\text{Min}|S_{eff}|$ diminue par paliers. En effet, $\text{Min}|S_{eff}|$ doit être réduit pour garder un $\text{Min}|\Delta n_{eff}|$ constant quand on passe de $N=2$ ($\text{Min}|\Delta n_{eff}| = |n_{eff,01} - n_{eff,11}|$, **LP**₀₁ et **LP**₁₁ ayant des B très différents) à $N=4$, 5, 6, et 7 ($\text{Min}|\Delta n_{eff}| = |n_{eff,21} - n_{eff,02}|$, **LP**₂₁ et **LP**₀₂ ayant des B plus

proches), puis à $N=9$ ($\text{Min}|\Delta n_{\text{eff}}| = |n_{\text{eff},22} - n_{\text{eff},03}|$, **LP₂₂** et **LP₀₃** ayant des B encore plus proches, voir Fig.1(a)). C'est un facteur limitant à l'augmentation de N dans ce type de fibre. Ainsi, si les fibres avec 7 modes LP ont des caractéristiques acceptables ($\text{Min}|S_{\text{eff}}| = 80 \mu\text{m}^2$ pour $\text{Min}|\Delta n_{\text{eff}}| = 1.25 \times 10^{-3}$), les fibres avec 9 modes LP atteignent déjà des niveaux critiques ($\text{Min}|S_{\text{eff}}| \leq 70 \mu\text{m}^2$ pour $\text{Min}|\Delta n_{\text{eff}}| \geq 1 \times 10^{-3}$).

Il est intéressant de noter qu'à N fixé, les confinements des modes LP sont assez similaires du fait de la structure d'indice en échelon. Ainsi, pour toutes ces fibres, $(\text{Max}|S_{\text{eff}}| - \text{Min}|S_{\text{eff}}|) \leq 20 \mu\text{m}^2$ et les différences d'atténuations sont $< 0.01 \text{ dB/km}$, ce qui limite significativement les effets de pertes dépendant des modes [8].

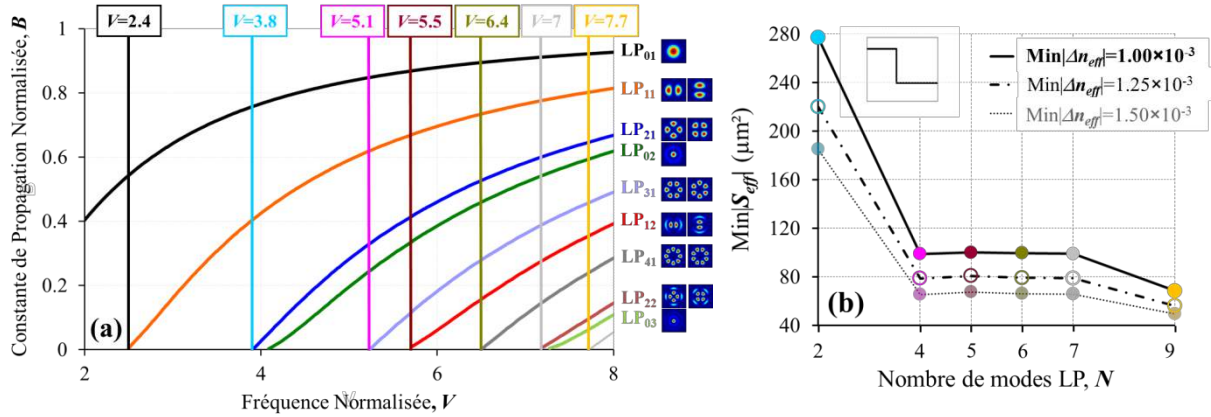


Fig.1 : Fibres faiblement couplées avec profils d'indice en échelon : B en fonction de V (a) ; $\text{Min}|S_{\text{eff}}|$ en fonction de N pour $\text{Min}|\Delta n_{\text{eff}}| = 1, 1.25$ et 1.5×10^{-3} , les lignes sont des guides pour l'œil (b).

3. FIBRES MULTIMODES FORTEMENT COUPLÉES

Pour optimiser ces fibres fortement couplées, nous considérons des profils d'indice avec cœur en gradient et avec tranchée dans la gaine (voir encadré Fig.2(b)), qui sont très bien adaptés à cette catégorie, et nous appliquons la stratégie décrite en [5]. Pour $N=2$ à 9, nous choisissons V , et donc B , comme précédemment (voir Fig.2(a)) pour des profils d'indice sans tranchée. Puis, nous ajoutons une tranchée dans la gaine pour garantir aux N modes LP guidés de faibles pertes par courbures ($< 10 \text{ dB/tour}$ pour un rayon de courbure de 10mm). Nous nous assurons également que les modes LP d'ordres supérieurs, qui deviennent des modes de fuites du fait de la tranchée, ont des pertes suffisamment grandes pour être effectivement coupés ($> 19.34 \text{ dB}$ après 22m de propagation avec 2 boucles de 40mm de rayon selon le document IEC 60793-1-44). Les fibres sont ensuite optimisées pour que le maximum des DTG entre modes LP guidés, $\text{Max}|DTG|$, soit le plus faible possible.

Comme attendu, quand N augmente, $\text{Max}|DTG|$ augmente (voir points de la Fig.2(b)). C'est un facteur limitant car cela complexifie le traitement du signal à la réception et peut *in fine* réduire les distances de transmission [8]. Ces faibles DTG sont également très sensibles aux faibles variations de profils qui peuvent se produire lors de la fabrication de la fibre et qui peuvent empêcher d'atteindre les valeurs optimisées [6]. Pour rendre compte de cet effet, nous avons considéré, pour chacune de ces fibres, 1000 profils aléatoires provenant de distributions Gaussiennes ayant comme moyennes les profils optimisés et comme écarts types, σ , les tolérances usuelles de fabrication ($3\sigma = 0.5 \times 10^{-3}$ pour les différences d'indices, $3\sigma = 0.5 \mu\text{m}$ pour les rayons, et $3\sigma = 0.02$ pour l'Alpha (exposant du cœur en gradient d'indice)). Ces populations de profils, représentatifs d'une fabrication réelle, ont des valeurs moyennes de $\text{Max}|DTG|$ très élevées ($\geq 100 \text{ ps/km}$ pour $N \geq 6$), ce qui illustre bien la grande sensibilité de ce paramètre. Une façon de compenser cette sensibilité est de concaténer des fibres avec des modes LP avec DTG de signes opposés. Pour chacune de ces populations de profils, nous avons simulé les meilleures concaténations possibles et cela s'est avéré être très efficace (voir zone grise de la Fig.2(b) qui délimite les valeurs obtenues les plus basses et les plus hautes). Des expériences récentes de

concaténations, également indiquées sur la Fig.2(b), sont en bon accord avec nos calculs. Les fibres avec 9 modes semblent ainsi réalisables avec les procédés de fabrication actuels ($\text{Max}|DTG|$ des concaténations entre 20 et 45ps/km).

Enfin, contrairement à la 1^{ère} catégorie, les confinements des modes LP de ces fibres sont très différents. Il y a ainsi de grandes différences de S_{eff} entre modes, mais les $\text{Min}|S_{eff}|$ sont toujours $\geq 90\mu\text{m}^2$, ce qui réduit efficacement les effets non-linéaires. Plus critiques sont les différences d'atténuations qui atteignent 0.02dB/km pour des fibres avec 9 modes LP ; qui peut être considérée comme la limite haute acceptable pour contenir les effets de pertes dépendant des modes.

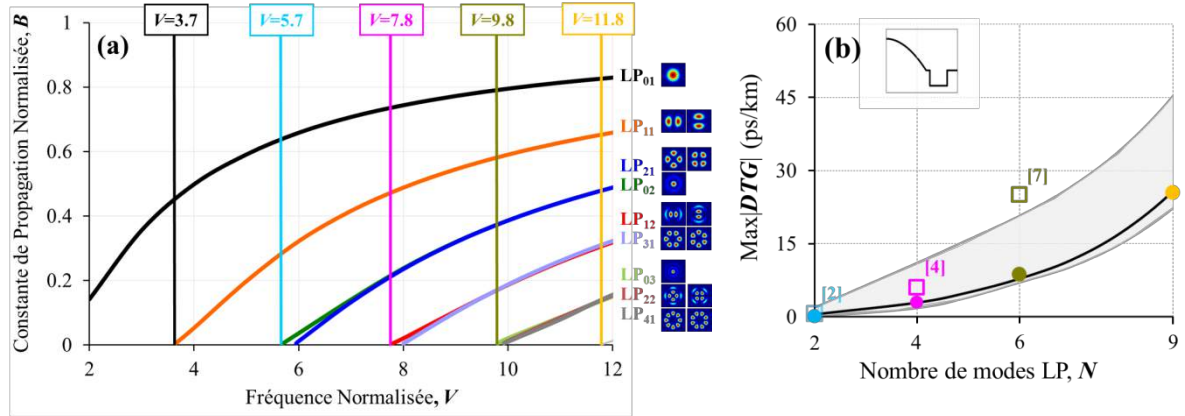


Fig.2 : Fibres fortement couplées : B en fonction de V (a) pour des profils d'indice en gradient ; $\text{Max}|DTG|$ en fonction de N pour des profils d'indice en gradient avec tranchée (points pour les valeurs théoriques optimisées, zone grise pour les valeurs des concaténations prenant en compte la variabilité de la fabrication, et carrés pour les valeurs expérimentales), les lignes sont des guides pour l'œil (b).

CONCLUSION

Les nouvelles générations de fibres multimodes adaptées au multiplexage spatial offrent des perspectives prometteuses pour augmenter la capacité des réseaux optiques actuels.

D'un point de vue de la conception, il est possible d'optimiser un grand nombre de modes en choisissant le type de profil d'indice adapté et en adoptant la stratégie adéquate. Nous avons ainsi montré que des fibres faiblement couplées avec 7 modes LP et des fibres fortement couplées avec 9 modes LP étaient d'ores et déjà réalisables. Augmenter encore le nombre de modes reste possible et fera certainement l'objet de nouvelles recherches.

Un dernier point important à souligner est que ces fibres peuvent être réalisées avec les procédés de fabrication actuels, ce qui permet une bonne compatibilité avec les fibres monomodes et multimodes standard et autorise des productions à grandes échelles.

REFERENCES

- [1] C. Koebele et al., "40km Transmission of Five Mode Division Multiplexed Data Streams at 100Gbps with low MIMO-DSP Complexity," ECOC'11, Th.13.C.3, 2011
- [2] R. Ryf et al., "209km Single-Span Mode- and Wavelength-Multiplexed Transmission over Hybrid Few-Mode Fiber," ECOC'12, paper Tu.1.C.1
- [3] V.A.J.M. Sleiffer et al., "73.7Tb/s (96X3×256Gb/s) mode-division-multiplexed DP-16QAM transmission with inline MM-EDFA," ECOC'12, Th.3.C.4, 2012
- [4] R. Ryf et al., "708km Combined WDM/SDM Transmission over Few-Mode Fiber Supporting 12 Spatial and Polarization Modes," ECOC'13, We.2.D.1, 2013
- [5] P. Sillard et al., "Few-Mode Fibers for Mode-Division-Multiplexed Systems," *J. of Lightwave Technol.*, vol. 32, no. 16, p. 2824, 2014
- [6] P. Sillard et al., "Low-DMGD 6-LP-Mode Fiber," OFC'14, paper M3F.2, 2014
- [7] T. Mori et al., "Six-LP-mode transmission fiber with DMD of less than 70ps/km over C+L band," OFC'14, paper M3F.3, 2014
- [8] S. Randel, "Space-Division-Multiplexed Transmission," OFC'13, OW4F.1, 2013

REDUCTION DU BRUIT DE PHASE NON-LINÉAIRE D'UN SIGNAL NRZ-QPSK A 20 GBIT/S GRACE A UNE NANOCAVITÉ A CRISTAL PHOTONIQUE

Trung-Hien Nguyen¹, Mathilde Gay¹, Laurent Bramerie¹, Kevin Lenglé¹,
Christophe Peucheret¹, Olivier Sentieys², Jean-Claude Simon¹, Alexandre Bazin³, Rama Raj³
et Fabrice Raineri^{3,4}

¹ CNRS, UMR 6082 Foton, Université de Rennes 1, ENSSAT, F-22305 Lannion, France

² INRIA / IRISA, Campus de Beaulieu, 35000 Rennes, France

³ Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS, UPR20, 91460 Marcoussis, France

⁴ Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 75007 Paris Cedex 13, France

tnghuyen@enssat.fr

RÉSUMÉ

Dans ce papier, nous présentons les résultats d'expériences visant à démontrer le fonctionnement au sein d'un système de transmission optique d'un limiteur de bruit d'amplitude préservant la phase à l'aide d'une nanocavité à cristal photonique. Le dispositif est validé par des mesures de taux d'erreur binaire sur un signal NRZ-QPSK à 20 Gbit/s transmis dans une liaison de 100 km dans un régime où le bruit de phase non-linéaire est dominant.

MOTS-CLEFS : *cristaux photoniques ; nanocavité ; traitement tout-optique du signal.*

1. INTRODUCTION

Les technologies hybrides combinant phosphore d'indium (InP) et silicium sur isolant (SOI pour *silicon-on-insulator*) pour les dispositifs de traitement du signal optique sont très prometteuses pour l'intégration de circuits optiques, grâce notamment à leur compacité, leur faible consommation énergétique et leur rapidité d'opération [1, 2].

Le bruit de phase non-linéaire (NPN pour *nonlinear phase noise*), dans lequel les fluctuations d'intensité d'un signal sont converties en bruit de phase par l'effet Kerr dans la fibre optique, est connu pour limiter la transmission de signaux QPSK (*quadrature phase shift keying*) à puissance élevée. Le NPN pourrait être compensé dans le domaine numérique, mais au prix d'une complexité accrue des récepteurs cohérents. Par ailleurs, il a été montré que la limitation des fluctuations d'intensité permettait de réduire l'accumulation de NPN dans la liaison [3, 4]. Nous avons récemment montré un limiteur d'intensité [5] préservant la phase [6] en utilisant une nanocavité à cristal photonique (PhC) basée sur la technologie hybride III-V/SOI. La préservation de la phase a notamment été confirmée sur un signal QPSK à 20 Gbit/s par une analyse statistique de la dispersion de phase.

Dans ce papier, le potentiel de ce composant en tant que limiteur de puissance préservant la phase est démontré pour la première fois dans une liaison optique présentant de fortes non-linéarités.

2. PRINCIPE D'OPERATION

La structure est composée de deux niveaux optiques : le premier est un guide d'onde monomode en silicium et le second est une nanocavité à cristal photonique en InP. Le couplage du guide à la nanocavité se fait par onde évanescence. La nanocavité étudiée est une cavité dite en « fil » présentant une seule rangée de trous de taille identique mais dont l'espacement varie de telle manière qu'il en résulte une cavité résonnante. La croissance de puits quantiques à la surface permet de maximiser la réponse du dispositif. Le signal est injecté dans le dispositif par couplage vertical à travers des réseaux inscrits aux extrémités du guide ; une simple fibre clivée permet ainsi l'injection du signal. Plus de détails sur l'optimisation de cette structure sont donnés dans la référence [2]. Le

dispositif présente une résonance (à 1540 nm), un facteur de qualité de 860 et une profondeur de 12 dB. Cette résonance se décale vers les longueurs d'onde plus courtes en présence de signal par une modification de l'indice de réfraction dépendant de l'intensité, comme illustré sur la Fig. 1. En ajustant correctement la longueur d'onde du signal, il est alors possible d'obtenir la fonction d'écrêtage recherchée, comme illustré dans l'encart de la Fig. 1. Ce dispositif est inséré dans un système de transmission optique.

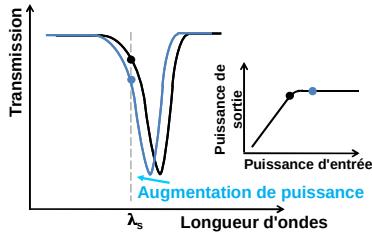


Fig. 1 : Principe du limiteur de puissance à base de commutation de la nanocavité.

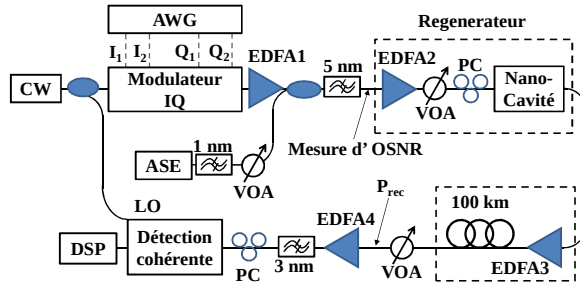


Fig. 2 : Schéma expérimental.

3. SCHEMA EXPÉRIMENTAL

Le montage expérimental est représenté sur la Fig. 2. Un signal de type NRZ-QPSK (*non return-to-zero QPSK*) à 10 Gbaud est généré en appliquant deux séquences binaires pseudo-aléatoires (PRBSs) à un modulateur à quadrature (IQ). Les séquences sont générées en utilisant un générateur de signaux arbitraires (AWG pour *arbitrary waveform generator*). Le signal de sortie du modulateur IQ est ensuite amplifié par un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA1) et filtré. Le signal est dégradé artificiellement par l'ajout de bruit d'intensité afin d'émuler un signal qui se serait déjà propagé dans une liaison longue distance. Ceci est réalisé en injectant de l'émission spontanée amplifiée (ASE) provenant d'un EDFA suivi d'un filtre optique de 1 nm de bande passante et d'un atténuateur optique variable (VOA) pour ajuster le rapport signal sur bruit optique (OSNR). Le signal, dont l'état de polarisation est contrôlé (PC) sur le mode transverse électrique (TE) du guide d'onde, est alors injecté dans le limiteur d'intensité (puissance d'entrée 9 dBm grâce à l'EDFA2).

Le signal régénéré en intensité est finalement transmis dans la liaison de 100 km de fibre à dispersion décalée non nulle (NZDSF de dispersion chromatique 4 ps/(nm.km)) avec une forte puissance d'entrée de 17 dBm (EDFA3) pour émuler l'accumulation de non-linéarités dans une transmission longue distance. Au récepteur, un autre VOA suivi par un EDFA4 et un OBPF de 3 nm de bande passante sont utilisés afin d'ajuster l'OSNR de réception et effectuer des mesures de taux d'erreur binaire (TEB). Un récepteur cohérent est utilisé en réception avec une détection homodyne (le laser d'émission est également utilisé comme oscillateur local). Les composantes en phase et en quadrature sont ensuite détectées par des photodiodes équilibrées. Enfin, le traitement des données (DSP pour *digital signal processing*) est effectué en différé après l'acquisition des données à 20 GS/s sur un oscilloscope temps réel de bande passante 16 GHz [6].

4. RÉSULTATS ET DISCUSSION

La Fig. 3 présente les résultats des mesures de TEB en fonction de la puissance reçue dans différents cas : lorsque l'émetteur et le récepteur sont connectés face à face (B2B pour *back-to-back*) ; dans le cas sans ajout de bruit (OSNR de 33 dB mesuré sur 0,1 nm) et pour un OSNR de 18 dB ; ainsi qu'après insertion de la liaison optique dans le cas avec et sans régénérateur pour un OSNR de 18 dB. Dans le cas du B2B, le bruit de phase linéaire est dominant (ASE), ce qui engendre une pénalité de 3,4 dB sur la puissance du récepteur pour un TEB de 10^{-3} . Après 100 km et sans limitation d'intensité, un plancher d'erreur est mesuré pour un TEB de 10^{-3} à cause de la limitation par le bruit de phase non-linéaire. Ce plancher est réduit de deux ordres de grandeur lorsque le limiteur d'intensité est inséré grâce à la réduction du bruit de phase non-linéaire.

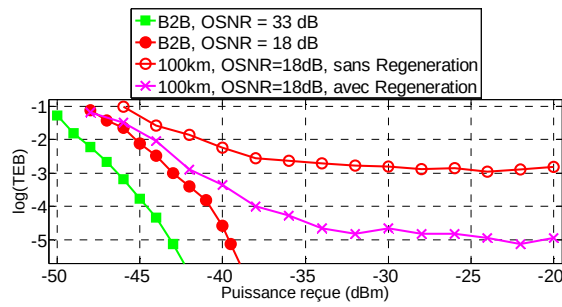


Fig. 3 : TEB en fonction de la puissance après la transmission sans et avec limitation d'intensité pour des OSNR d'entrée de 18 dB et 33 dB.

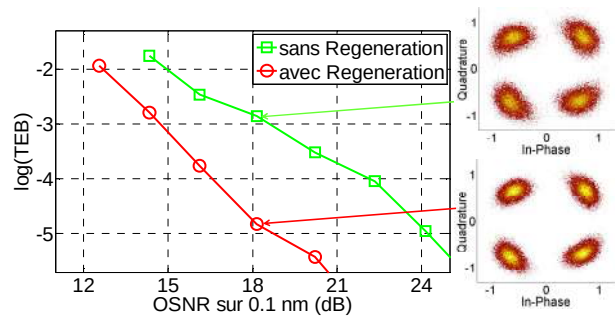


Fig. 4 : TEB en fonction de l'OSNR d'entrée pour une puissance reçue $P_{\text{rec}} = -20$ dBm.

Finalement, la Fig. 4 montre les résultats de mesures de TEB en fonction de l'OSNR à l'émission afin d'étudier la gamme d'OSNR pour laquelle le dispositif est efficace. La puissance sur le récepteur est dans ce cas fixée à -20 dBm. Cette courbe montre une amélioration du TEB sur toute la gamme d'OSNR considérée (1 à 2 décades selon le cas). En outre, l'OSNR requis pour un TEB de 10^{-3} est relâché d'environ 3.5 dB en présence du dispositif. Les constellations associées sont également clairement améliorées par la présence du régénérateur.

CONCLUSION

Nous avons démontré pour la première fois l'efficacité d'une nanocavité à cristal photonique à base d'InP sur silicium pour la réduction du bruit de phase non-linéaire d'un signal QPSK dans une liaison optique. Ce composant, permettant de réduire les fluctuations d'intensité tout en conservant la phase du signal, nous a permis de réduire le plancher d'erreur de 10^{-3} à 10^{-5} pour un signal transmis sur 100 km et possédant un OSNR initial de 18 dB et de relâcher l'OSNR requis pour un TEB de 10^{-3} de 3.5 dB.

REMERCIEMENT

Ce travail est financé par le contrat de plan état-région PONANT et le ministère de la recherche. Les auteurs tiennent également à remercier I. Sagnes, G. Beaudoin et R. Braive pour la croissance du matériau et le traitement des échantillons.

RÉFÉRENCES

- [1] K. Lengle *et al.*, "Modulation contrast optimization for wavelength conversion of a 20 Gbit/s data signal in hybrid InP/SOI photonic crystal nanocavity," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 8, p. 2298, 2014.
- [2] A. Bazin *et al.*, "Ultrafast all-optical switching and error-free 10 Gbit/s wavelength conversion in hybrid InP-silicon on insulator nanocavities using surface quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, 011102, 2014.
- [3] L. Bramerie *et al.*, "All-optical 2R regeneration with a vertical microcavity-based saturable absorber," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 18, no. 2, p. 870, 2012.
- [4] M. Matsumoto *et al.*, "Performance improvement of DPSK signal transmission by a phase-preserving amplitude limiter," *Opt. Express*, vol. 15, no. 13, p. 8094, 2007.
- [5] K. Lengle *et al.*, "Fast all-optical 10 Gb/s NRZ wavelength conversion and power limiting function using hybrid InP on SOI nanocavity," *Proc. ECOC*, We.2.E.5, Amsterdam, 2012.
- [6] T. H. Nguyen *et al.*, "Phase-preserving power limiting function using InP on SOI photonic crystal nanocavity," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 26, no. 12, p. 1215, 2014.
- [7] J. Proakis, *Digital Communications*, McGraw-Hill, 4th edition, Chap. 5 and Chap. 11, 2000.

ROBUSTESSE DES MODULATIONS QPSK-OFDM A 100 GBPS ET 16QAM-OFDM A 200 GBPS AUX IMPERFECTIONS D'IMPLEMENTATION PRATIQUE ET DE TRANSMISSION

Mengdi Song¹, Erwan Pincemin¹, Didier Grot¹, Thierry Guillosoy¹, Yves Jaouën²,
Raphaël Le Bidan³

¹ Orange Labs Networks, 2 Avenue Pierre Marzin, 22300 Lannion, France

² Institut Télécom, Télécom ParisTech, CNRS UMR 5141, 46 Rue Barrault, 75634 Paris, France

³ Institut Télécom, Télécom Bretagne, CNRS UMR 3192 LAB-STIC, 29238 Brest, France

mengdi.song@orange.com

RÉSUMÉ

Dans ce papier, nous évaluons la sensibilité des modulations QPSK-OFDM à 100 Gbps et 16QAM-OFDM à 200 Gbps aux imperfections d'implémentation expérimentale et de transmission. En dépit de sa plus forte sensibilité, nous démontrons ici que la complexité d'implémentation du format 16QAM-OFDM à 200 Gbps est gérable expérimentalement, en réalisant une transmission sans erreur sur 10x100 km de fibre standard G. 652.

MOTS-CLEFS : *Transmission optique WDM ; OFDM ; QPSK ; 16QAM.*

1. INTRODUCTION

Il a récemment été démontré que la technique OFDM multi-bandes (MB-OFDM: *Multi-Band Orthogonal Frequency Division Multiplexing*) est une alternative intéressante à la technologie mono-porteuse DP-QPSK (*Dual-Polarization Quaternary Phase Shift Keying*) pour la transmission WDM longue distance à 100 Gbps [1]. Afin d'accroître encore plus l'efficacité spectrale des prochaines générations de systèmes de transmission WDM, les modulations d'amplitude en quadrature d'ordres supérieurs (8QAM, 16QAM, 32QAM, ...) commencent à être évaluées [2]. Pourtant, ces formats sont très sensibles aux imperfections d'implémentation expérimentale, donc plus exigeants sur la qualité de l'émetteur et du récepteur, tout en étant plus vulnérables aux défauts de transmission.

Dans ce papier, nous évaluons la sensibilité des modulations QPSK-OFDM à 100 Gbps et 16QAM-OFDM à 200 Gbps aux imperfections d'implémentation expérimentale, tels que le bruit de phase des lasers, l'ENOB (*Effective Number Of Bits*) limitée des convertisseurs numériques-analogiques ou DAC (*Digital-to-Analogue Converters*), le désaccord de phase entre les composantes en phase (I) et en quadrature (Q) du signal complexe, la non-linéarité de la fonction de transfert du modulateur I/Q ou CMZM (*Complex Mach-Zehnder Modulator*), ainsi qu'à l'accumulation du bruit d'ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) dans la chaîne d'amplificateurs optiques ou aux effets non-linéaires dans la ligne de transmission. On montre ici que la complexité d'implémentation du format 16QAM-OFDM à 200 Gbps est tout à fait gérable en pratique, en observant une pénalité de 7,8 dB seulement (au lieu de 7 dB prévus par la théorie) entre les courbes de sensibilité OSNR (*Optical Signal-to-Noise Ratio*) des formats QPSK-OFDM à 100 Gbps et 16QAM-OFDM à 200 Gbps, et en réalisant une transmission WDM sans erreur sur un lien de 10x100 km de fibre standard G. 652 n'utilisant pas de gestion de la dispersion chromatique.

2. IMPACT DES IMPERFECTIONS DE L'EMETTEUR ET DU RECEPTEUR

Les études numériques sont réalisées par co-simulation entre Matlab® et VPI Transmission Maker (VPI-TM). La génération du signal OFDM du côté émetteur et le traitement du signal numérique (DSP) côté récepteur sont réalisées sous Matlab®. VPI-TM est utilisé pour réaliser la conversion électrique-optique via le modulateur IQ, le multiplexage en polarisation, et la détection cohérente en réception, en résumé pour tout le traitement analogique du signal. Le traitement numérique du signal est quant à lui détaillé dans la référence [1]. Notre signal MB-OFDM est constitué de 4 sous-bandes multiplexées en polarisation. Chaque sous-bande porte un débit de 25 Gbps lorsque la modulation utilisée est de type QPSK et de 50 Gbps lorsque la modulation utilisée est de type 16QAM. La largeur spectrale de chaque sous-bande est de 8 GHz. Une bande de garde de 2 GHz est introduite entre sous-bandes voisines. L'occupation spectrale résultante du signal MB-

OFDM est donc de 38 GHz, et il transporte 100 Gbps en QPSK ou 200 Gbps en 16QAM, ce qui donne respectivement une efficacité spectrale de 2.63 bits/s/Hz et de 5.26 bits/s/Hz.

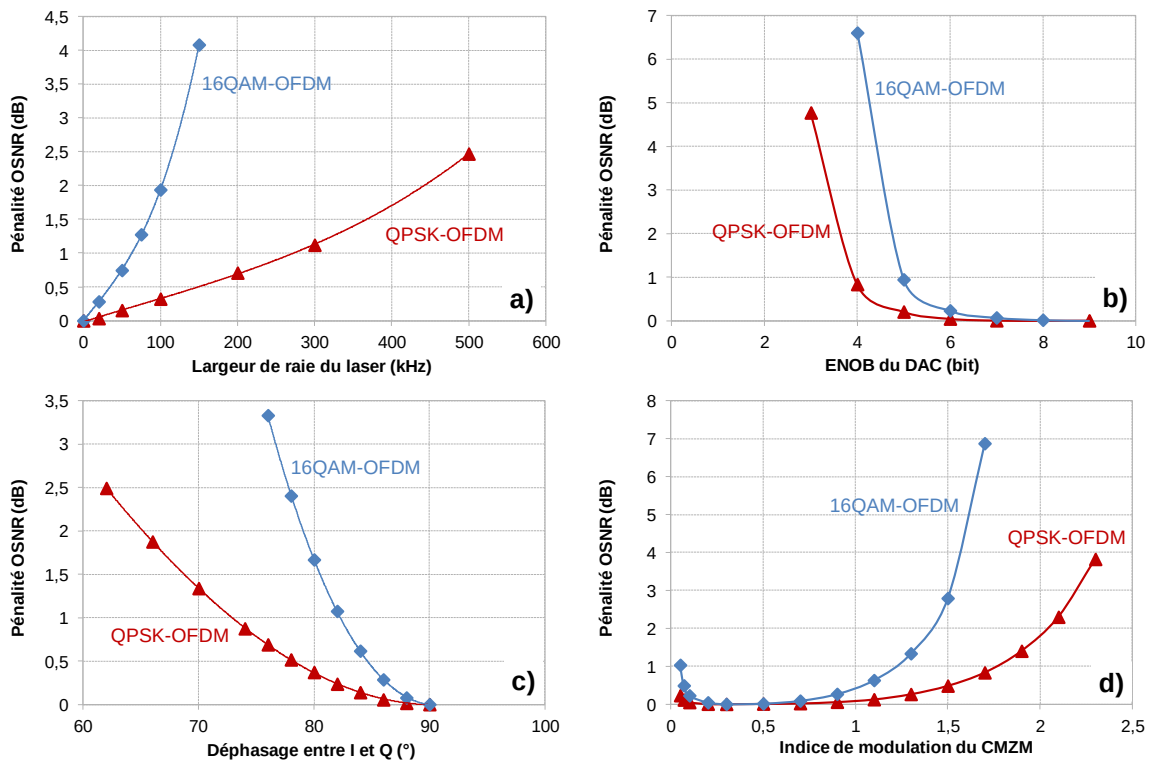


Fig. 1 : Pénalité OSNR obtenue pour un $\text{BER}=10^{-3}$ en fonction de la largeur de la raie laser (a), de l'ENOB des DAC (b), du déphasage I/Q (c) et de l'indice de modulation du modulateur I/Q (d).

Quatre jeux de simulations numériques ont été effectués pour évaluer la sensibilité des deux formats étudiés au bruit de phase des lasers (figure 1.a), à l'ENOB limité des DAC (figure 1.b), au déphasage I/Q de l'émetteur (figure 1.c), ainsi qu'à la non-linéarité de la fonction de transfert du CMZM (figure 1.d). Il est à noter que la même quantité de bruit de phase a été ajoutée sur le laser d'émission et sur l'oscillateur local, et que le déphasage I/Q idéal à l'émission est de 90° . L'indice de modulation du CMZM est défini comme le ratio entre l'amplitude crête-crête du signal OFDM dans le domaine électrique et la tension V_π du modulateur. Les quatre figures ci-dessus montrent toutes une sensibilité exacerbée de la modulation 16QAM-OFDM par rapport au format QPSK-OFDM. Ainsi, le format 16QAM-OFDM admet-il quatre fois moins de bruit de phase que le format QPSK-OFDM, obligeant à réduire la largeur de la raie laser de ~ 300 kHz à ~ 70 kHz pour une pénalité OSNR de 1 dB. De même, 1 bit d'ENOB supplémentaire est requis côté DAC pour maintenir la pénalité OSNR à 1 dB dans le cas du format 16QAM-OFDM. En termes de déphasage I/Q, le désaccord de phase toléré est réduit d'un facteur deux (de $\sim 17^\circ$ à $\sim 8^\circ$) dans le cas de la modulation 16QAM-OFDM. De manière identique, la pénalité OSNR de 1 dB est atteinte pour une tension crête-crête du signal électrique de seulement $\sim 1,25 V_\pi$ en 16QAM-OFDM alors qu'elle est de $\sim 1,75 V_\pi$ en QPSK-OFDM.

3. PERFORMANCE EN TRANSMISSION SUR UNE LIGNE DE 10X100 KM DE FIBRE G.652

Afin d'évaluer non seulement l'impact des limitations de l'émetteur/récepteur mais aussi l'effet des imperfections de la ligne de transmission (bruit d'ASE et non-linéarités accumulés le long de la ligne), un émetteur/récepteur MB-OFDM cohérent, dont les sous-porteuses sont modulées soit en QPSK soit en 16QAM, est construit expérimentalement. Les détails sur le dimensionnement du signal OFDM sont décrits dans la référence [1]. Deux générateurs de signaux arbitraires embarquant chacun quatre DAC et quatre lasers à cavité externe à faible bruit de phase espacés de 10 GHz sont utilisés pour générer les quatre sous-bandes OFDM décalées [1]. Les composantes en phase et en quadrature de ces dernières sont amplifiées au moyen de drivers RF linéaires (SHF-807), qui nourrissent quatre modulateurs I/Q (Fujitsu FTM-7962-EP) opérant dans la partie linéaire de leur fonction de transfert. Un module de multiplexage de polarisation crée un signal MB-OFDM à double polarisation avec un symbole de décalage entre les polarisations X et Y. Le signal MB-OFDM à 100

Gbps ou 200 Gbps ainsi généré à 1552,52 nm est ensuite combiné avec 59 autres canaux WDM à 100 Gbps espacés de 50 GHz utilisant la modulation mono-porteuse DP-QPSK. La ligne de transmission de 1000 km sans gestion de dispersion est constituée de dix tronçons de 100 km de fibre G.652, dont les pertes sont compensées par des EDFA (*Erbium-Doped Fibre Amplifier*) simple-étage de 20-dB de gain et de 4.5-dB de facteur de bruit. Au milieu de la ligne, un égaliseur de gain dynamique égalise la puissance des canaux WDM afin d'obtenir un spectre plat en fin de liaison. Au niveau du récepteur, le signal est demodulé au moyen d'un détecteur cohérent à diversité de phase et de polarisation. L'oscillateur local est un laser à cavité externe à faible bruit de phase.

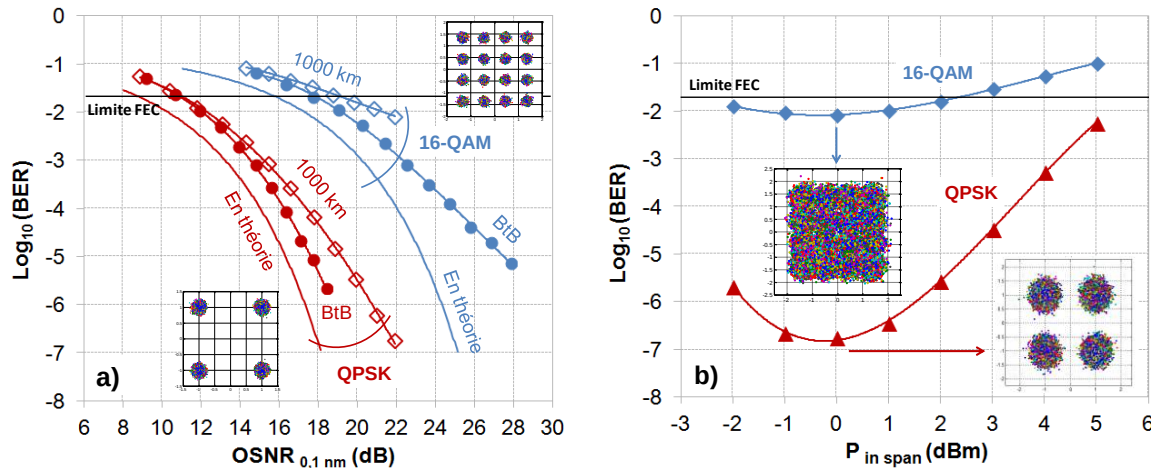


Fig. 2 : Courbes de sensibilité BER vs. OSNR obtenues en BtB et après 1000 km de transmission pour $P_{IN\ SPAN} = 0$ dBm, avec en complément les références théoriques et les constellations mesurées en BtB (a). BER vs. $P_{IN\ SPAN}$ après 1000 km de transmission avec en complément les constellations mesurées après 1000 km (b).

Le montage expérimental est d'abord validé en BtB (*Back-to-Back*). Les courbes de sensibilité en taux d'erreur ou BER (*Bit-Error Rate*) en fonction de l'OSNR (mesuré dans 0.1 nm) théoriques et expérimentales sont tracées sur la figure 2.a. Pour un $BER = 10^{-3}$, le décalage entre les courbes BtB théoriques des formats QPSK-OFDM et 16QAM-OFDM est égal à 7 dB, alors qu'après la mise en œuvre expérimentale 7,8 dB de pénalités OSNR seulement sont mesurés. On peut en déduire que le coût de l'implémentation expérimentale est de seulement 0,8 dB, ce qui à notre connaissance est l'une des performances les meilleures jamais rapporté à ce débit de 200 Gbps en 16QAM. La performance en transmission est alors rapportée dans la figure 2.b, où sont tracées les courbes de BER après 1000 km en fonction de la puissance injectée dans les "spans" de fibre ($P_{IN\ SPAN}$). Les deux formats étudiés montrent tous deux une transmission sans erreur après 1000 km, puisque le BER obtenu à la puissance optimale injectée dans les "spans" est inférieur au seuil de décrochement (fixé ici à 2×10^{-2}) du code correcteur d'erreur à décision douce. Néanmoins et comme attendu, le format 16QAM-OFDM à 200 Gbps ($BER \sim 1 \times 10^{-2}$ pour $P_{IN\ SPAN} = 0$ dBm) est significativement moins bon que le format QPSK-OFDM à 100 Gbps ($BER \sim 1 \times 10^{-7}$ pour $P_{IN\ SPAN} = 0$ dBm). Ceci est corroboré par les courbes de sensibilité BER versus OSNR obtenues après transmission.

4. CONCLUSION

Dans ce papier, nous avons évalué la robustesse des modulations QPSK-OFDM à 100 Gbps et 16QAM-OFDM à 200 Gbps à diverses imperfections d'implémentation pratique. La plus grande sensibilité du format 16QAM-OFDM par rapport au format QPSK-OFDM a été démontrée. Heureusement, en dépit de cette plus grande complexité de réalisation, nous avons réussi à construire un émetteur/récepteur 16QAM-OFDM à 200 Gbps dont le coût d'implémentation pratique est de 0,8 dB seulement en termes de pénalité OSNR. Parallèlement, une transmission sans erreur sur 10x100 km de fibre G.652 a été réalisée avec ce format, même si les marges "système" sont nettement dégradées par rapport à notre format de référence QPSK-OFDM à 100 Gbps.

Ce travail a été en partie financé par les projets "CELTIC SASER" et "FP7-Call 8 FOX-C".

- [1] E. Pincemin, M. Song et al., "Multi-band OFDM Transmission at 100 Gbps with Sub-band Optical Switching", IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 32, No. 12, pp. 2202-2219, 2014.
- [2] M.F. Huang et al., "EDFA-Only WDM 4200-km Transmission of OFDM-16QAM and 32QAM", IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 24, No. 17, pp. 1466-1468, 2012.

LE TRÈS HAUT DÉBIT SUR LONGUES PORTÉES DANS LES RÉSEAUX D'ACCÈS OPTIQUES AVEC LE DUAL-EML

Mohamed Essghair Chaibi¹, Thomas Anfray², Christophe Kazmierski³, Christelle Aupetit-Berthelemot² et Didier Erasme¹

¹ Institut MINES-TELECOM, TELECOM ParisTech, CNRS LTCI, 46 Rue Barrault, 75634 Paris, France

² XLIM-CNRS, Université de Limoges, 16 Rue Atlantis, 87068 Limoges, France

³ 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

La génération de signaux optiques à bande latérale unique (SSB: Single Sideband), adaptés à la transmission dans un canal dispersif à détection directe, par un laser modulateur intégré à modulation duale (D-EML) est généralisée pour un signal modulant large bande. La faisabilité de la technique est démontrée par la transmission d'un signal OFDM de bande 6 GHz, permettant un débit binaire utile de 16.8 Gb/s, dans un contexte SSB sur un canal optique dispersif de 150 km.

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

1. INTRODUCTION

Les réseaux d'accès optiques sont en grande partie basés sur un canal dispersif à détection directe. À l'émission, la modulation d'intensité (IM) résulte en un signal optique à deux bandes latérales (DSB : Double Sideband) connu par son inefficacité spectrale. La propagation dans un milieu dispersif fait que chaque composante fréquentielle se propage à une vitesse propre. À la réception, des composantes fréquentielles représentant la même information peuvent arriver en phase et d'autres en opposition de phase, leur battement avec la porteuse optique, opéré par une photo-diode, résulte en des interférences constructives ou destructives d'où la distorsion du signal transmis. La sélectivité fréquentielle du canal de propagation est supprimée avec les signaux SSB où l'une de deux bandes latérales est éliminée. Ces signaux sont communément générés par des modulateurs I/Q ou des filtres optiques : techniques à la fois coûteuses et encombrantes.

Pour lever les challenges techniques et économiques liés au déploiement des réseaux d'accès optiques, une nouvelle source d'émission optique a été récemment proposée. Nous l'avons appelée D-EML pour Dual-Electroabsorption Modulated Laser. Il s'agit d'un laser DFB monolithiquement intégré avec un modulateur à électroabsorption (EAM) avec deux accès indépendants de modulation. L'accès de modulation ajouté au laser DFB vise à favoriser et à contrôler son comportement fréquentiel. D-EML est caractérisé par une simple structure, un encombrement réduit et une faible consommation d'énergie. En [1], nous avons montré la capacité de cette source à générer des signaux SSB quand elle est modulée par un signal OFDM large bande.

Dans cet article, Le débit de la transmission est augmenté grâce à des formats de modulation de haute efficacité spectrale et à l'augmentation de la bande du signal modulant. La capacité du D-EML à générer des signaux SSB sera tout d'abord expliquée. Le montage expérimental utilisé pour générer et transmettre ces signaux sera ensuite décrit. Dans la troisième partie, les performances des transmissions seront présentées et discutées.

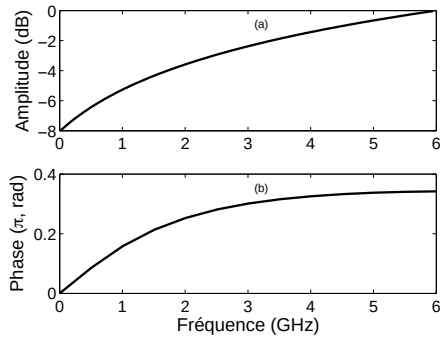


FIGURE 1: Réponses en amplitude (a) et en phase (b) du filtre requis.

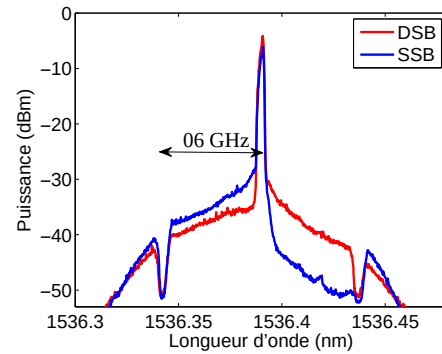


FIGURE 2: Spectres SSB et DSB générés (Résolution=1.44 pm).

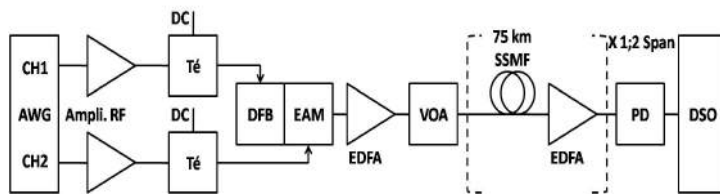


FIGURE 3: Montage expérimental. AWG : Générateur de fonctions arbitraires. DSO : Oscilloscope numérique. EDFA : amplificateur à fibre dopée à l'erbium. SSMF : Fibre monomode standard. VOA : Atténuateur optique.

2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

La génération de signaux SSB par un D-EML repose sur la capacité du laser DFB à se comporter comme un modulateur de fréquence (FM) quand il est modulé en petit signal. Ceci est d'autant plus possible que le coefficient de chirp du laser DFB est grand. L'EAM, quant à lui, garde le comportement d'un pur modulateur d'intensité (IM). Le signal SSB est généré si les modulations IM et FM sont en phase ou en opposition de phase et l'indice de modulation FM, m_{FM} , est égal à la moitié de l'indice de modulation IM, m_{IM} . Pour un signal monotone modulant séparément le laser DFB et l'EAM, le déphasage entre les deux modulations peut être ajusté par une simple ligne à retard à insérer dans l'un des accès de modulation. Des atténuateurs RF permettent de contrôler les amplitudes des signaux modulateurs et par suite les indices de modulations m_{FM} et m_{IM} . Pour un signal modulant large bande, les conditions de génération des signaux SSB doivent être satisfaites pour chaque composante fréquentielle. Étant donnée la non-linéarité du déphasage régnant entre les modulations IM et FM et sachant que m_{FM} est une fonction de la fréquence alors que m_{IM} ne l'est pas [1], une ligne à retard et des atténuateurs RF ne permettent plus de satisfaire les conditions de génération des signaux SSB. Pour remédier à ces contraintes, nous proposons l'insertion d'un filtre RF dans l'accès de modulation du laser DFB. La réponse en amplitude de ce filtre est conçue pour rendre m_{FM} indépendante de la fréquence. Le déphasage introduit par ce filtre permet d'avoir un déphasage nul entre les deux modulations. Les réponses en amplitude et en phase du filtre requis sont montrées dans la figure 1. Ce filtre sera implémenté numériquement.

3. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Le montage expérimental utilisé pour générer le signal SSB est présenté dans la figure 3. Le signal OFDM modulant est constitué de 300 symboles OFDM, chacun d'eux est généré comme suit : 256 symboles à l'entrée de l'IFFT sont organisés afin d'avoir une symétrie hermitienne. 127 sous-porteuses, modulées en 8-QAM circulaire, transportent les données utiles et 16 échantillons par symbole OFDM sont utilisés comme préfixe cyclique. Deux copies du signal numérique sont utilisées : la première est directement envoyée au convertisseur numérique analogique (DAC) pour moduler l'EAM et la deuxième est numériquement filtrée avant d'être envoyée au DAC pour moduler le laser DFB. Les signaux OFDM

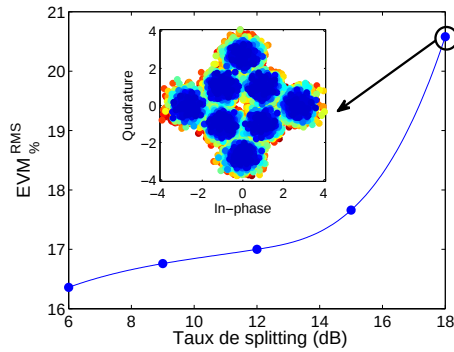


FIGURE 4: EVM pour différents taux de splitting après 75 km.

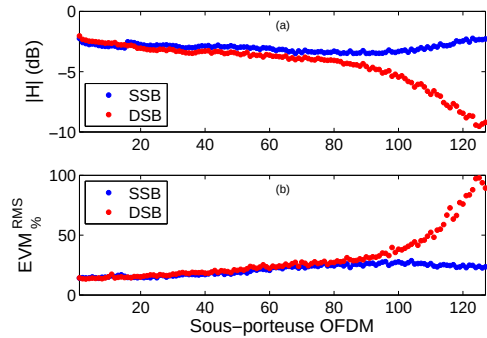


FIGURE 5: Réponse du canal (a) et EVM (b) par sous-porteuse après 150 km.

analogiques sont générés à 12 GSymboles/s, ils occupent la bande [DC ; 06 GHz] et ils permettent un débit binaire utile de 16.8 Gb/s. Ces signaux sont amplifiés avant d'être superposés aux composantes DC, 80 mA pour le laser DFB et -2.6 V pour l'EAM, avec deux Tés de polarisation. Le gain de l'amplificateur de l'EAM est ajusté pour que la conversion électrique-optique soit faite dans la zone linéaire de l'EAM. Pour la valeur fixée de m_{IM} , le gain de l'amplificateur du laser DFB est optimisé pour avoir la valeur adéquate de m_{FM} . Les signaux optiques sont visualisés sur un OSA à très haute résolution. Les transmissions sont effectuées sur un canal dispersif à détection directe de 75 km et 150 km selon le montage montré dans la figure 3. À la réception, une photo-diode (PD) opère la conversion optique-électrique et un DSO échantillonne le signal électrique à 50 GSymboles/s. Les signaux OFDM sont ensuite traités sous Matlab.

4. RÉSULTATS ET DISCUSSION

Le spectre du signal SSB généré est montré dans la figure 2. Il est superposé au spectre DSB correspondant obtenu en modulant uniquement l'EAM. Afin de mieux distinguer le contexte SSB, les 7 sous-porteuses OFDM hautes fréquences ne sont pas modulées. Le SBPR, mesurant le ratio de puissances de bandes latérales, dépasse 12 dB pour toutes les composantes de modulation. Les performances des transmissions sont présentées en terme d'EVM (Error Vector Magnitude). Après propagation sur un canal de 75 km dans un contexte SSB, la figure 4 montre l'évolution de l'EVM, moyenné sur toutes les sous-porteuses, pour différents taux de splitting. Les signaux SSB peuvent se propager sur des portées plus longues sans être dégradés par la dispersion chromatique. Ceci est illustré dans la figure 5 montrant la réponse du canal et l'EVM par sous-porteuse OFDM après 150 km. Alors que le signal SSB permet une réponse fréquentielle plate, les trous de fading caractérisant un canal sélectif en fréquence apparaissent clairement dans le contexte DSB. Les sous-porteuses affectées par le fading présentent un EVM élevé dépassant 97%. Dans le contexte SSB, la valeur moyenne de l'EVM est 21% à comparer à 30.95% obtenue avec des signaux DSB.

CONCLUSION

Une source optique prometteuse pour les réseaux d'accès optiques est présentée. Elle exploite le chirp du laser DFB pour générer des signaux SSB quand elle est modulée par des signaux OFDM large bande. Un débit binaire de 16.8 Gb/s est transmis sur un canal dispersif à détection directe de 150 km. Le débit binaire peut être augmenté en exploitant toute la bande passante du laser DFB, soit 12 GHz.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Chaibi, *et al.* "Generation of SSB Optical Signals with Dual-EML Modulated with Wideband OFDM," in CLEO : 2014, paper SW1J.6.

CARACTERISATION EXPERIMENTALE ET EXTENSION DU MODELE DE BRUIT GAUSSIEN POUR LES SYSTEMES MONOCANAL NON GERES EN DISPERSION

P. Jennevé, P. Ramantanis, J.-C. Antona, G. de Valicourt, M.A. Mestre, H. Mardoyan, S. Bigo

Bell Labs, Alcatel-Lucent, Route de Villejust, 91620 NOZAY, France, philippe.jenneve@alcatel-lucent.com

RÉSUMÉ

Malgré la réception cohérente, la modulation et l'absence de gestion de dispersion, les transmissions optiques monocanal 100Gbit/s ne respectent pas la relation reliant le taux d'erreur et la variance de bruit pour de grandes puissances optiques. L'utilisation d'ordres plus élevés de la distribution du bruit permet d'affiner le taux d'erreur estimé.

MOTS-CLEFS : transmission optique ; effet Kerr ; bruit additif gaussien ; statistiques.

1. INTRODUCTION

Dans les systèmes de transmission optique non gérés en dispersion utilisant le multiplexage en polarisation (PDM) et la modulation à 4 états de phase (QPSK), les distorsions du signal optique sont souvent modélisées par un bruit blanc additif gaussien (AWGN) [1], combinant les contributions des amplificateurs optiques et issues de l'interaction entre effet Kerr et dispersion chromatique. Ce modèle a été validé par des études théoriques, des numériques et expérimentales [1-3]. Dans le contexte de tels systèmes multiplexés en longueur d'onde, de multiples estimateurs de performance (taux d'erreur binaire (BER), facteur Q), qui reposent sur ce modèle [2,3], sont très précis pour des puissances optiques incidentes inférieures ou proches du seuil non-linéaire (NLT) pour lequel la performance est maximisée. Dans cet article, nous nous intéressons à des régimes allant jusqu'à 5dB au delà du NLT, qui peuvent apparaître dans des liens optiques comportant un faible nombre de canaux, voire des liens monocanal.

Notre étude consiste à comparer, pour une grande variété de distances et de puissances optiques, les valeurs du BER (a) directement déterminées à partir du comptage des erreurs et (b) estimées à partir de la variance de la distribution du bruit en supposant dans un premier temps le modèle AWGN. Après avoir montré un écart entre ces deux méthodes pour des puissances supérieures au NLT, nous proposons un nouvel estimateur du BER qui intègre des ordres supérieurs de la distribution statistique du bruit.

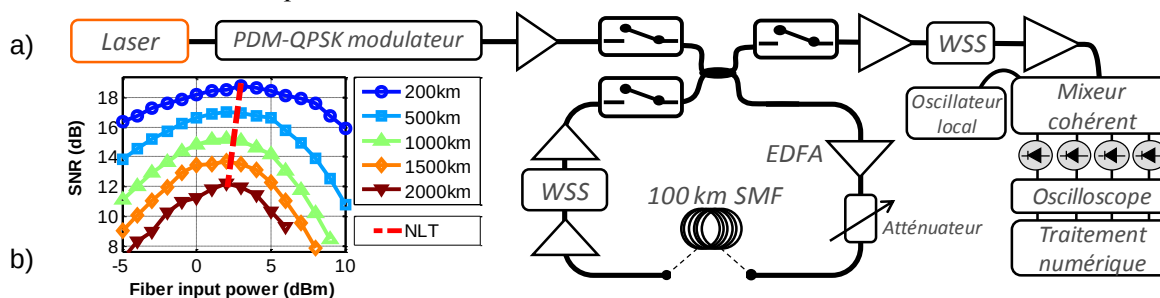


Fig. 1 : a) Montage expérimental. b) Rapport signal sur bruit en fonction de la puissance en entrée de la fibre pour différentes distances. La ligne pointillée matérialise les valeurs du seuil non linéaire.

2. MONTAGE EXPERIMENTAL

La fig. 1a) représente le schéma du dispositif expérimental. L'émetteur est constitué d'un laser semi-conducteur à cavité étendue (ECL) et d'un modulateur QPSK alimenté par deux séquences pseudo-aléatoires de longueur 2^{15} à 28Gbit/s. Le multiplexage de polarisation est ensuite réalisé à partir d'un émulateur pour générer un signal PDM-QPSK à 112Gbit/s incluant 12% de code correcteur d'erreurs et de protocole.

Le signal est amplifié à l'aide d'un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) et injecté dans une boucle à recirculation composée d'un tronçon de 100km de fibre standard monomode (SMF), de 3 EDFA et d'un commutateur sélectif en longueur d'onde (WSS) pour équilibrer la distribution spectrale du bruit. La puissance optique du signal injecté est variée de -5dBm à 10dBm et la distance de 100km à 3000km. Le récepteur est constitué d'un mixeur cohérent dont les 8 sorties sont reliées à 4 photodiodes équilibrées et un second ECL est utilisé comme oscillateur local. Le signal de détection est échantillonné à 40GS/s à l'aide d'un oscilloscope de 20GHz de bande passante. Des séries d'échantillons de 100μs sont enregistrées et traitées numériquement sur un ordinateur. Le traitement numérique permet la séparation des polarisations, la compensation du décalage en fréquence et la récupération de la phase de la porteuse [4].

La détermination du BER s'effectue en appliquant deux méthodes : (a) un comptage des erreurs via un processus de décision, (b) une estimation à partir de la distribution des échantillons du champ pour chaque symbole de la constellation (Fig. 2). Si le bruit qui a affecté le signal est blanc additif gaussien, alors la distribution des échantillons l'est également. On peut ainsi calculer le taux d'erreur (BER_{AWGN}) (1) en fonction du rapport signal sur bruit (SNR) (2) qui est déterminé à partir de la variance de la partie réelle et imaginaire, σ_{re}^2 , σ_{im}^2 , et de la puissance moyenne P , selon :

$$BER_{AWGN} = 0.5 \times \text{erfc}\left(\sqrt{SNR/2}\right) \quad (1) \quad \text{avec} \quad SNR = \frac{P - (\sigma_{real}^2 + \sigma_{imag}^2)}{(\sigma_{real}^2 + \sigma_{imag}^2)} \quad (2)$$

où $\text{erfc}(\cdot)$ est la fonction erreur complémentaire. Le BER est ensuite converti en facteur de qualité Q selon la relation : $Q^2 = 20 \log_{10}(\sqrt{2} \text{erfc}^{-1}(2 \times BER))$.

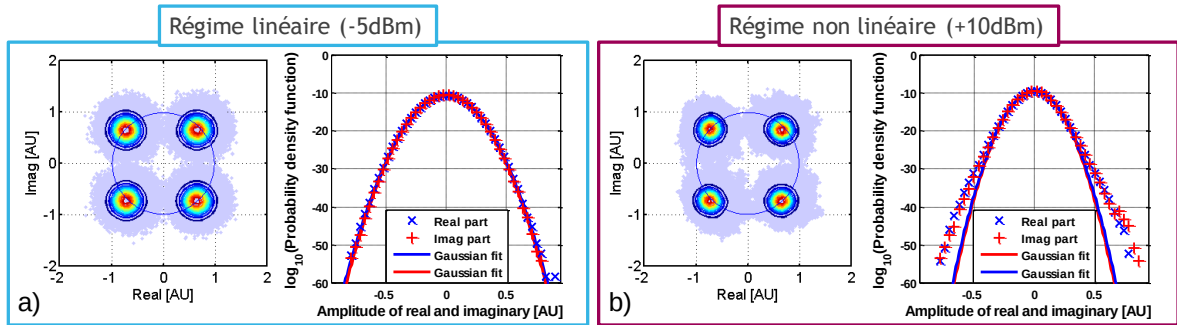


Fig. 2 : PDFs de la constellation QPSK et PDFs des parties réelle et imaginaire de la distribution d'un symbole dans a) le régime linéaire et dans b) le régime non linéaire.

3. CARACTERISATION STATISTIQUE DU BRUIT

La fig. 1b) illustre l'évolution du SNR, mesurée en fonction de la puissance optique en entrée du tronçon de fibre. Le NLT sépare deux régimes de puissance, le régime linéaire où le SNR croît avec la puissance et le régime non linéaire où le SNR décroît. L'écart entre le facteur Q obtenu par comptage d'erreurs et celui estimé à partir des variances de bruits en fonction de la puissance injectée est représenté sur la fig. 3a) pour toutes les distances. Alors que l'écart reste inférieur à 0,2dB pour des puissances inférieures à 1dBm, il grimpe à 1,4dB pour des puissances autour de 8dBm. On note que l'estimation par les variances surestime les performances du système.

Pour comprendre l'origine d'un tel désaccord, nous testons la nature du bruit pour notre système en comparant sur la fig. 2 les fonctions de densité de probabilité (PDF) 2D de la constellation QPSK et des PDFs associées aux parties réelle et imaginaire de la distribution d'un symbole dans les deux régimes. Le régime linéaire est illustré avec une puissance de -5dBm et une distance parcourue de 1000km. Le régime non-linéaire s'observe avec une puissance de 10dBm et une distance parcourue de 300km. Bien que le facteur Q provenant du comptage d'erreur soit identique dans les deux régimes (11,8dB), l'estimation faite à partir du calcul des variances fournit un facteur Q pour les régimes linéaire et non-linéaire respectivement égal à 11,8dB et 13,1dB. En calculant la différence relative entre les variances des parties réelle et imaginaire ou alternativement

entre les variances associées aux signaux en phase et en quadrature, seul un écart de 6% est mesuré, qui se traduit par une différence maximale de facteur Q de 0,12dB. Bien que souvent mise en cause dans le cas où la modulation de phase croisée domine [6], l'anisotropie des distributions de bruit ne peut expliquer l'écart de performance observé. En revanche, la fig. 2b) montre qu'en régime non-linéaire les PDFs associées aux parties réelle et imaginaire du signal s'écartent d'une loi gaussienne au niveau des pieds de la distribution. En régime linéaire, ces PDFs suivent parfaitement une distribution gaussienne comme le montre la fig. 2a). L'écart à une distribution gaussienne s'évalue en calculant les moments d'ordre supérieur de la PDF, tel que le coefficient de dissymétrie et l'excès de kurtosis, c'est-à-dire, respectivement, le moment d'ordre trois de la distribution centrée réduite et l'écart entre le moment d'ordre quatre de la distribution centrée réduite à celle d'une gaussienne [5]. La fig. 3b) présente l'évolution de ces deux coefficients en fonction de la puissance incidente et pour l'ensemble des distances testées. Comme nous l'anticipions, leurs valeurs restent quasiment nulles en régime linéaire mais augmentent pour des puissances supérieures à 1dBm, valeur qui est à rapprocher du NLT.

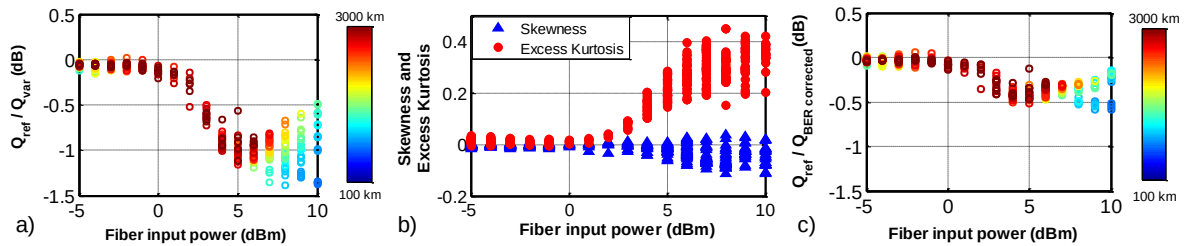


Fig. 3 : a) Différence en facteur Q calculé à partir du comptage des erreurs, Q_{ref} , et à partir de la variance du modèle GN, Q_{var} . b) Coefficient de dissymétrie (triangle bleu) et kurtosis normalisé (point rouge). c) Différence en facteur Q calculé à partir du comptage des erreurs, Q_{ref} , et à partir du BER corrigé, $Q_{\text{BER corrected}}$.

En vue d'établir un estimateur du BER étendu au régime non-linéaire, la formule du BER est corrigée en ajoutant les ordres supérieurs de la distribution comme correction, au moyen des séries de Edgeworth [7]. Nos calculs montrent une faible influence du coefficient de dissymétrie, et nous permettent d'établir une expression pour la correction du BER qui ne tient compte que du SNR et du kurtosis normalisé, γ :

$$BER_{\text{corrigé}} = \frac{\gamma(SNR-3)\sqrt{SNR}}{24\sqrt{2\pi}} e^{-SNR/2} + BER_{\text{AWGN}} \quad (3)$$

Comme le montre la fig. 3c), ce nouvel estimateur du BER diminue l'erreur d'estimation avec la valeur réelle, qui reste inférieure à 0,5dB pour toutes les puissances et toutes les distances.

CONCLUSION

Nous avons étudié les performances d'un système de transmission PDM-QPSK sans gestion de dispersion en ligne sur une large plage de fonctionnement en puissance et en distance. Pour une puissance supérieure au seuil non-linéaire, une surestimation de 1.5dB du facteur de qualité estimé à partir des variances du bruit supposé gaussien est démontrée par rapport à la valeur réelle. Nous avons apporté une correction sur l'estimation du BER basé sur les ordres supérieurs de la distribution du bruit du signal reçu permettant d'atteindre une précision de 0,5dB sur le facteur Q.

Ce travail a été partiellement financé par le projet CELTIC + SASER-SAVENET.

REFERENCES

- [1] L. Beygi et al, IEEE Transactions on Communications, Vol. 60, no. 11, p. 3440, (2012).
- [2] F. Vacondio et al., Opt. Express, Vol. 20, no. 2, p. 1022 (2012).
- [3] G. Bosco et al., Photon. Technol. Lett., Vol. 24, no. 14, p. 1041 (2012).
- [4] O. Bertran-Pardo et al., J.L.T., Vol. 30, no. 14, p. 2367 (2012).
- [5] A. Papoulis, "Probability, Random Variables and Stochastic Processes," McGraw-Hill, (1965).
- [6] R. Dar et al., Opt. Express, Vol. 21, no. 22, p. 25685 (2013).
- [7] D. L. Wallace, Ann. Math. Statist., Vol. 29, no. 3, p. 635-654 (1958).

CENTRES DE DONNEES A BASE DE PAQUETS OPTIQUES ET DE TRANSPONDEURS ELASTIQUES

**Miquel A. Mestre, Guilhem de Valicourt, Philippe Jennevé, Haik Mardoyan, Sébastien Bigo et
Yvan Pointurier**

Alcatel-Lucent Bell Labs France, Route de Villejust, 91620 Nozay

Miquel_Angel.Mestre_Adrover@alcatel-lucent.com

RÉSUMÉ

Nous proposons un nouveau concept de réseau pour les centres de données combinant la transmission de paquets optiques et l'utilisation de transpondeurs élastiques capables de varier leur débit de 100 à 250 Gb/s en fonction du nombre de nœuds à traverser. Notre scénario requiert 340 fois moins de transpondeurs qu'un réseau actuel de centre de données à base de commutateurs électroniques et de transpondeurs à 10 Gb/s.

MOTS-CLEFS : *Transpondeur élastique ; paquets optiques ; centre de données.*

1. INTRODUCTION

Aujourd'hui, les centres de données (DCs) deviennent de plus en plus importants, allant de petites fermes de serveurs distribuées à des grandes fermes dédiées à des tâches spécifiques comme le traitement de données, le calcul, le stockage de données, etc. Le besoin de capacité à l'intérieur du DC augmente très rapidement (p. ex. un facteur 20 tous les 4 ans pour les super-calculateurs) et conduit à une forte augmentation du coût et de la consommation d'énergie des équipements [1]. Un moyen de réduire la consommation d'énergie est l'introduction de la transparence, c'est-à-dire, la suppression des conversions optoélectroniques énergivores. Cependant, les DCs peuvent devenir si grands que leur interconnexion transparente avec des circuits optiques est impossible à cause du nombre limité de longueurs d'onde disponible dans la bande spectrale optique (bande C). La commutation de paquets optiques (OSS, Optical Slot Switching) dans des anneaux a été développée pour résoudre ce problème en introduisant la granularité de commutation sous-longueur d'onde [2].

Nous proposons un réseau de commutation à base d'OSS pour DCs de grande envergure. Néanmoins, dans les grands anneaux d'OSS, les signaux modulés à très haut débit ont le risque d'être trop dégradés quand ils sont reçus par les nœuds les plus éloignés. Pour la première fois, nous caractérisons expérimentalement la dégradation des signaux à très haut débit (32 Gbaud) et au format de modulation avancé (jusqu'à PDM-32-QAM) traversant une cascade de nœuds OSS. Nous montrons aussi une meilleure mise à l'échelle des DCs en utilisant l'anneau OSS avec des transpondeurs élastiques, par rapport à un anneau avec des transpondeurs à débit fixe, ou à l'architecture actuelle des réseaux DC à base de commutation électronique.

2. CASCADE DE NŒUDS DE COMMUTATION DE PAQUETS OPTIQUES

Nous représentons un nœud OSS dans la Fig. 1(a), où les données sont encapsulées dans des paquets de durée fixe (« slots ») multiplexés dans le temps et en fréquence (longueur d'onde). L'OSS permet une communication transparente entre tous les nœuds avec une granularité d'un slot (quelques μ s). Ce nœud est composé par un bloqueur de slot, un récepteur (RX) et un transmetteur (TX) chacun capable d'accorder sa longueur d'onde rapidement [3]. Le bloqueur peut supprimer chaque slot sur chaque longueur d'onde, et peut être implémenté avec un démultiplexeur de longueur d'onde (DEMUX), une série de portes optiques telles que des atténuateurs optiques variables (VOA) rapides, et un multiplexeur de longueur d'onde (MUX). Le filtrage produit dans le MUX/DEMUX peut fortement dégrader la qualité du signal. Une étude expérimentale de la robustesse des signaux qui traversent une longue cascade de nœuds est donc nécessaire pour évaluer

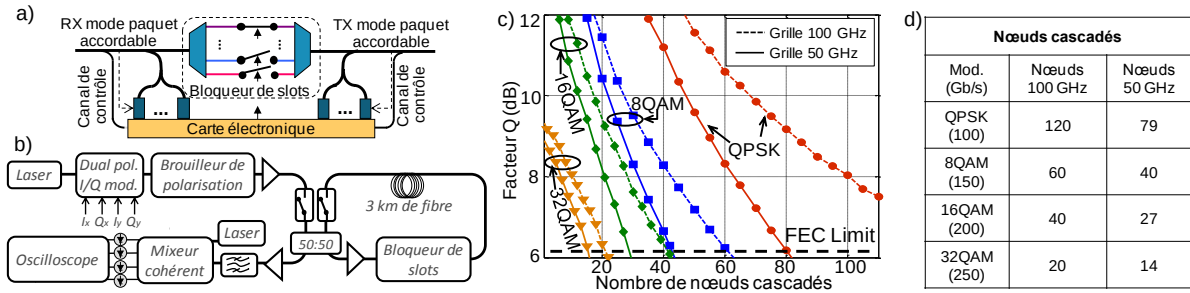


Figure. 1: a) Nœud OSS, b) Montage expérimental, c) Facteur Q en fonction de nombre de nœuds cascades et d) Nombre de nœuds cascades pour chaque format de modulation avec grilles de 50 et 100 GHz.

les avantages des OSS dans des grands DCs. Dans cette étude, nous considérons divers formats de modulation (QPSK, 8-QAM, 16-QAM et 32-QAM) et un débit-symbole de 32 GBaud.

Nous représentons notre montage expérimental dans la Fig. 1(b). On commence par passer la lumière d'un laser à cavité externe (ECL) dans un modulateur I/Q à diversité de polarisation, afin de produire des paquets de durée 2 μ s. Ceux-ci sont formés d'une séquence d'apprentissage de 256 symboles QPSK, suivie de 62080 symboles porteurs d'information utile. Ils traversent un brouilleur de polarisation puis un amplificateur, avant de pénétrer dans une boucle à recirculation. Celle-ci comprend deux commutateurs sélectifs flexibles en longueur d'onde, qui émulent les DEMUX/MUX d'un nœud OSS en utilisant une grille à 50 ou 100 GHz. Elle comprend aussi une bobine de fibre standard de 3 km en guise de ligne à retard optique pour faciliter le déclenchement de la boucle, et un amplificateur optique qui compense les pertes de 20 dB équivalente à celle d'un nœud OSS typique. La lumière est extraite et envoyée à un récepteur cohérent où elle est échantillonnée à 80 GS/s par un oscilloscope Lecroy Teledyne. Les paquets reçus sont traités hors-ligne avec des algorithmes de démultiplexage de polarisation rapides [4]. Dans cette expérience nous nous concentrons sur les effets de cascade de filtres et la porte n'est pas commutée.

La Fig. 1(c) montre la performance (facteur Q) de chaque format de modulation en fonction du nombre de nœuds OSS traversés, tandis que la Fig. 1(d) résume le nombre maximum de nœuds atteint pour un facteur Q de 6.25 dB, correspondant à la limite d'un code de correction d'erreurs (FEC) incluant 20% de sur-débit. Les paquets QPSK sont les plus robustes aux distorsions induites par les nœuds, et peuvent traverser jusqu'à 120 nœuds avec une grille de 100 GHz (79 nœuds avec une grille de 50 GHz). Comme prévu, le nombre maximum de nœuds atteint est réduit lorsque l'on augmente l'ordre de modulation. Au plus 60, 40 et 20 nœuds peuvent être cascades pour des signaux PDM 8-, 16- et 32-QAM, respectivement, sur la grille de 100 GHz. En passant à la grille de 50 GHz on observe une nouvelle réduction du nombre maximal de nœuds traversés à cause du rétrécissement spectral produit par la concaténation des filtres. Ces résultats suggèrent l'utilisation de transpondeurs élastiques capables d'adapter leur modulation (et donc leur débit de données) en fonction du nombre de nœuds à traverser dans des grands réseaux de DC.

3. APPLICATION AUX CENTRES DE DONNEES

Un DC se compose généralement de serveurs fixés dans des racks, chacun équipé d'un commutateur « Top of Rack » (ToR). Des commutateurs supplémentaires assurent la connectivité entre les ToRs, comme le montre la Fig. 2(a) pour un réseau de commutation typique (Folded Clos) [5]. En outre, les DCs sont généralement sous-dimensionnés, en particulier aux niveaux supérieurs de la hiérarchie des commutateurs, afin de réduire leur coût. Un sous-dimensionnement de 1 signifie que le réseau peut supporter la demande de tous les périphériques. Dans cette étude, nous considérons des racks de 20 serveurs (chacun avec une interface Ethernet de 1 Gb/s), chaque rack est équipé d'un ToR avec une capacité de commutation de 20 Gb/s et de 2 cartes de ligne à 10 Gb/s.

Comme le montre la Fig. 2(b), nous proposons une architecture où les ToRs sont connectés à un anneau de nœuds OSS. Comme un slot se déplace en moyenne sur la moitié de l'anneau, chaque longueur d'onde est partagée (en moyenne) par 2 nœuds. D'après la Fig. 1(d), il n'est pas possible de cascader plus que 79 nœuds avec une grille de 50 GHz (soit une utilisation de $\lceil 79/2 \rceil = 40$

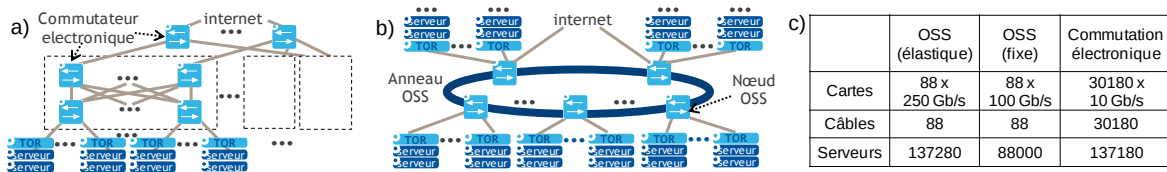


Figure 2: Centre de données avec architecture Folded Clos (a) et à base d'anneau OSS (b). c) Comparaison des architectures pour un grand centre de données.

longueurs d'onde sur les 88 disponibles) alors qu'avec un grille de 100 GHz, 44 longueurs d'onde sont disponibles correspondant à un anneau de $2 \times 44 = 88$ nœuds, lesquels peuvent être cascades d'après la Fig. 1(d). Ainsi, nous limitons la conception du réseau à la grille de 100 GHz et à un maximum de 88 nœuds OSS. On avait déjà montré dans [4] que, pour assurer une utilisation équitable du canal par tous les nœuds, chaque nœud doit allouer une capacité moyenne de $1/\Sigma_r(N_r/B_r)$ (Gb/s) par longueur d'onde, où N_r est le nombre de nœuds (normalisé par le nombre de nœuds dans l'anneau) pour lequel le débit atteignable maximal est B_r . Par conséquent, en utilisant la Fig. 1(d), le débit de données moyen d'un transpondeur élastique est de 156 Gb/s (incluant un sur-débit de 20% pour le FEC et 8% pour l'encapsulation). En supposant un sous-dimensionnement de 10, chaque nœud OSS peut supporter une demande de 1,56 Tb/s et donc interconnecter 78 racks par nœud ($=1,56 \text{ Tb/s}/20 \text{ Gb/s}$) et un total de 137280 serveurs (88 nœuds x 78 racks x 20 serveurs/rack). Par comparaison, si des transpondeurs non élastiques sont déployés, le format PDM-QPSK à 100 Gb/s est requis pour que les signaux puissent traverser 87 nœuds. Ainsi, avec le même sous-dimensionnement de 10, chaque nœud OSS peut soutenir une de demande de 1 Tb/s, ce qui limite le nombre de racks par nœud à 50, conduisant à un total de 88000 serveurs seulement.

Pour interconnecter (presque) la même quantité de serveurs, l'approche typique d'aujourd'hui repose sur des commutateurs électroniques de degré k dans une topologie « Folded Clos », de sorte que $k^3/4$ interfaces peuvent être supportées. Dans ce cas, des commutateurs électroniques avec $k=38$ ports sont nécessaires pour relier $38^3/4=13718$ interfaces de ToR, soit 137180 serveurs. En supposant un sous-dimensionnement de 10, on peut montrer qu'un réseau DC entièrement électronique nécessite $1.1k^3/2=30180$ interfaces à 10 Gb/s. On note que les interfaces des ToRs et ToRs-commutateurs, également à 10 Gb/s, ne sont pas comptabilisées dans ce total car elles sont nécessaires dans tous les types de réseau considérés. La Fig. 2(c) compare les trois topologies. Une topologie en anneau OSS simplifie énormément l'architecture, en diminuant le nombre de transpondeurs de ~30000 (interfaces à 10 Gb/s) à 88 (élastiques ; jusqu'à 250 Gb/s) pour supporter un nombre similaire de serveurs. Cette réduction massive se traduit par une réduction du même ordre du nombre de câbles d'interconnexion, ce qui facilite considérablement l'installation du réseau. D'autre part, les transpondeurs élastiques permettent une augmentation de 49280 serveurs supportés par rapport au cas où les transpondeurs ne sont pas élastiques.

CONCLUSION

Nous avons proposé l'utilisation de la commutation de paquets optiques dans un anneau avec des transpondeurs cohérents élastiques capables d'adapter leur débit de 100 à 250 Gb/s en fonction du nombre de nœuds à cascader, avec une granularité de l'ordre de la microseconde. Le nombre de cartes de ligne et de câbles nécessaires pour équiper un centre de données avec ~140000 serveurs est divisé par 340, rendant possible l'interconnexion à l'intérieur de très grands centres de données.

Ce travail a été partiellement financé par le projet CELTIC+ SASER-SAVENET.

REFERENCES

- [1] P. Pepeljugoski et al., Proc. OFC, OThX2 (2010).
- [2] D. Chiaroni et al., Bell Labs Technical Journal, vol. 14, no 4, pp. 263-285, Winter 2010.
- [3] J. Simsarian et al., Proc OFC, PDP.B.5 (2010).
- [4] F. Vacondio et al., Proc. ECOC, We.1.F.2 (2013).
- [5] A. Vahdat et al., in Proc. SIGCOMM, 2008

Akrout, Akram.....	180
Aktas, Djeylan.....	177
Al-Kadry, Alaa.....	201
Alaridhee, Tahseen.....	82
Alikin, Denis.....	40
Amo, Alberto.....	160
Amrani, Foued.....	154
Anet Neto, Luiz.....	13
Anfray, Thomas.....	237
Antona, Jean-Christophe.....	240
Anuszkiewicz, Alicja.....	189
Arora, Arushi.....	16
Aschieri, Pierre.....	22, 25, 172
Aschiéri, Pierre.....	103, 166
Atie, Elie.....	94
Aupetit-Berthelemot, Christelle.....	237
Bahloul, Faouzi.....	109
Baida, Fadi.....	82, 94, 112
Baillot, Maxime.....	207
Baladi, Fadwa.....	52
Baldi, Pascal.....	40, 43, 166
Ballato, John.....	157
Balle, Salvador.....	130
Barland, Stéphane.....	130
Barviau, Benoit.....	192
Baz, Assaad.....	4
Bazin, Alexandre.....	231
Becheker, Rezki.....	121
Bellil, Abdrahmane.....	91
Ben Abdallah, Mourad Alexandre.....	219
Benabdesselam, Mourad.....	145, 148, 151
Bendahmane, Abdelkrim.....	192
Benoit, Philippe.....	76
Benoît, Aurélien.....	118
Bernard, Dussardier.....	28
Bernier, Martin.....	16
Bettiati, Mauro.....	52
Beugnot, Jean-Charles.....	70

Bidault, Xavier.....	58
Bigo, Sébastien.....	240, 243
Bigot, Laurent.....	4, 225
Blanc, Wilfried.....	19, 28, 58, 157
Bloch, Jacqueline.....	160
Blondy, Jean-Marc.....	100
Bordais, Sylvain.....	127
Bortolozzo, Umberto.....	10
Boscolo, Sonia.....	106
Boucaud, Philippe.....	13
Bouchard, Aude.....	64
Boudrioua, Azzedine.....	37, 52, 163
Boukhelkhal, Farida.....	91
Boulogne, Hervé.....	216
Bourderionnet, Jérôme.....	13
Bouwmans, Géraud.....	4, 225
Braive, Rémy.....	142
Bramerie, Laurent.....	13, 231
Braud, Flavie.....	192
Brave, Rémy.....	31
Brevier, Julien.....	216
Briant, Tristan.....	31, 142
Brilland, Laurent.....	70
Broquin, Jean-Emmanuel.....	64
Burie, Jean-René.....	52
Bébé Manga Lobé, Joseph.....	79
Caer, Charles.....	31
Calò, Cosimo.....	133
Canat, Guillaume.....	76, 127
Carras, Mathieu.....	139
Castiñeiras Carrero, Carmen Carina.....	225
Ceus, Damien.....	88
Chaibi, Mohamed Essghair.....	237
Chaouche Ramdane, Amine.....	49
Chartier, Thierry.....	207
Chaussement, Stéphane.....	58
Checoury, Xavier.....	13
Chembo, Yanne.....	195

Chen, Xu.....	31
Cherbi, Lynda.....	91
Chikh-Touami, Hocine.....	37, 163
Cohadon, Pierre-François.....	31, 142
Combrié, Sylvain.....	13, 85
Conforti, Matteo.....	192, 198, 204
Copie, François.....	198
Coutant, Olivier.....	55
Cézard, Nicolas.....	76
Darwich, Dia.....	118
Dauliat, Romain.....	118
De Martino, Antonello.....	216
De Mengin, Mikhael.....	55
De Micheli, Marc.....	40, 43, 46, 166, 172
De Rossi, Alfredo.....	13, 85
De Valicourt, Guilhem.....	240, 243
Deby, Stanislas.....	216
Deléglise, Samuel.....	31, 142
Dexet, Alain.....	216
Diamanti, Eleni.....	175
Digonnet, Michel.....	16
Dolfi, Daniel.....	10
Dong, Yi.....	183
Doya, Valérie.....	1, 25, 103
Drisse, Olivier.....	79
Du Burck, Frederic.....	49
Duboz, Jean Yves.....	46
Duchez, Jean-Bernard.....	145, 148, 151
Duclere, Jean-René.....	100
Duport, François.....	180
Dussardier, Bernard.....	19, 22, 157
Désévéday, Frédéric.....	154
El Eter, Ali.....	112
Erasme, Didier.....	136, 237
Fabio, Baronio.....	204
Fall, Abdoulaye.....	222
Fatome, Julien.....	154, 204, 210
Fedrici, Bruno.....	177

Feng, Fang.....	195
Ferdinand, Pierre.....	213, 219
Feuillet, Guy.....	46
Finot, Christophe.....	106, 186, 195, 210
Fischer, Alexis.....	37, 52, 163
Fleury, Didier.....	127
Frisquet, Benoit.....	189, 204
Furtick, Joshua.....	157
Février, Sebastien.....	124
Gabet, Renaud.....	136
Gadret, Grégory.....	154
Galopin, Isabelle.....	160
Gaponov, Dmitry.....	121, 124
Garcia, Michel.....	79
Garnier, Josselin.....	103
Gaur, Ankita.....	22
Gay, Mathilde.....	13, 231
Gay-Para, Bernard.....	172
Geoffray, Fabien.....	64
Ghibaudo, Elise.....	64
Gil, Fanjoux.....	7
Giudici, Massimo.....	130
Gottesman, Yaneck.....	222
Granger, Geoffroy.....	100
Grillot, Frederic.....	67, 136
Grillot, Frédéric.....	139
Grimm, Stephan.....	118
Grisard, Arnaud.....	97
Gromovyi, Maksym.....	46
Grosa, Gregory.....	64
Grosjean, T.....	112
Grosjean, Thierry.....	94
Grot, Didier.....	234
Guesmi, Khmaies.....	109
Guillon, Hervé.....	19
Guillossou, Thierry.....	234
Gutty, François.....	97
Guyard, Romain.....	61

Guénard, Romain.....	216
Haelterman, Marc.....	180
Hameed, Nyha.....	112
Han, Zheng.....	13
Heidmann, Antoine.....	31, 142
Heintz, Olivier.....	154
Hideur, Ammar.....	121, 124
Hu, Weisheng.....	183
Huang, Heming.....	136
Huignard, Jean Pierre.....	10
Humbert, Georges.....	118
Inna, Krasnokutska.....	142
Jamier, Raphael.....	100
Jamier, Raphaël.....	118
Jaouën, Yves.....	183, 234
Jennevé, Philippe.....	240, 243
Joindot, Michel.....	13, 207
Joly, Alexandre.....	97
Jordan, Elodie.....	64
Journet, Bernard.....	73
Jules, Jean-Charles.....	154
Julien, Javaloyes.....	130
Jumpertz, Louise.....	139
Kazmierski, Christophe.....	237
Kibler, Bertrand.....	154, 189, 204
Kotov, Leonid.....	124
Krakowski, Michel.....	79
Krasnokutska, Inna.....	31, 43, 166
Kucera, Courtney.....	157
Kudlinski, Alexandre.....	76, 192, 198
Labonté, Laurent.....	177
Ladour, Khadidja.....	37
Laffont, Guillaume.....	219
Lai, Ngoc Diep.....	73
Lallier, Eric.....	97
Lamahene, Nassima.....	91
Larat, Christian.....	97
Larrue, Alexandre.....	79

Lazoul, Mohamed.....	37, 163
Le Bidan, Raphaël.....	234
Le Coarer, Etienne.....	55
Le Cocq, Guillaume.....	225
Le Gouët, Julien.....	127
Le Parquier, Marc.....	88
Lecieux, Yann.....	61
Lecomte, André.....	100
Lecomte, Michel.....	79
Ledoux-Rak, Isabelle.....	73
Leduc, Dominique.....	61
Lee, Min.....	52
Lemaître, Aristide.....	160
Lenardi?, Borut.....	19
Lenglé, Kevin.....	231
Lepers, Catherine.....	222
Lesniewska, Eric.....	154
Likhachev, Mikhail E.....	124
Lingnau, Benjamin.....	136
Lipatov, Denis S.....	124
Lombard, Laurent.....	127
Lourdiane, Mounia.....	34
Lucas, Erik.....	127
Luce, Jacques.....	88
Ludge, Kathy.....	136
Lupi, Cyril.....	61
Lupi, Jean-François.....	19, 28, 157
Mady, Franck.....	145, 148, 151
Maillotte, Hervé.....	70
Makarov, Denis.....	25
Makles, Kevin.....	31, 142
Malpuech, Guillaume.....	160
Manhas, Sandeep.....	216
Marconi, Mathias.....	130
Mardoyan, Haïk.....	240, 243
Marsault, Félix.....	160
Martin, Aude.....	85
Martin, Guillermo.....	55

Martinelli, Gilbert.....	198
Martinez, Anthony.....	133
Massar, Serge	180
Mebrouk, Yasmine	145, 148, 151
Meignien, Loic.....	115
Meng, Yichang.....	109
Merghem, Kamel.....	133
Mergo, Pawel	189
Mestre, Miquel.....	240
Mestre, Miquel A.....	243
Michel, Claire.....	103
Millot, Guy	7, 204, 210
Molin, Stéphanie.....	10
Montes, Carlos	172
Morali, Maxime.....	52
Morin, Philippe	7, 195, 204
Mouawad, Oussama.....	154
Mouchel, Paul.....	109
Mussot, Arnaud.....	76, 88, 192, 198
Naumova, Natacha.....	40
Ndao, Abdoulaye.....	82
Neradovski, Maxim.....	40
Neuville, Daniel.....	58
Nguyen, Hai Son.....	160
Nguyen, Trung-Hien	231
Niang, Alioune	109
North, Thibault.....	201
Olszewski, Jacek.....	189
Oudar, Jean-Louis	121, 124
Ouerdane, Youcef.....	213
Pagnoux, Dominique.....	216
Panapakkam, Vivek	133
Papillon-Ruggeri, Dominique.....	97
Parillaud, Olivier.....	79
Peigné, Arnaud.....	10
Peng, Lung-Han	37, 163
Penninckx, Denis.....	88
Petropoulos, Periklis	106

Peucheret, Christophe.....	13, 231
Picot-Clément, Jérémy	154
Picozzi, Antonio.....	103
Picque, Nathalie.....	7
Pincemin, Erwan.....	234
Pitois, Stéphane.....	7
Pointurier, Yvan.....	243
Poole, Philip.....	136
Quiller, Emmanuel.....	40
Quillier, Emmanuel.....	43, 166
Quiquempois, Yves.....	4, 225
Raineri, Fabrice.....	231
Raj, Rama	231
Ramantanis, Petros	240
Ramdane, Abderrahim.....	133
Rastogi, Vipul.....	22
Renard, William	127
Renversez, Gilles.....	169
Residori, Stefania.....	10
Restoin, Christine	100
Rober-Philip, Isabelle	31
Robert, Isabelle.....	142
Robert, Yannick.....	79
Rochette, Martin.....	201
Roncin, Vincent.....	49
Rougier, Sébastien.....	100
Roussel, Nicolas	219
Roy, Philippe.....	100, 118
Sagnes, Isabelle.....	160
Salhi, Mohamed	109
Salin, François.....	118
Samoud, Wiem.....	34
Sanchez, François.....	109
Sarraute, Jean-Maxime.....	67
Schires, Kevin.....	67, 136, 139
Schuster, Kay.....	118
Semond, Fabrice.....	46
Senotier, Fabrice.....	49

Sentieys, Olivier	231
Shen, Alexandre	49
Shur, Vladimir.....	40
Sillard, Pierre.....	225, 228
Simohamed, Lotfy Mokhtar.....	37, 163
Simon, Jean-Claude.....	13, 231
Skolianos, George.....	16
Smektala, Frédéric.....	154
Smerieri, Anteo.....	180
Solnyshkov, Dmitry.....	160
Song, Mengdi.....	234
Stefan, Wabnitz	204
Stefano, Wabnitz	210
Stepanenko, Oleksandr.....	43, 166
Strutynski, Clément.....	154
Sturm, Chris	160
Sylvestre, Thibaut.....	70
Szriftgiser, Pascal.....	88
Sévigny, Benoit.....	225
Tang, Mincheng.....	121
Tannous, Tony	94
Tansese, Dimitrii.....	160
Tanzilli, Sébastien.....	177
Tarnowski, Karol.....	189
Tchahame Nougnihi, Joël Cabrel.....	70
Thomas, Fabrice	55
Tong, Quang Cong.....	73
Tottereau, Olivier	157
Touzene, Mohamed.....	91
Troles, Johann.....	70
Tronche, Hervé	40, 166
Trzesien, Stanislaw.....	19, 157
Tsvirkun, Viktor.....	31, 142
Ude, Michèle.....	19, 157
Urbanczyk, Wacław.....	189
Valentin, Constance.....	225
Vallée, Réal.....	16
Vanel, Jean-Charles.....	216

Vanvincq, Olivier	4
Varlot, Bastien.....	210
Vennegues, Philippe.....	157
Vermillac, Manuel.....	28, 157
Vinet, Eric.....	79
Visnevski, Dmitri	160
Vizet, Jérémy.....	216
Von Bandel, Nicolas	79
Wabnitz, Stefan.....	195
Walasik, Wiktor	169
Wang, Hongjie.....	121, 124
Ware, Cédric	34
Wei, Wei.....	183
Yashkov, Mikhail V.....	124
Yehouessi, Jean-Paul.....	4
Yi, Lilin.....	183

