

# optique



2015  
bretagne

COLOQ HORIZONS JNOG JRIOA JNCO CLUBS



ACTES DE CONFÉRENCE  
JNOG



# JNOG

Les Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG) rassemblent annuellement depuis 1980 la communauté francophone de l'optique guidée dans une ambiance conviviale autour des télécommunications optiques, de l'optique intégrée, des lasers, des capteurs et de l'instrumentation optique. Les thèmes abordés concernent aussi bien les aspects fondamentaux de la physique des ondes guidées que les applications dans de nombreux domaines industriels et sociétaux. Les JNOG encouragent vivement la participation des doctorants et des jeunes chercheurs à qui elles donnent souvent l'occasion de faire leurs premières armes au niveau de la communication scientifique lors des présentations orales ou par affiche.

L'édition 2015 des JNOG regroupe environ 110 contributions dont 35 présentations orales réparties sur 6 sessions, ainsi que 4 communications invitées. Si les fibres optiques dans tous leurs états (pleines ou creuses, dopées ou pas, mono- ou multi-modes, linéaires ou non-linéaires,...) sont toujours fortement présentes dans le colloque, l'optique intégrée déclinée sur différents matériaux tient également sa place, d'autant plus que cette année le Comité Scientifique a souhaité faire entrer une nouvelle thématique dans ses centres d'intérêt : la photonique sur silicium, thème en plein essor aussi bien dans les laboratoires industriels qu'académiques.

Les 4 conférences invitées porteront sur les sujets suivants : la symétrie parité-temps appliquée à l'optique guidée, par Anatole Lupu ; la fibre Kagomé, « fibre des extrêmes », par Fetah Benabid ; les résonateurs nano-optomécaniques, par Ivan Favero ; les dernières avancées en R&D industrielle sur la photonique sur silicium, par Jean-Louis Gentner.

Le Comité Scientifique des JNOG vous souhaite une excellente conférence !

## TABLE DES MATIERES

### Lundi 6 juillet 2015

#### 14:00 - Session Plénière 1 - Cérémonie d'Ouverture

##### Amphi Louis Antoine

14:00	<b>Discours d'accueil Optique Bretagne 2015</b> <i>M. Alouini, P. Besnard, J.-J. Aubert, C. Subran, D. Alis et T. Georges</i> Dept Optique et Photonique, Institut de Physique de Rennes .....	1
14:45	<b>Contribution des sciences arabes du VIIIe au XVIIe siècle à l'histoire mondiale de l'optique</b> <i>A. Djebbar</i> Université des Sciences et des Technologies de Lille .....	3

#### 16:00 - Session JNOG - Nouveaux concepts en propagation guidée et applications

##### Amphi A - Président : Y. Quiquempois

16:00	<b>Dispositifs fonctionnels à symétrie parité-temps pour l'optique Intégrée</b> <i>A. Lupu, N. Dubrovina, A. Martinez, A. Ramdane, A. Degiron et H. Benisty</i> Université d'Orsay IEF .....	6
16:30	<b>Fibre creuse Kagomé: la fibre des extrêmes</b> <i>F. Benabid</i> GPPMM Group, Xlim Research Institute, CNRS UMR 7252, University of Limoges .....	9
17:00	<b>Fibre à gradient d'indice adaptative pour réseau local domestique optique multimode et monomode haut débit</b> <i>A. Fall, E. Le Cren, K. Lengle, C. Lepers, Y. Gottesman, M. Thual, L. Bramerie, D. Molin, P. Sansonetti, D. Van Ras, M. Gadonna, C. Populaire, G. Martin, L. Valencia, P. Guignard, N. Evanno, A. Madeline et J. Legrand</i> Institut Mines-Telecom/Telecom SudParis, CNRS UMR 5157 SAMOVAR, Evry, France, .....	10
17:15	<b>Réseau temporel dispersif dans une fibre optique</b> <i>C. Finot et H. Rigneault</i> Laboratoire Interdisciplinaire CARNOT de Bourgogne .....	13
17:30	<b>Nouvelle géométrie de fibres optiques microstructurées à base de verre de chalcogénure, les fibres tout-solide</b> <i>C. Caillaud, G. Renversez, L. Brilland, D. Méchin, J.-L. Adam et J. Troles</i> Institut Sciences chimiques de Rennes .....	16
17:45	<b>Aire Effective Supérieure à 2800 <math>\mu\text{m}^2</math> dans une Fibre à Bande Interdite Photonique Monomode</b> <i>J.-P. Yehouessi, G. Bouwmans, O. Vanvincq, A. Cassez, Y. Quiquempois et L. Bigot</i> Laboratoire PhLAM UMR 8523, Institut IRCICA USR CNRS 3380, Université Lille 1 .....	19
18:00	<b>Fibres Microstructurées à Mode Fondamental Aplati et à Maintien de Polarisation</b> <i>F. Scol, P. Gouriou, P. Calvet, A. Perrin, B. Sévigny, C. Valentin, Y. Quiquempois, L. Bigot, A. Cassez, M. Douay, E. Hugonnot et G. Bouwmans</i> (1) PhLAM/IRCICA, (2) Commissariat à l'Energie Atomique et aux Énergies Alternatives, Centre d'Etude .....	22
18:15	<b>Excitation pure et achromatique du mode LP02 d'une fibre optique à gestion de dispersion</b> <i>M. Jossent, E. Tartaret-Josnière, L. Kotov, P. Di Bin, P. Roy, A. Le Rouge, L. Bigot et S. Février</i> XLIM UMR 7252 CNRS-Université de Limoges .....	25

### Mardi 7 juillet 2015

#### 8:45 - Session JNOG - Lasers et Amplificateurs à fibre optique et combinaison cohérente de faisceaux

##### Amphi A - Président : B. Dussardier

8:45	<b>Lasers à fibre dopée Néodyme accordables entre 872 et 936 nm</b> <i>B. Leconte, B. Cadier, H. Gilles, S. Girard, T. Robin et M. Laroche</i> CIMAP - Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique .....	28
9:00	<b>Combinaison Cohérente de Lasers par Auto-organisation : Comportement Loin du Seuil</b> <i>D. Kabeya, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelot, A. Tonello et A. Barthélémy</i> Laboratoire XLIM .....	31
9:15	<b>Génération d'un spectre infrarouge à forte densité spectrale de puissance dédié à la spectroscopie CARS polychromatique</b> <i>C. Louot, B. Shalaby, E. Capitaine, S. Hilaire, D. Pagnoux et V. Couderc</i> Univ. Limoges, Xlim UMR CNRS 7252 .....	34

9:30	<b>Combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences optiques en configuration fibrée</b> <i>A. Odier, A. Durécu, J.-M. Melkonian, G. Canat, L. Lombard, M. Lefebvre et P. Bourdon</i> ONERA .....	37
9:45	<b>Amplificateur Partagé pour Fibres Monomodes : Amplification de 5 Modes Non-Dégénérés dans un EDFA Légèrement Multimode à Coeur Elliptique</b> <i>J.-B. Trinel, Y. Quiquempois, A. Le Rouge, L. Garcia, J.-F. Morizur, G. Labroille et L. Bigot</i> PhLAM/IRCICA .....	40
10:00	<b>Génération et synchronisation d'impulsions brèves dans un laser à fibre multicœur et amplification spectralement distribuée</b> <i>P. Rigaud, C. Simos, A. Desfarges-Berthelelot, G. Bouwmans, V. Kermène, A. Hideur et A. Barthélémy</i> Laboratoire XLIM .....	43
10:15	<b>Laser femtoseconde à fibre optique émettant des impulsions de haute énergie (8 nJ) autour de 1700 nm</b> <i>P. Cadroas, L. Kotov, M. Likhachev, M. Bubnov, D. Lipatov, A. Guryanov, M. Tang, A. Hideur et S. Février</i> XLIM UMR 7252 CNRS-Université de Limoges .....	46

## 16:00 - Session plénière 2

### Amphi Louis Antoine

16:00	<b>Nano-optique: une fenêtre inattendue sur les échelles nanométriques</b> <i>M. Orrit</i> Huygens-Kamerlingh Onnes Laboratory, Leiden University .....	49
16:45	<b>Nano-Optomechanics in a Focused Laser Beam</b> <i>O. Arcizet</i> Institut Néel .....	52
17:15	<b>Auto-assemblages moléculaires organisés sur graphène : contrôle de l'absorption optique et de la luminescence.</b> <i>S. Le Liepvre, M. Jaouen, T. Sghaier, L. Douillard, C. Fiorini-Debuisschert, F. Charra, P. Du, F. Mathevet, D. Kreher et A.-J. Attias</i> Laboratoire de Nanophotonique UMR 3680 .....	54
17:45	<b>Optique adaptative extrême : imagerie en milieux diffusants</b> <i>S. Gigan</i> Laboratoire Kastler-Brossel .....	57

# Mercredi 8 juillet 2015

## 8:45 - Session JNOG - Nano-Photonique et Effets Non-Linéaires en Optique Guidée

### Amphi A - Président : O. Gauthier - Lafaye

8:45	<b>Gallium Arsenide Nano-Optomechanical Resonators</b> <i>W. Hease, B. Guha, E. Gil Santos, A. Lemaître, G. Leo, S. Ducci et I. Favero</i> Laboratoire MPQ, Université Paris Diderot, CNRS-UMR 7162 .....	59
9:15	<b>Modélisation par 3D-PSTD de la génération de second harmonique dans des guides rides reportés PPLN</b> <i>F. Devaux et M. Chauvet</i> FEMTO-ST, UMR 6174 CNRS, Université de Franche-Comté .....	60
9:30	<b>Autofocalisation Rapide Contrôlée par Effet Pyroélectrique dans un Film de LiNbO3</b> <i>M. Chauvet, F. Bassignot, F. Henrot, F. Devaux, L. Gauthier-Manuel, H. Maillotte, G. Ulliac et S. Ballandras</i> FEMTO-ST, UMR 6174 CNRS, Université de Franche-Comté .....	63
9:45	<b>Couplage entre un guide d'onde et une nanoantenne en argent.</b> <i>B. Leroy, Y. Wen, P. Gogol, D. Barat, L. Pradere et B. Dagens</i> Institut d'Electronique Fondamentale UMR CNRS 8622 .....	66
10:00	<b>Génération de seconde harmonique dans des cristaux photoniques 2D en GaN sur Silicium</b> <i>I. Roland, Y. Zeng, X. Checoury, M. El Kundi, S. Sauvage, B. Gayral, J. Sellés, C. Brimont, T. Guillet, M. Mexis, M. Gromovyi, J.Y. Duboz, F. Semon et P. Boucaud</i> IEF, UMR CNRS-Université Paris Sud 11 .....	69
10:15	<b>Nouvelle dynamique de la diffusion Brillouin dans une fibre optique microstructurée et effilée</b> <i>J.C. Tchahame Nougnihi, J.-C. Beugnot, A. Kudlinski et T. Sylvestre</i> Institut FEMTO-ST .....	72

## 11:00 - Session JNOG - Télécommunications Optiques : composants et systèmes

### Amphi A - Président : F. Grillot

11:00	<b>Transmission à 30 Gbit/s sur 1 km de Fibre Multimode Conventionnelle par Multiplexage en Groupe de Modes</b> <i>G. Labroille, P. Jian, L. Garcia, J.-B. Trinel, R. Kassi, L. Bigot et J.-F. Morizur</i> CAILabs SAS .....	75
11:15	<b>Stabilisation à long terme de lasers à verrouillage de modes passif à base de bâtonnets quantiques à l'aide d'une rétroaction optique externe</b> <i>K. Merghem, V. Panapakkam, A. Martinez et A. Ramdane</i> CNRS Laboratoire de Photonique et Nanostructures .....	78
11:30	<b>Ondes siamoises en parois de domaine pour des communications optiques au-delà de la non-linéarité Kerr</b> <i>M. Gilles, P.-Y. Bony, M. Guasoni, A. Picozzi et J. Fatome</i> Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB) .....	81
11:45	<b>Impact de la montée en débit sur le CWDM bidirectionnel dans une architecture C-RAN</b> <i>Z. Tayq, P. Chanclou, F. Saliou, T. Diallo et C. Aupetit-Berthelemot</i> Orange Labs .....	84
12:00	<b>Vers un Débit de 40 Gb/s Monoporteuse dans les Réseaux Optiques d'accès avec une Modulation Duale</b> <i>M.E. Chaïbi, L. Anet Neto, C. Kazmierski, F. Grillot et D. Erasme</i> Institut MINES-TELECOM, TELECOM ParisTech, CNRS LTCI .....	87
12:15	<b>Etude expérimentale du facteur de couplage phase-amplitude dans un laser à cascade quantique émettant dans le moyen infra-rouge</b> <i>L. Jumpertz, F. Michel, R. Pawlus, W. Elsässer, M. Carras et F. Grillot</i> Telecom ParisTech .....	90

## 16:00 - Session Plénière 3

### Amphi Louis Antoine

16:00	<b>Des verres pour voir au-delà du visible</b> <i>J. Lucas, C. Boussard-Plédel, B. Bureau, L. Calvez, V. Nazabal, J. Troles et X. Zhang</i> Laboratoire Verres et Céramiques UMR 6226 .....	93
16:30	<b>L'Yb pour la génération d'impulsions ultracourtes</b> <i>E. Cormier</i> Centre laser intense et applications, université de bordeaux 1 .....	96
17:00	<b>Après les Systèmes de Transmission Optiques, les Technologies Cohérentes Peuvent-Elles Transformer les Réseaux Optiques ?</b> <i>S. Bigo</i> Alcatel-Lucent Bell Laboratories .....	99
17:30	<b>La photonique silicium pour les communications haut débits</b> <i>D. Marris-Morini</i> Université Paris Sud /IEF .....	102
18:00	<b>SPHERE, Chasseur de planètes extrasolaires</b> <i>J.-L. Beuzit, A. Costille, K. Dohlen, T. Fusco, D. Mouillet, J.-F. Sauvage et S. Consortium Sphere</i> Université de Grenoble Alpes .....	105

## Jeudi 9 juillet 2015

### 8:45 - Session JNOG - Instrumentation, Caractérisation et Capteurs

#### Amphi A - Président : D. Pagnoux

8:45	<b>Imagerie polarimétrique par brisure d'orthogonalité : un pas vers l'endoscopie polarimétrique</b> <i>F. Parnet, J. Fade, E. Schaub, N. Ortega-Quijano et M. Alouini</i> Dept Optique et Photonique, Institut de Physique de Rennes .....	108
9:00	<b>Mesures Mlines de l'indice de réfraction dans le moyen infrarouge de GaSb et AlxGa1-xAsSb adapté en maille sur GaSb</b> <i>S. Roux, P. Barritault, O. Lartigue, L. Cerutti, E. Tournié, B. Gérard et A. Grisard</i> Thales Research et Technology .....	111
9:15	<b>Caractérisation spectro-RF d'un Résonateur Optique Fibré</b> <i>Z. Abdallah, Y. Boucher, A. Fernandez, S. Balac et O. Llopis</i> CNRS-LAAS et CNES .....	114
9:30	<b>Etude des fibres germanosilicates par cathodoluminescence et par analyse dispersive en énergie (EDX)</b> <i>I. Reghioua, S. Girard, M. Fanetti, L. Martin-Samos, A. Boukenter et Y. Ouerdane</i> Université Jean Monnet-Laboratoire Hubert Curien .....	117
9:45	<b>Developpement d'un Endoscope Non Lineaire Utilisant une Fibre Creuse Kagomé à Double Gaine</b> <i>A. Lombardini, X. Chen, S. Sivankutty, J. Wenger, R. Habert, C. Fourcade-Dutin, E.R. Andresen, A. Kudlinski et H. Rigneault</i> Aix-Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, UMR 7249 .....	120

10:00	<b>Autocorrélateur Optique Linéaire</b> <i>M. Gay, F. Gomez-Agis, T.H. Nguyen, A. O'Hare, L. Bramerie, S. Lobo, E. Borgne et J.-C. Simon</i> CNRS, UMR 6082 FOTON, Université de Rennes 1 .....	123
10:15	<b>Comparaison du bruit d'intensité et de fréquence pour un laser Brillouin et de fréquence à plusieurs ordres de Stokes</b> <i>S. Fresnel, Y. Léguillon, C. Pareige, P. Besnard et S. Larochele</i> FOTON, UMR CNRS 6082, Université de Rennes 1, ENSSAT .....	126

## **11:00 - Session JNOG - Photonique sur Silicium et Optique Intégrée**

### **Amphi A - Président : B. Dagens**

11:00	<b>La Photonique sur Silicium pour les Telecom/Datacom : une révolution en marche</b> <i>J.-L. Gentner</i> III-V Lab, Laboratoire commun entre Alcatel Lucent Bell Labs France, Thales Research and Technology .....	129
11:15	invité 4	
11:45	<b>Luminescence guidée dans des guides d'onde intégrés incorporant des nanotubes de carbone</b> <i>L. Bodiou, Q. Gu, M. Guézo, E. Delcourt, T. Batté, J. Lemaître, N. Lorrain, M. Guendouz, H. Folliot, J. Charrier, K. Mistry, J. Blackburn, S. Girard, J.-L. Doualan, A. Braud et P. Camy</i> UMR FOTON, CNRS, Université de Rennes 1, INSA Rennes .....	130
12:00	<b>Investigation des propriétés optiques des microdisques de GaP pour l'intégration de fonctions optiques sur silicium</b> <i>P. Guillemé, J. Stervinou, T. Rohel, P. Rochard, A. Letoublon, C. Cornet, Y. Dumeige, P. Féron, O. Durand et Y. Léger</i> FOTON, UMR CNRS 6082, Université de Rennes 1, ENSSAT .....	133
12:15	<b>Modulateurs de phase et démultiplexeurs intégrés sur un circuit photonique en silicium pour la combinaison cohérente de fibres optiques</b> <i>J. Le Dortz, M. Antier-Murgey, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, C. Scarcella, J. Su Lee, P. O'Brien, T. Spuesens, G. Lepage, P. Verheyen, P. Absil et A. Brignon</i> Thales Research et Technology .....	136
12:30	<b>Réalisation et caractérisation de coupleurs à réseau en technologie photonique sur silicium</b> <i>F.E. Ayi-Yovo, C. Durand, F. Gianesello et J.-E. Broquin</i> STMicroelectronics Crolles .....	139

## **14:00 - Session Plénière 4**

### **Amphi Louis Antoine**

14:00	<b>L'interférométrie atomique, de la physique fondamentale aux applications</b> <i>P. Bouyer</i> LP2N .....	142
14:30	<b>Optique quantique aux fréquences micro-ondes avec des spins et des circuits électriques</b> <i>P. Bertet, A. Bienfait, Y. Kubo, C. Grezes, D. Vion, D. Esteve, V. Jacques, J.-F. Roch, J. Isoya, J. Pla, J. Morton, B. Julsgaard et K. Moelmer</i> CEA Saclay .....	145
15:15	<b>Sources Solides de Lumière: Une révolution dans le monde de l'éclairage</b> <i>G. Zissis</i> LAPLACE - Université Fédérale Toulouse Midi Pyrénées .....	148

## Discours d'accueil Optique Bretagne 2015

Mehdi Alouini<sup>1</sup>, Pascal Besnard<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251, Université Rennes 1, 35042 Rennes, France*

<sup>2</sup>*Laboratoire FOTON UMR CNRS 6082, site de l'ENSSAT, 22305 Lannion, France*

*mehdi.alouini@univ-rennes1.fr*

### RÉSUMÉ

L'édition 2015 du congrès Optique de la Société Française d'Optique se déroule sur le campus de Beaulieu de l'Université de Rennes 1. Elle réunit dans une unité de temps et de lieu toutes les communautés de l'optique en France en regroupant les conférences emblématiques nationales :

- le Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique (COLOQ),
- la conférence Horizons de l'Optique (Horizons),
- les Journées Nationales de l'Optique Guidée (JNOG),
- les Journées Recherche Industrie de l'Optique Adaptative (JRIOA),
- les Journées Nationales Cristaux pour l'Optique (JNCO),
- et les clubs thématiques de la SFO : Photonique Organique, Nanophotonique, et Optique micro-ondes.

Les différentes sessions menées en parallèle seront ponctuées par des sessions "poster" mais aussi par des présentations plénières qui ont pour but d'attirer l'attention de l'ensemble de la communauté optique sur des sujets importants et d'actualité.

Les interactions étroites entre recherche industrielle et académique dans le domaine de la photonique seront mises en avant par des contributions scientifiques dans les différentes conférences thématiques, mais aussi au travers d'une session industrielle dédiée. Le nombre important de stands industriels au congrès vient réaffirmer l'importance du tissu industriel dans le domaine de la photonique.

Une attention particulière est portée à l'enseignement et à la formation, volets indissociables de toute activité de recherche. Dans cette logique, une session pédagogique est proposée. Elle est complétée par des stands pédagogiques.

Le choix d'organiser cette importante manifestation scientifique à Rennes, capitale régionale, a été motivé par le dynamisme et la diversité des acteurs académiques et industriels de l'optique et photonique en Région Bretagne, en particulier à Rennes, Lannion et Brest.

Finalement, 2015 a été proclamé par l'Assemblée Générale des Nations Unies "année internationale de la lumière et des techniques utilisant la lumière". Cette année commémore plusieurs grands événements scientifiques du domaine de l'optique notamment l'anniversaire du millénaire des grandes découvertes des scientifiques arabes du X<sup>ème</sup> siècle, l'anniversaire de la découverte du laser en 1960 et celle de l'utilisation des fibres optiques en télécommunication en 1965. Le congrès Optique Bretagne 2015 est l'évènement scientifique majeur de cette année de la lumière au niveau national.

L'ouverture du congrès Optique Bretagne 2015 tentera de donner un aperçu succinct des efforts déployés pour promouvoir la photonique aussi bien au niveau local et régional qu'au niveau national.

**14h00-14h05**

Mot de bienvenue par Mehdi ALOUINI, pour le comité scientifique commun et le comité d'organisation local

**14h05-14h15**

Ouverture du congrès par Jean-Jacques AUBERT, président de la SFO

**14h15-14h25**

Année de la lumière par Costel SUBRAN, président du Comité National

**14h25-14h35**

Mot introductif par David ALIS, premier vice-président de l'Université de Rennes 1

**14h35-14h45**

La photonique en Bretagne par Thierry GEORGES, président du cluster Photonics Bretagne

## CONTRIBUTION DES SCIENCES ARABES DU VIII<sup>E</sup> AU XVI<sup>E</sup> SIECLE A L'HISTOIRE MONDIALE DE L'OPTIQUE

Ahmed Djebbar<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Université des Sciences et des Technologies de Lille, 59655 Villeneuve d'Ascq, France*

[Ahmed.djebbar@wanadoo.fr](mailto:Ahmed.djebbar@wanadoo.fr)

### RÉSUMÉ

Le personnage central de la phase arabe de l'optique est Ibn al-Haytham, un scientifique des Xe-XIe siècles. Mais, il n'est pas le seul. Ses contributions originales ne peuvent se comprendre que si elles sont intégrées dans un long processus historique qui a commencé avec les premiers écrits grecs sur les aspects mathématiques puis mécaniques de l'optique. Puis le relais sera pris par les physiciens des pays d'Islam qui inscriront leurs contributions dans le prolongement de la tradition grecque, avant la rupture qui se produira avec les travaux d'Ibn Sahl au Xe siècle puis celle d'Ibn al-Haytham lui-même.

Al-Hasan ibn al-Hasan Ibn al-Haytham est né en 965, dans la ville irakienne de Bassora où il a grandi et où il a acquis sa formation scientifique. Il a également séjourné ou étudié à Ahwaz, une ville voisine. Nous ne savons rien de précis sur sa formation mais le contenu de ses travaux nous permet de dire qu'après des études de base comprenant l'apprentissage du Coran et l'initiation aux sciences de la langue arabe, il s'est orienté vers les mathématiques et l'astronomie. Dans ce domaine, il a eu à sa disposition les ouvrages d'Euclide (en particulier les Données et les Eléments), l'Almageste de Ptolémée, les Coniques d'Apollonius, la Mesure du cercle et la Sphère et le cylindre d'Archimède, pour ne citer que les plus importants. En plus de cet héritage grec, il a étudié les écrits de savants arabes des IXe-Xe siècles, comme ceux d'al-Khwārizmī, d'al-Kindī, de Thābit Ibn Qurra, de Qusta Ibn Lūqa et peut-être ceux d'Abū l-Wafā.

Durant son séjour à Bassora, il aurait occupé un poste de ministre. Mais il semble qu'il se soit vite lassé de cette charge parce qu'elle le détournait de ses activités scientifiques. Quelque temps après cet épisode, il quitte sa ville natale pour aller s'installer au Caire sur invitation du calife fatimide de l'époque, al-Hākīm (996-1021). Ce dernier l'aurait alors chargé d'étudier la faisabilité d'un projet ambitieux, celui de la régulation des crues du Nil. Au retour de sa mission d'investigation, Ibn al-Haytham aurait émis des doutes sur la faisabilité du projet califal. Certains biographes nous informent que cela lui aurait valu d'être privé de ses biens et d'être enfermé chez lui en compagnie d'un serviteur rétribué par l'Etat. Cette situation aurait duré jusqu'à la mort d'al-Hākīm en 1021.

L'essentiel des travaux d'Ibn al-Haytham concerne l'optique, les mathématiques et l'astronomie. Sur les 92 écrits que les biographes lui attribuent, une soixantaine seulement nous est parvenue. En physique, sur les 21 ouvrages publiés, 16 traitent des différents aspects de l'optique : théorie de la lumière, théorie de la vision, lois de propagation de la lumière, phénomènes astronomiques et miroirs ardents. Comme il le précise lui-même, ses recherches dans ce domaine ont été menées selon une triple démarche, inductive, expérimentale et déductive. Son plus important ouvrage d'optique est incontestablement le Kitāb al-manāzīr [Le Livre d'optique]. Il a été publié au Caire dans le premier quart du XIe siècle. C'est, de l'avis des spécialistes de l'Histoire de l'optique, la plus importante des contributions scientifiques consacrées à cette discipline réalisées entre le IIe

et le XVII<sup>e</sup> siècle. Son contenu est l'aboutissement d'une longue tradition grecque puis arabe : Les premières activités dans ce domaine en pays d'Islam ont commencé avec la traduction et l'étude d'écrits grecs traitant des différents sujets ayant un lien avec la lumière : ceux d'Euclide, d'Anthémius de Tralles, de Ptolémée, de Dioclès et même d'Aristote. Puis les scientifiques arabes intéressés par ce domaine ont publié leurs premiers travaux. Ce fut, dans un premier temps, al-Kindî, Ahmad Ibn 'Îsâ et 'Utârid puis, dans un deuxième temps Qustâ Ibn Lûqâ et Ibn Sahl.

Son contenu constitue aussi une double rupture par rapport aux contributions grecques et arabes antérieures et à leurs démarches. La première concerne l'abandon de la théorie de l'émission des rayons visuels par l'œil et l'adoption d'une nouvelle approche, celle de la réception par l'œil des formes visuelles de la lumière et de la couleur. La seconde se situe au niveau de la méthode de recherche qui associe étroitement l'expérimentation (comme outil d'investigation et d'établissement des lois physiques) aux mathématiques, et plus particulièrement à la géométrie (comme instrument d'élaboration des théories qui décrivent ces lois).

Le Livre de l'optique traite de la perception visuelle à travers ses aspects physiques, mathématiques, physiologiques et psychologiques. Il comprend sept chapitres. Les trois premiers analysent la propagation rectiligne de la lumière et des couleurs avec la psychologie de la vision. Dans le Livre IV, sont exposés les résultats des investigations expérimentales établissant les lois générales de la réflexion de la lumière et des couleurs. L'auteur y étudie les miroirs plans, cylindriques, sphériques et coniques en tenant compte de la convexité et de la concavité des trois derniers modèles. Le Livre V contient des résultats établis à l'aide de démarches purement mathématiques. Le plus célèbre de ces résultats est le « problème d'Alhazen » qui concerne la détermination du point de réflexion sur la surface d'un miroir sphérique convexe d'un rayon lumineux provenant d'une source connue de position et aboutissant en un point de position connue. Le Livre VI expose ce qui concerne les erreurs de la vision et le dernier chapitre est consacré entièrement à la réfraction.

A l'heure actuelle, nous n'avons aucune information fiable sur la poursuite des travaux d'Ibn al-Haytham par ses anciens étudiants ou ses disciples des XI<sup>e</sup>-XII<sup>e</sup> siècle. Le seul continuateur connu est al-Fârisî (m. 1319). Dans son Livre de la révision de l'Optique pour les gens qui ont une bonne vue et un esprit pénétrant, en plus de ses critiques pertinentes sur certains aspects de l'ouvrage d'Ibn al-Haytham, il expose une contribution originale, celle de l'étude de l'arc-en-ciel, en relevant les faiblesses de la démarche de son éminent prédécesseur et en élaborant une explication juste du phénomène.

En astronomie, Ibn al-Haytham a publié 28 traités ou articles. Certains sont théoriques, comme ceux qui exposent ses critiques contre le modèle planétaire de Ptolémée (m. vers 168). D'autres ont un caractère pratique, comme ceux qui concernent l'observation astronomique, l'étude des gnomons, et la détermination des distances des corps célestes et de leurs diamètres.

En mathématique, il a publié 64 écrits plus ou moins volumineux. Seuls 23 d'entre eux nous sont parvenus. Plus des deux tiers traitent de géométrie et le reste est consacré à la science du calcul, à l'algèbre et à la théorie des nombres. En géométrie euclidienne, ses travaux s'inscrivent dans la tradition grecque mais ils renouvellent cette tradition et ils la prolongent. En géométrie de la mesure, ses contributions s'inscrivent dans la tradition d'Archimède (m. 212 av. J.C.), en l'enrichissant par de nouvelles méthodes pour le calcul des volumes de la sphère et de paraboloides de révolution. En géométrie des coniques, il a publié au moins 7 livres ou articles. En calcul, ses écrits portent essentiellement, sur le calcul indien et sur les systèmes d'équations. Il a également produit des réflexions ou des écrits sur les fondements de la géométrie, comme le postulat des parallèles.

En plus de ses contributions originales dans l'étude de nombreux problèmes mathématiques et physiques, Ibn al-Haytham a réfléchi sur les outils théoriques qui lui ont permis de résoudre ces problèmes et qui sont l'induction, le raisonnement par l'absurde et les démonstrations par analyse et synthèse. Il a d'ailleurs publié un ouvrage important sur ce dernier sujet.

D'après différentes sources, certains des écrits scientifiques d'Ibn al-Haytham ont été étudiés en Andalus avant de circuler en Europe, grâce aux traductions qui en ont été faites, à partir du XII<sup>e</sup> siècle, à Tolède et ailleurs. En astronomie, il semble que l'Épître sur la structure de l'univers soit le seul ouvrage d'Ibn al-Haytham qui ait été connu en Occident. Elle a d'abord été traduite en espagnol, au XIII<sup>e</sup> siècle. Plus tard, deux traductions latines ont été réalisées à partir de la première traduction. L'ouvrage a également bénéficié, au XIII<sup>e</sup> siècle, de deux traductions en hébreu. Mais, ce sont surtout ses travaux en optique qui l'ont rendu célèbre en Europe. Deux de ses ouvrages ont été traduits en latin, probablement à la fin du XII<sup>e</sup> siècle. Il s'agit du Livre des miroirs ardents coniques et, surtout, du Livre de l'optique, qui a bénéficié, au XIV<sup>e</sup> siècle, d'une traduction en italien. Au XVII<sup>e</sup> siècle, cet ouvrage a bénéficié d'un regain d'intérêt, surtout après sa publication par Risner, à Bâle, en 1572. De nombreux savants, parmi lesquels Roger Bacon (m. 1294), Kepler (m. 1630) et Fermat (m. 1665), l'ont étudié et l'ont cité dans leurs travaux d'optique.

## DISPOSITIFS FONCTIONNELS A SYMETRIE PARITE-TEMPS POUR L'OPTIQUE INTEGREE

A. Lupu<sup>1,2,\*</sup>, N. Dubrovina<sup>1</sup>, A. Martinez<sup>3</sup>, A. Ramdane<sup>3</sup>, A. Degiron<sup>1,2</sup>, and H. Benisty<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Univ. Paris-Sud, Institut d'Electronique Fondamentale, UMR 8622, 91405 Orsay Cedex, France

<sup>2</sup> CNRS, Orsay, F-91405, France

<sup>3</sup> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

<sup>4</sup> Laboratoire Charles Fabry, IOGS, CNRS, Univ. Paris-Sud, 2 Ave A. Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France

[\\*anatole.lupu@u-psud.fr](mailto:*anatole.lupu@u-psud.fr)

### RÉSUMÉ

L'objectif de ce travail concerne l'exploration théorique et expérimentale de structures photoniques dites à symétrie Parité-Temps ayant un profil de constante diélectrique complexe qui associe gain et pertes. L'intérêt majeur de ce nouveau paradigme emprunté à la physique théorique est qu'une telle association du gain et des pertes peut être utilisée pour obtenir des nouvelles fonctionnalités qui vont au delà de la simple compensation des pertes offrant par exemple des bifurcations avec brisure de symétrie.

**MOTS-CLEFS :** *symétrie Parité-Temps; optique intégrée*

### 1. CONCEPT DE SYMETRIE PARITE-TEMPS EN OPTIQUE

Le concept d'un Hamiltonien non-Hermitien avec des valeurs propres réelles [1,2] datant de 1998 est devenu un nouveau paradigme associé à la mécanique quantique. Pour avoir des valeurs propres réelles il suffit que le système soit invariant par rapport à une inversion du temps et de l'espace : "*Symétrie PT (Parité-Temps)*". Pour cela il faut que la partie imaginaire de son potentiel soit une fonction impaire de la position d'espace, tandis que la partie réelle reste une fonction paire. En d'autres termes il faut que son potentiel soit complexe conjugué de son symétrique d'espace.

Le domaine de l'optique est devenu rapidement le terrain de prédilection pour la démonstration des concepts liés à la Symétrie Parité-Temps en raison des analogies directes que l'on trouve avec la mécanique quantique. Le profil de constante diélectrique complexe qui associe gain et pertes joue alors le rôle de potentiel du pseudo-hamiltonien et la propagation de la lumière le long d'un axe optique joue le rôle du temps. Un exemple de système à symétrie Parité-Temps (SSPT) à base de deux guides couplés dont l'un avec pertes et l'autre avec gain est représenté Fig. 1(a). A la différence d'un système conventionnel de guides passifs [Fig. 1(b)], le profil d'indice est complexe conjugué dans la direction transverse à la direction de propagation  $n(x) = n_{\text{Re}}(x) + i n_{\text{Im}}(x)$  avec  $n_{\text{Im}}(x) = -n_{\text{Im}}(-x)$ .

Un autre type de symétrie Parité-Temps correspond au cas où le profil d'indice complexe serait construit le long de la direction de propagation de sorte que le couplage des ondes soit contra-propagatif. Cela correspond à un réseau de Bragg où le profil de modulation de la partie réelle de l'indice est décalé d'un quart de période par rapport au profil de modulation de la partie imaginaire de l'indice [Fig. 1(c)].

La transposition du concept symétrie Parité-Temps dans le domaine de l'optique a stimulé une intense activité de recherche sur les fonctionnalités qu'on peut obtenir dans ces structures. On évoquera brièvement les effets de brisure de symétrie et de bifurcation après un point exceptionnel quand on varie le paramètre gain/perte. L'une des fonctionnalités sur laquelle nous souhaitons attirer l'attention est l'accordabilité. En modifiant le niveau de gain-pertes on change les indices

effectifs des guides couplés. Cela correspond à un changement de la période de battement de la lumière dans les guides couplés. Pour une longueur fixe on peut ainsi passer du niveau de signal en sortie 1 à 0, ou inversement. On peut réaliser ainsi une opération de commutation ou modulation [3-5]. Cela représente ainsi une alternative prometteuse à l'effet électro-optique réfractif, surtout pour des systèmes qui ne permettent pas de réaliser une variation notable de l'indice, comme c'est le cas des fibres ou des structures plasmoniques.

La particularité remarquable de cette solution est que le niveau de gain nécessaire à la réalisation d'une commutation peut être réduit en augmentant le niveau des pertes. Aussi paradoxal que cela puisse paraître, le fait d'augmenter les pertes permet bien de réduire le niveau de gain au point de commutation [4]. Ainsi, contrairement au cas général où les pertes sont préjudiciables et on cherche à les réduire au maximum, dans le cas présent *elles jouent un rôle utile* et sont un élément essentiel pour le fonctionnement des dispositifs à symétrie Parité-Temps.

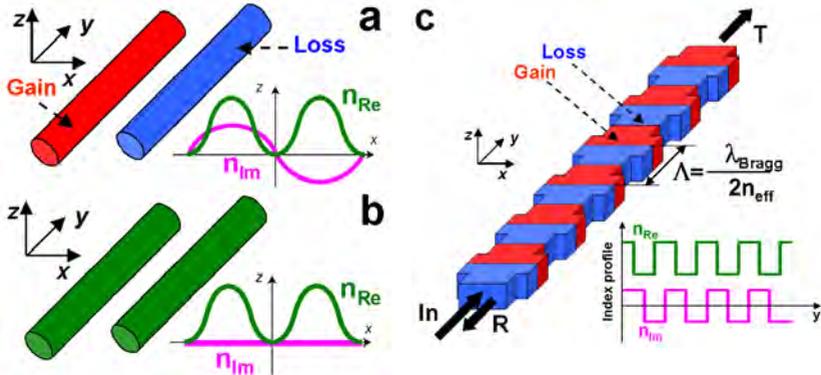


Fig. 1 : a) Système de guides couplés à symétrie Parité-Temps avec profil d'indice complexe conjugué (courbes en vert pour la partie réelle du profil d'indice, en magenta pour la partie imaginaire); b) Système de guides couplés conventionnel ; c) Réflecteur de Bragg avec profil d'indice complexe le long de la direction de propagation. La partie réelle du profil d'indice (en vert) est décalé d'un quart de période par rapport à la partie imaginaire (en magenta).

Une autre fonctionnalité est la non-réciprocité de couplage entre les modes. Dans le cas d'un système de guides couplés cela se manifeste par une différence en transmission suivant le fait que l'injection de la lumière se fait par le guide à gain ou à pertes (ne pas confondre avec la non-réciprocité des isolateurs magnéto-optiques, toutefois, la notion de mode elle-même étant source de subtilité). Dans un réseau de Bragg à symétrie Parité-Temps le niveau de réflexion peut être extrêmement faible d'un côté du réseau et très fort, avec amplification du signal, vu du côté opposé. Cette propriété de non-réciprocité peut être utilisée pour la réalisation d'une mémoire tampon dynamique [6].

Des réalisations expérimentales, encore peu nombreuses à ce jour, ont permis la démonstration de plusieurs fonctionnalités utilisant la non-réciprocité. On peut mentionner notamment : i) l'invisibilité unidirectionnelle dans des réseaux [7-9] ou miroirs de Bragg à symétrie Parité-Temps [10,11] ; ii) l'isolation optique dans des microrésonateurs couplés fonctionnant dans un régime non-linéaire [12,13] ; iii) la résurrection d'émission laser obtenue par modulation des pertes [14] ; iv) l'émission laser avec un seul mode longitudinal dans un système de résonateurs couplés [15] où un résonateur en anneau à réseau de Bragg à modulation des pertes [16].

Ainsi se dessine une opportunité d'utiliser cette ingénierie du gain et des pertes pour la réalisation de nouveaux dispositifs optiques. D'une manière plus générale l'approche symétrie Parité-Temps représente une nouvelle plate-forme pour la réalisation d'une grande variété de

dispositifs actifs III-V dont certains sont encore inédits : laser DFB unidirectionnel, modulateur binaire de phase, mémoire tampon dynamique, filtre spatial accordable [17] etc. Un avantage remarquable d'une telle approche est de pouvoir réaliser des composants actifs avec une seule composition de matériau quaternaire et obtenir ainsi une unification du procédé de fabrication technologique. Le travail de réalisation de ce type de composants est actuellement en cours et sera évoqué.

Ainsi, ce concept considéré comme très théorique au départ peut apparaître comme générateur de nouvelles possibilités technologiques, accompagné d'une physique potentiellement riche.

### REMERCIEMENTS

Ce travail a bénéficié du soutien financier de la part de Labex NanoSaclay (projet DISYPTE, contrat N° 0248RA14).

### REFERENCES

- [1] C. M. Bender and S. Boettcher, "Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having PT symmetry," *Phys. Rev. Lett.* 80, 5243–5246 (1998).
- [2] C. M. Bender, D. C. Brody, and H. F. Jones, "Must a Hamiltonian be Hermitian?" *Am. J. Phys.* 71, 1095–1102 (2003).
- [3] H. Benisty, A. Degiron, A. Lupu, A. De Lustrac, S. Chénais, S. Forget, M. Besbes, G. Barbillon, A. Bruyat, S. Blaize, and G. Lérondel, "Implementation of PT symmetric devices using plasmonics: principle and applications," *Opt. Express* 19, 18004–18019 (2011).
- [4] A. Lupu, H. Benisty, and A. Degiron, "Switching using PT-symmetry in plasmonic systems: positive role of the losses," *Opt. Express* 21, 21651–21668 (2013).
- [5] A. Lupu, H. Benisty, and A. Degiron, "Using optical PT-symmetry for switching applications," *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.* 12, 305–311 (2014).
- [6] M. Kulishov, J. M. Laniel, N. Bélanger, J. Azaña, and D. V. Plant, "Nonreciprocal waveguide Bragg gratings," *Opt. Express* 13, 3068–3078 (2005).
- [7] L. Feng, M. Ayache, J. Huang, Y.-L. Xu, M.-H. Lu, Y.-F. Chen, Y. Fainman, and A. Scherer, "Nonreciprocal Light Propagation in a Silicon Photonic Circuit," *Science* 333, 729–733 (2011).
- [8] L. Feng, Y. L. Xu, W. S. Fegadolli, M. H. Lu, J. E. B. Oliveira, V. R. Almeida, Y. F. Chen, and A. Scherer, "Experimental demonstration of a unidirectional reflectionless parity-time metamaterial at optical frequencies," *Nat. Mater.* 12, 108–113 (2013).
- [9] E. K. Keshmarzi, R. N. Tait and P. Berini, "Spatially nonreciprocal Bragg gratings based on surface plasmons," *Appl. Phys. Lett.* 105, 191110 (2014).
- [10] B. Peng, Ş. K. Özdemir, F. Lei, F. Monifi, M. Gianfreda, G. L. Long, S. Fan, F. Nori, Carl M. Bender, and L. Yang, "Parity-time-symmetric whispering-gallery microcavities," *Nature Physics* 10, 394–398 (2014).
- [11] L. Chang, X. Jiang, S. Hua, C. Yang, J. Wen, L. Jiang, G. Li, G. Wang, and M. Xiao, "Parity-time symmetry and variable optical isolation in active-passive-coupled microresonators," *Nature Photonics* 8, 524–529 (2014).
- [12] Y. Yan and N.C. Giebink, "Passive PT Symmetry in Organic Composite Films via Complex Refractive Index Modulation," *Advanced Optical Materials* 2, 423–427 (2014).
- [13] L. Feng, X. Zhu, S. Yang, H. Zhu, P. Zhang, X. Yin, Y. Wang, and X. Zhang, "Demonstration of a large-scale optical exceptional point structure," *Opt. Express* 22, 1760–1767 (2014).
- [14] B. Peng, Ş. K. Özdemir, S. Rotter, H. Yilmaz, M. Liertzer, F. Monifi, C. M. Bender, F. Nori, L. Yang, "Loss-induced suppression and revival of lasing," *Science* 346, 328–332 (2014).
- [15] H. Hodaie, M.-A. Miri, M. Heinrich, D. N. Christodoulides, and M. Khajavikhan, "Parity-time-symmetric microring lasers," *Science* 346, 975–978 (2014).
- [16] L. Feng, Z. J. Wong, R.-M. Ma, Y. Wang, X. Zhang, "Single-mode laser by parity-time symmetry breaking," *Science* 346, 972–975 (2014).
- [17] H. Benisty, A. Lupu, and A. Degiron, "Transverse periodic PT symmetry for modal demultiplexing in optical waveguides," *Phys. Rev. A* 91, 053825 (2015).

## **Fibre creuse Kagomé: la fibre des extrêmes.**

**F. Benabid**

*GPPMM Group, Xlim Research Institute, CNRS UMR 7252, University of Limoges, France  
Directeur de recherche CNRS, f.benabid@xlim.fr*

Nous exposerons le nouvel état de l'art des fibres creuses à cristal photonique (HC-PCF) guidant par le principe de Couplage Inhibé [Inhibited Coupling (IC)] et de leurs applications dans des régimes extrêmes. Parmi ceux-ci on compte (1) la génération de peignes Raman "extrêmement" large ayant une bande spectrale optique de presque six octaves (2) La guidance/génération d'impulsions optiques "extrêmement" courtes avec des durées d'impulsion sub-cycle et "extrêmement" intense avec des intensités dépassant les pettaW/cm<sup>2</sup>, (3) Le confinement de gaz atomique "extrêmement" froid où une chaîne monodimensionnelle de Sr de quelque microKelvin est confinée dans un HC-PCF sans déphasage par collision avec les parois du cœur de la fibre, et (4) émission de radiation UV-DUV en générant et confinant un gaz ionisé "extrêmement" chaud dont la température dépasse 1000C° sans dommage à l'intégrité structurelle de la fibre.

## FIBRE A GRADIENT D'INDICE ADAPTATIVE POUR RÉSEAU LOCAL DOMESTIQUE OPTIQUE MULTIMODE ET MONOMODE HAUT DÉBIT

Abdoulaye Fall<sup>1</sup>, Elodie Le Cren<sup>2</sup>, Kevin Lengle<sup>2</sup>, Catherine Lepers<sup>1</sup>, Yaneck Gottesman<sup>1</sup>, Monique Thual<sup>2</sup>, Laurent Bramerie<sup>2</sup>, Denis Molin<sup>3</sup>, Pierre Sansonetti<sup>3</sup>, Dennis Van Ras<sup>3</sup>, Michel Gadonna<sup>2</sup>, Charles Populaire<sup>4</sup>, Georges Martin<sup>4</sup>, Laurent Valencia<sup>4</sup>, Philippe Guignard<sup>5</sup>, Noella Evanno<sup>5</sup>, Anaïs Madeline<sup>5</sup>, Julien Legrand<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Institut Mines-Telecom/Telecom SudParis, CNRS UMR 5157 SAMOVAR, Evry, France,

<sup>2</sup> Université européenne de Bretagne, CNRS UMR 6082 Foton, Lannion, France

<sup>3</sup> Prysmian Group, Haisnes, France

<sup>4</sup> Radiall, Voreppe, France

<sup>5</sup> Orange Labs, Lannion, France

[monique.thual@univ-rennes1.fr](mailto:monique.thual@univ-rennes1.fr)

### RÉSUMÉ

Nous présentons des travaux théoriques et expérimentaux concernant une fibre optique à gradient d'indice optimisée pour supporter une propagation monomode lors d'une injection à partir d'une fibre monomode aux longueurs d'onde 1310/1550 nm tout en offrant une propagation multimode à 850 nm.

**MOTS-CLEFS :** *réseau domestique optique, fibre à gradient d'indice, propagation monomode et multimode*

### 1. INTRODUCTION

Le déploiement des réseaux d'accès FTTH (Fiber To The Home) qui offrent du très haut débit pour répondre aux nouveaux usages va se traduire par un besoin d'augmentation de débit au niveau du réseau domestique. Outre cette montée en débit, l'hétérogénéité des signaux à transporter (IP, télévision diffusée terrestre et par satellite ainsi que signaux radio) constitue un challenge crucial. La fibre optique silice est la mieux placée pour répondre à cette augmentation des débits pour transporter ces signaux divers sur un réseau domestique unique.

Dans ce contexte, nous avons mis au point une fibre optique qui se comporte comme une fibre multimode lorsqu'on y injecte des sources multimodes à la longueur d'onde de 850 nm et qui assure une propagation monomode lorsque des sources monomodes à 1310 nm ou 1550 nm sont utilisées. Cette proposition offre une solution multimode à faible coût dans un premier temps, tout en permettant de s'adapter à l'évolution vers des systèmes monomodes à plus long terme, d'une part pour supporter l'augmentation des débits et le besoin de plus de flexibilité dans les réseaux locaux domestiques optiques (RLDO) [1] et, d'autre part, pour assurer une continuité avec la technologie monomode utilisée dans le réseau d'accès. Après en avoir décrit le design, nous présenterons les résultats de caractérisations modales, de transmission à 10 Gbits/s avant de tester la compatibilité de la fibre RLDO avec une infrastructure de réseau domestique réalisée en fibre monomode.

### 2. DESIGN ET CARACTÉRISATION DE LA FIBRE

Le choix d'un design de fibre silice simple et bas coût a été fait. Il consiste en un profil de cœur à gradient d'indice latéral et une ouverture numérique optimisés pour minimiser l'excitation des modes d'ordre supérieur [2]. Un diamètre de cœur de 40  $\mu\text{m}$  et une ouverture numérique  $\text{ON}=0,35$  constituent un bon compromis entre les pertes de connexion en propagation multimode à la longueur d'onde de 850 nm et l'adaptation avec le mode fondamental (LP01) en propagation monomode à 1310/1550 nm.

Le comportement monomode de la fibre RLDO a été vérifié par une analyse de la puissance relative des modes d'ordre supérieur en fonction du retard de temps de propagation par rapport au

mode fondamental par la méthode  $S^2$  [4]. Comme le montre la figure 1(a), le mode fondamental est prépondérant dans la fibre RLDO à la longueur d'onde 1550 nm. Le second pic détecté se trouve à -28,3 dB du mode fondamental et ne correspond pas à un mode de propagation, tous les autres pics se situent en dessous de -40 dB. La résolution de la mesure est de 3,9 fs/m.

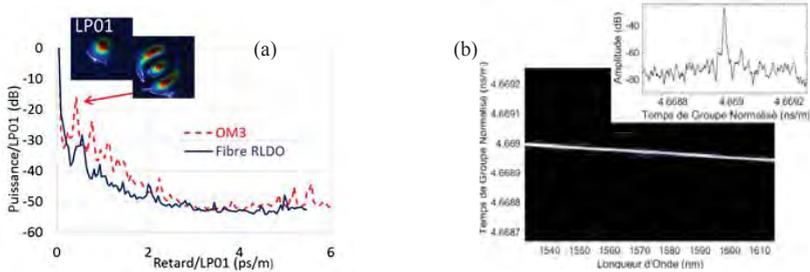


Fig. 1 : (a) Puissance relative des modes en fonction du retard de temps de groupe par rapport au mode fondamental pour la fibre RLDO. (b) Dispersion de temps de groupe dans la bande 1520 nm – 1630 nm (en encart : réflectogramme OFDR à 1565 nm) pour la fibre RLDO

Ce comportement monomodal à 1550 nm a été confirmé par une mesure de réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (OFDR) [5]. Une méthode d'Analyse Temps-Fréquence a été développée pour exploiter les données OFDR afin d'obtenir la courbe de dispersion du temps de groupe en fonction de la longueur d'onde dans la bande 1520 nm – 1630 nm avec une résolution temporelle d'environ 2,3 fs/m. Pour cette mesure, la fibre RLDO (d'une longueur de 100 m) est excitée à travers une fibre monomode standard (SMF). De ce fait, seules les courbes de dispersion des modes excités par le mode fondamental d'une SMF dans la fibre RLDO seront obtenues. La figure 1(b) représente les résultats de la mesure. Une seule raie est observée sur quasiment toute la bande analysée, ce qui tend à confirmer l'hypothèse d'une propagation en régime monomode de la fibre RLDO comme précédemment vérifié avec la méthode  $S^2$ . Une raie supplémentaire, avec 30 dB de taux d'extinction par rapport à la fondamentale (voir réflectogramme en encart de la figure 1(b)) peut être obtenue sur une partie de la plage de longueur d'onde et des investigations supplémentaires seront menées pour vérifier s'il s'agit de l'apparition d'un mode de propagation ou non, de façon similaire au travail effectué avec la méthode  $S^2$ .

L'atténuation linéique mesurée pour la fibre RLDO est de 1,9 dB/km à 850 nm et 0,38 et 0,23 dB/km aux longueurs d'onde de 1310 et 1550 nm.

### 3. MESURE SYSTEME ET EN INFRASTRUCTURE DE RÉSEAU DOMESTIQUE

La qualité de la transmission a été préalablement évaluée dans la fibre RLDO de 100 m de longueur à partir de mesures de taux d'erreurs binaires (TEB) à 1550 nm avec un format Non-Retour à Zéro On Off Keying (NRZ-OOK) à 10 Gbits/s. Nous avons montré [2] que la transmission se fait sans pénalité ( $< 0,1$  dB pour un  $TER = 10^{-12}$ ) par rapport à la référence sans liaison optique (Back to back). Lorsqu'on ajoute des contraintes de courbure (20 tours avec un rayon de courbure de 10 mm), on n'observe aucun impact significatif sur la performance de transmission pour la fibre RLDO ( $< 0,1$  dB pour un  $TER = 10^{-12}$ ). La pénalité est de 0,5 dB pour la fibre multimode OM3 de type BendBright (fibre insensible aux courbures) de Draka. En utilisant un VCSEL à 850 nm en modulation NRZ à 10 Gbits/s pour les caractérisations en régime de propagation multimode, la fibre RLDO offre une bonne qualité de transmission et une insensibilité aux courbures avec une faible pénalité de 2,25 dB pour TEB de  $10^{-9}$  par rapport à l'OM3 démontrant ainsi sa capacité à transmettre de l'information à très haut débit dans des régimes de propagation multimode et monomode.

Nous avons également testé la compatibilité de la fibre RLDO avec une infrastructure de réseau domestique plus long terme basée sur la technologie monomode. Centrée sur un coupleur

étoile passif 16x16, cette solution utilise largement le multiplexage en longueur d'onde [1]. Conformément au schéma simplifié de la figure 2, nous avons remplacé des liens en fibre monomode (SMF) par de la fibre RLDO (en rouge sur la figure) fonctionnant en régime monomode aux longueurs d'onde de la grille CWDM mises en œuvre (1491 et 1591 nm). On concatène ainsi des tronçons de fibres monomode et RLDO. Le test a été mené pour des signaux 1GEth et 10 GEth, et la puissance optique mesurée en différents points (figure 4) : avant et après coupleur, avant filtre Add & Drop et en réception, avec éventuellement introduction d'une atténuation supplémentaire. Pour comparaison, la même démarche a été réalisée avec de la fibre multimode standard OM3. Le tableau 1 regroupe les principaux résultats obtenus. Le remplacement de tronçons monomode par la fibre RLDO sans dégradation notable : les services fonctionnent toujours avec une bonne marge, l'écart avec la monomode n'étant pas si important, et quasiment compensé par une injection plus favorable à l'émission. Si on pouvait espérer un tel comportement pour la fibre RLDO, conçue dans ce but, on note que le comportement de la fibre OM3 reste également très bon, et semble démontrer que la qualité de fabrication actuelle de cette fibre fait que le brassage de modes se fait peu, la lumière restant bien confinée.

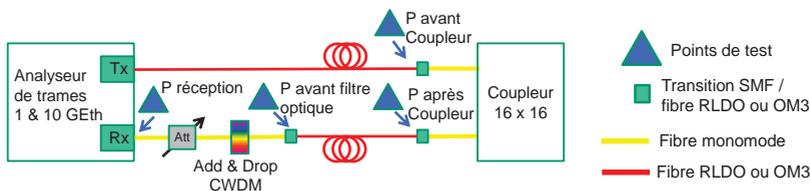


Fig. 2 : Synoptique d'une liaison dans l'architecture en étoile passive CWDM

Service	ETHERNET 1 Gigabit/s					ETHERNET 10 Gigabit/s					
	#Fibre	P avant coupleur	P après coupleur	P avant filtre	P reçue (sans atténuation)	P reçue service KO (avec atténuation)	P avant coupleur	P après coupleur	P avant filtre	P reçue (sans atténuateur)	P reçue service KO (avec atténuateur)
SMF		-0,4	-15,8	-16,1	-18,5	-36,7	-1,86	-14	-14,5	-17,5	-30,8
OM3		2,7	-13,7	-14,3	-18,6	-36,3	1,3	-14,6	-14,8	-17,4	-30,5
Fibre RLDO		2,4	-14,3	-14,4	-16,9	-36	1,2	-13,4	-14,2	-16,5	-30,6

Tableau 1 : Puissances mesurées (dBm) sur l'architecture en étoile passive

## CONCLUSION

Nous avons présenté le design et la caractérisation modale d'une fibre à gradient d'indice adaptée aussi bien aux transmissions en régime monomode que multimode sans erreur à 10 Gbits/s sur 100 m de fibre pour réseau domestique optique à très haut débit. La transmission sur une infrastructure monomode avec des tronçons concaténés de fibres monomode et RLDO a été validée.

## MERCIEMENTS

Ce travail est financé par le projet FUI12 RLDO.

## RÉFÉRENCES

- [1] Ph. Guignard et al., "Multiformat Home Networks using silica fibers", ECOC 2012, Mo1G5.
- [2] A. Fall et al., "Versatile Graded-Index Multi-Mode Fiber for High Capacity Single- and Multi-Mode Optical Home Network", ECOC 2014, Th1.4.6.
- [3] D. M. Nguyen et al., "Modal Decomposition Technique for Multi-mode Fibers," Applied Optics, Vol. 51 Issue 4, pp.450-456 (2012).
- [4] B. J. Soller et al., "High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies," Optics Express 13(2), 2005.

## RESEAU TEMPOREL DISPERSIF DANS UNE FIBRE OPTIQUE

Christophe Finot<sup>1</sup> et Hervé Rigneault<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Interdisciplinaire Carnot Bourgogne, UMR 6303, 2178 Dijon, France

<sup>2</sup> Aix-Marseille Université, CNRS, Ecole Centrale de Marseille, Institut Fresnel, UMR 6133, 13397 Marseille Cedex 20, France

[christophe.finot@u-bourgogne.fr](mailto:christophe.finot@u-bourgogne.fr)

### RÉSUMÉ

Nous exploitons l'analogie entre les domaines temporels et spectraux pour démontrer la génération de l'équivalent temporel d'un réseau de diffraction. En combinant une modulation de phase périodique et une propagation dispersive, nous observons en effet l'émergence de répliques temporelles de l'impulsion initiale correspondant aux ordres +1 et -1 d'un réseau de diffraction traditionnel.

**MOTS-CLEFS :** *analogie propagation temporelle/spatiale, diffraction et dispersion, fibre optique.*

### 1. INTRODUCTION

Les analogies qui peuvent être dressées entre les propagations dans les domaines temporels et spatiaux se sont révélées extrêmement fructueuses [1; 2]. Ainsi, l'évolution temporelle d'une impulsion gaussienne dans une fibre dispersive se rapproche formellement de la diffraction en champ lointain d'un faisceau gaussien. En exploitant cette analogie dans des fibres optiques, le concept de lentille temporelle a été suggéré [3] et l'existence d'un saut de phase spectral caractéristique similaire à la phase de Gouy a été expérimentalement démontrée [4].

Nous étendons ici cette analogie en proposant l'équivalent d'un réseau de diffraction. Après avoir rappelé les fondements de cette analogie, nous présentons le montage expérimental que nous avons mis en œuvre pour observer dans le domaine temporel les ordres +1 et -1 de diffraction. Les résultats obtenus confirment toute la pertinence de cette analogie.

### 2. PRINCIPE DE L'ANALOGIE TEMPOREL - SPATIAL

La diffraction à une seule dimension transverse en champ lointain peut s'exprimer dans le formalisme introduit par Fraunhofer où la propagation spatiale s'applique dans le domaine fréquentiel par un terme de phase parabolique. Un parallèle est alors réalisable avec l'action de la dispersion sur une impulsion se propageant dans une fibre optique où une phase spectrale parabolique se développe.

Ainsi, tirant profit de cette analogie développée sur la figure 1, l'équivalent d'une lentille traditionnelle revient à imposer une phase temporelle parabolique. Dans ce contexte, un réseau de diffraction en transmission basé sur une modulation périodique sinusoïdale transverse de la phase pourra alors naturellement être mimé par une modulation périodique temporelle de la phase optique d'une impulsion. La dispersion permettra ensuite aux différents ordres de diffraction temporelle de se séparer.

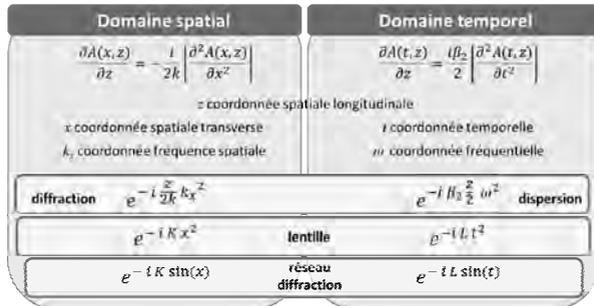


Fig. 1 : Principe de l'analogie entre les domaines temporels et spatiaux

### 3. MONTAGE EXPERIMENTAL

Pour confirmer ce que laisse penser cette analogie, nous avons mis en œuvre le montage expérimental représenté figure 2 qui bénéficie d'éléments disponibles commercialement aux longueurs d'onde des télécommunications optiques. À partir d'un signal continu, nous découpons des impulsions longues (250 ps, typiques d'un signal télécom cadencé à 6 GHz) séparées de 5.33 ns. Ce signal est ensuite modulé en phase de manière sinusoïdale à une fréquence de 24 GHz. Cette étape tient le rôle du réseau en transmission. Pour émuler l'action de la diffraction, le signal ainsi formé va se propager sur une grande distance de fibre à compensation de la dispersion (plus de 30 km de fibres à forte dispersion normale avec à mi-chemin une réamplification optique du signal pour compenser les pertes de propagation). Cela permet d'accumuler jusqu'à 3670 ps/nm de dispersion. Les détails du signal après propagation sont enregistrés dans le domaine temporel grâce à une photodiode à grande passante (70 GHz) couplée à un oscilloscope à temps réel d'une bande passante excédent 50 GHz. Le profil spectral est lui enregistré sur un analyseur de spectre optique haute résolution (APEX).

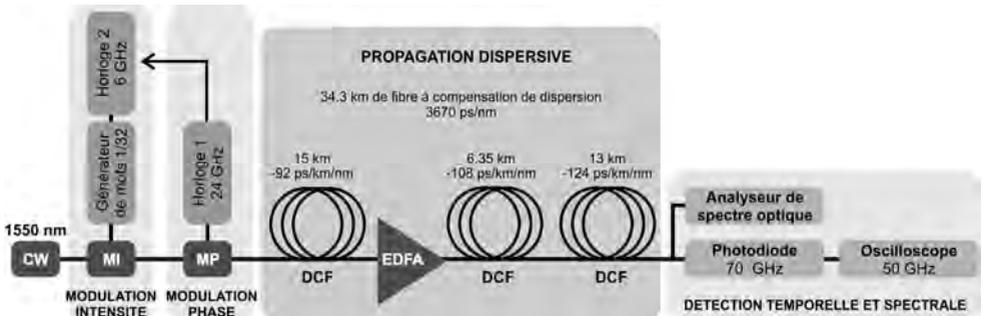


Fig. 2 : Dispositif expérimental mis en œuvre

### 4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats expérimentaux sont résumés figure 3. Nous constatons qu'après application de la modulation de phase optique, le spectre de l'impulsion présente désormais deux répliques

symétriques décalées de 24 GHz de part et d'autre du spectre initial (figure 3(a)). L'accumulation d'une dispersion importante permet ensuite de séparer temporellement ces répliques de plus de 700 ps (figure 3(b)) : l'impulsion initiale s'est diffractée temporellement en donnant naissance à deux répliques (ordre 1 et -1) situées symétriquement de part et d'autre de la partie non-diffractée. La fonction optique recherchée est donc bien démontrée.

Nous avons complété cette étude en évaluant expérimentalement l'impact de la fréquence de modulation de la phase temporelle (figure 3(c)). En variant cette fréquence entre 14 et 40 GHz, nous vérifions qu'une relation de proportionnalité existe entre la fréquence de modulation et la séparation des structures temporelles attribuées aux ordres  $+1$  et  $-1$ . Ceci est totalement en accord avec les relations connues entre la fréquence spatiale d'un réseau de diffraction et l'écart spatial entre les différents ordres de diffraction.

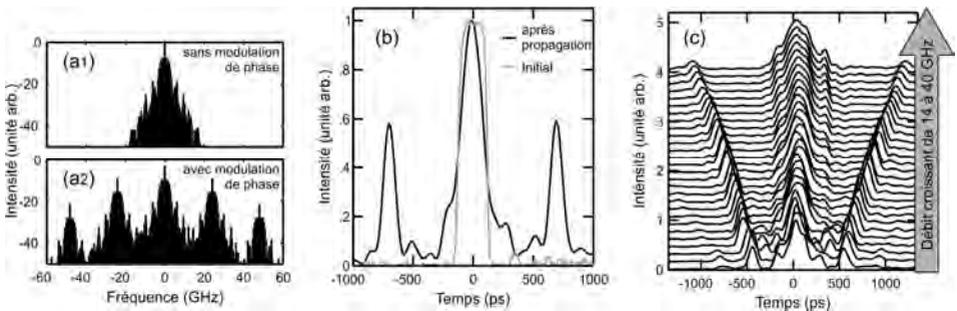


Fig. 3 : Résultats expérimentaux. (a) Comparaison du profil spectral enregistré avant et après modulation de phase (panneaux a1 et a2 respectivement). (b) Comparaison du profil temporel d'intensité avant et après propagation dans les fibres dispersives (courbes grises et noires respectivement). (c) Évolution du profil d'intensité temporel en fonction de la fréquence de modulation de la phase. Les résultats des figures (b) et (c) ont été corrigés par l'élimination numérique d'une interférence parasite avec un fond continu résiduel.

## CONCLUSION

Nous avons démontré à partir d'une modulation périodique de la phase temporelle d'une impulsion suivie d'une propagation dispersive, qu'il était possible de générer un équivalent temporel à un réseau de diffraction en transmission. Des répliques temporelles correspondant aux ordres  $+1$  et  $-1$  d'un réseau dispersif sont ainsi clairement observées.

## RÉFÉRENCES

- [1] J. van Howe, and C. Xu, Ultrafast optical signal processing based upon space-time dualities. *J. Lightw. Technol.* 24 (2006) 2649-2662.
- [2] B.H. Kolner, Space-time duality and the theory of temporal imaging. *IEEE J. Quantum Electron.* 30 (1994) 1951-1963.
- [3] B.H. Kolner, and M. Nazarathy, Temporal imaging with a time lens. *Opt. Lett.* 14 (1989) 630-632.
- [4] E.R. Andresen, C. Finot, D. Oron, and H. Rigneault, Spectral Analog of the Gouy Phase Shift. *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013) 143902.

## NOUVELLE GEOMETRIE DE FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTUREES A BASE DE VERRE DE CHALCOGENURE, LES FIBRES TOUT-SOLIDE

Céline Caillaud<sup>1</sup>, Gilles Renversez<sup>2</sup>, Laurent Brilland<sup>3</sup>, David Mechin<sup>3</sup>, Jean-Luc Adam<sup>1</sup>, Johann Troles<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Equipe Verres et Céramiques, UMR-CNRS 6226, Institut des Sciences Chimiques de Rennes, Université de Rennes 1, 35042 Rennes Cedex, France,*

<sup>2</sup> *Aix-Marseille Université, CNRS, Ecole Centrale Marseille, Institut Fresnel, UMR 7249, 13013 Marseille, France,*

<sup>3</sup> *Perfos R&D, Platform of photonics Bretagne, Lannion, France*

[celine.caillaud@univ-rennes1.fr](mailto:celine.caillaud@univ-rennes1.fr)

### RÉSUMÉ

Une façon originale d'obtenir des fibres avec un comportement monomode et une dispersion chromatique spécifique est de considérer les fibres optiques microstructurées (FOMs). Ces fibres présentent des propriétés optiques uniques grâce à la grande liberté dans la conception de leur structure géométrique. Dans cette étude, la première FOM tout-solide en verre de chalcogénure présentant une transmission en bande interdite photonique a été réalisée et caractérisée optiquement. Ces fibres sont constituées d'une matrice d'As<sub>38</sub>Se<sub>62</sub>, comprenant des inclusions de verre Te<sub>20</sub>As<sub>30</sub>Se<sub>50</sub> qui représentent un indice de réfraction élevé (n=2,9). Dans ces fibres, plusieurs bandes de transmission en fonction de la géométrie sont observées dans l'infrarouge moyen. Pour la première fois, un guidage monomode par effet bandgap photonique dans une FOM de chalcogénure a été observé à 3,39 μm, 9,3 μm et 10,6 μm. En outre, les simulations numériques basées sur les propriétés opto-géométriques de ces fibres s'accordent avec les caractérisations expérimentales.

**MOTS-CLEFS :** *verre de chalcogénure, fibres optiques microstructurées (MOFs), fibres infrarouge, fibres à bandes interdites photoniques.*

### 1. INTRODUCTION

Les fibres optiques microstructurées (MOFs) à bande interdite aussi appelées fibres à cristal photonique (FCPs) sont souvent vues comme le paradigme des MOFs. La capacité à guider la lumière dans un cœur d'indice faible, entouré par une microstructure d'indice plus élevé présentant une propagation interdite de type bandgap est sans aucun doute l'une des propriétés les plus intrigantes des MOFs [1]. De nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont déjà été dédiés aux FCPs. Néanmoins, très peu d'entre eux traitent avec des verres de haut indice tels que les verres de chalcogénure, ceci étant dû à la difficulté de synthétiser ce type de matériaux vitreux. En ce qui concerne le guidage par bande interdite dans les MOFs en verre de chalcogénure, des travaux théoriques ont déjà été publiés mais les réalisations expérimentales associées n'ont pas montré de guidage dans le cœur (creux) des fibres. Nous avons choisi une autre voie pour atteindre le guidage par bande interdite dans des MOFs de chalcogénure : une MOF tout-solide. La première fibre en chalcogénure tout-solide a été obtenue en remplaçant les inclusions d'air (de bas indice) par des inclusions de verre As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> d'indice 2,4 dans une matrice de verre As<sub>38</sub>Se<sub>62</sub> d'indice 2,8 [2]. Pour obtenir un guidage par bande interdite dans une MOF tout-solide en chalcogénure, il faut considérer des inclusions d'indice élevé, noyées dans une matrice à faible indice. Une telle configuration est également connue sous l'acronyme ARROW pour Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide.

## 2. FABRICATION DES FIBRES MICROSTRUCTUREES

La fibre microstructurée  $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}/\text{Te}_{20}\text{As}_{30}\text{Se}_{50}$  a été obtenue en utilisant un processus en trois étapes. Tout d'abord, une préforme microstructurée d' $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}$  ( $n_{@4\mu\text{m}} = 2,7719$ ) a été élaborée par la technique du moulage, comme décrit dans [3]. Le moule contient des capillaires de silice enfilés dans des guides hexagonaux en silice, le tout étant introduit dans une ampoule de silice. Un barreau de verre d' $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}$  est placé dans la partie supérieure de ce moule et est ensuite chauffé pour devenir presque liquide. Celui-ci doit être suffisamment mou pour s'écouler vers le bas du moule de silice. Une fois que le verre coule au fond du moule, le tube est trempé dans l'air et recuit à  $T_g$ . Enfin, les capillaires de silice incorporés dans la préforme sont éliminés par immersion de la préforme dans de l'acide fluorhydrique. Le diamètre extérieur de la préforme est de 20 mm et le diamètre des trous est d'environ 500  $\mu\text{m}$ . Ensuite, un barreau de verre  $\text{Te}_{20}\text{As}_{30}\text{Se}_{50}$  ( $n_{@4\mu\text{m}} = 2,9245$ ) avec un diamètre extérieur de 12 mm a été fibré pour obtenir des baguettes de 470  $\mu\text{m}$  de diamètre. La préforme hybride est ensuite obtenue par l'insertion de baguettes Te-As-Se dans les 36 trous de la préforme moulée d'As-Se. Enfin, la préforme composite a été étirée en trois fibres avec des diamètres extérieurs différents (230, 200 et 165  $\mu\text{m}$ ) afin d'obtenir au final, différentes géométries et différentes propriétés de propagation. La *Figure 1* montre un exemple de la géométrie obtenue pour une fibre.

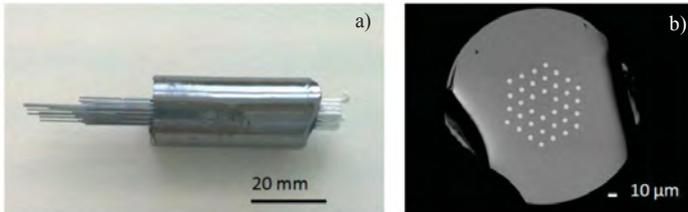


Fig. 1 : (a) Préforme hybride  $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}/\text{Te}_{20}\text{As}_{30}\text{Se}_{50}$ , (b) image MEB de la section d'une fibre.

## 3. RESULTATS

Les transmissions optiques des fibres ont été mesurées à l'aide d'un dispositif qui utilise un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR), couplé à un détecteur Hg-Cd-Te refroidi à l'azote liquide. La lumière du corps noir du FTIR a été injectée dans une fibre de 40 cm de long. La *Figure 2*. (a) montre les bandes de transmission des trois fibres enregistrées après avoir enlevé la contribution des modes de gaine grâce à un alliage Ga-Sn. Il est à noter que les courbes de transmission sont données en unités arbitraires, par conséquent l'intensité de transmission des bandes ne peut être comparée. Cependant, une information fiable peut être obtenue par l'examen de la position de bandes de transmission. Une propagation de la lumière dans le cœur de la fibre a été démontrée par l'observation en champ proche d'un faisceau monochromatique à 3,39  $\mu\text{m}$  à partir d'un laser He-Ne, dans une fibre de diamètre extérieur 230  $\mu\text{m}$ . En raison d'une faible puissance du laser et de pertes optiques significatives du cœur de la fibre, les mesures en champ proche ont été réalisées avec une fibre de 4 cm de long. En effet, les pertes optiques expérimentales du cœur ont été estimées entre 20-50 dB/m. Cependant, un profil gaussien est observé pour le mode localisé dans le cœur de la fibre, le guidage obtenu semble être monomode, ce qui est en accord avec la théorie. Dans une deuxième étape, des mesures en champ proche ont été réalisées sur la même fibre en utilisant un laser  $\text{CO}_2$  accordable. La propagation dans le cœur de la fibre a été également mise en évidence à 9,3  $\mu\text{m}$  et 10,6  $\mu\text{m}$ .

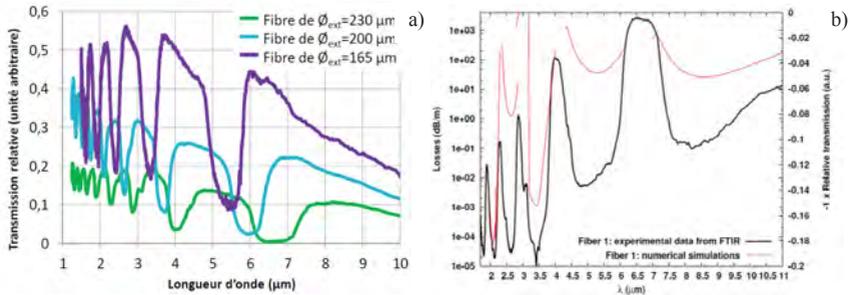


Fig. 2 : (a) Transmission IR des bandes des trois fibres de diamètres différents, (b) pertes de guidage calculées (sans tenir compte des pertes matériaux).

Les bandes théoriques de guidage des fibres microstructurées fabriquées ont été obtenues en utilisant la méthode multipolaire [4]. Dans les simulations, les paramètres géométriques de la fibre et les propriétés de dispersion des matériaux sont pris en compte. Comme on peut le voir sur la Figure 2 (b), les résultats calculés, à la fois pour les faibles pertes et les régions de fortes pertes, s'accordent bien avec les données expérimentales. Le comportement non-monotone des minima des pertes en fonction de l'ordre de la bande interdite est une propriété connue du guidage ARROW dans les MOFs. La comparaison des résultats pour des fibres de différents diamètres (165, 200, 230 μm) montrent que, comme prévu, pour un rapport  $d/\Lambda$  fixe, les longueurs d'onde des bandes de transmission se décalent presque linéairement avec le pas ( $\Lambda$ ). Cela confirme que le mécanisme de guidage se produisant dans les fibres fabriquées est vraisemblablement de type ARROW.

## CONCLUSION

Une préforme hybride composée d'une matrice vitreuse As-Se comprenant des inclusions de haut indice de verre TAS a été élaborée. Trois fibres microstructurées avec trois diamètres extérieurs différents ont été obtenues. Les transmissions optiques de ces fibres ont été mesurées de 1,85 μm jusqu'à 11 μm. Plusieurs bandes de transmission ont été mises en évidence, notamment dans le moyen IR, comme étant la signature typique d'un comportement de type bande interdite photonique. La position de ces bandes varie en fonction de la géométrie de la fibre comme prévu par les calculs théoriques. Le guidage de la lumière dans le cœur de la fibre a été observé à 3,39 μm, 9,3 μm et 10,6 μm. Des simulations numériques tenant compte de la géométrie et des propriétés matériaux de ces fibres ont permis de confirmer l'existence et la position de bandes interdites mais également un guidage dans le cœur aux longueurs d'onde utilisées pour les mesures. L'étape suivante consisterait à réduire les pertes globales des FOMs fabriquées en améliorant les techniques de fibrage.

## RÉFÉRENCES

1. Smith, C.M., et al., *Low-loss hollow-core silica/air photonic bandgap fibre*. Nature, 2003. **424**(6949): p. 657-659.
2. Toupin, P., et al., *All-solid all-chalcogenide microstructured optical fiber*. Optics Express, 2013. **21**(12): p. 14643-14648.
3. Coulombier, Q., et al., *Casting method for producing low-loss chalcogenide microstructured optical fibers*. Optics Express, 2010. **18**(9): p. 9107-9112.
4. White, T.P., et al., *Multipole method for microstructured optical fibers. I. Formulation*. Journal of the Optical Society of America B, 2002. **19**(10): p. 2322-2330.

## AIRE EFFECTIVE SUPERIEURE A $2800 \mu\text{m}^2$ DANS UNE FIBRE A BANDE INTERDITE PHOTONIQUE MONOMODE

Jean-Paul Yehouessi, Géraud Bouwmans, Olivier Vanvincq, Andy Cassez, Yves Quiquempois, Laurent Bigot

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

[jean-paul.yehouessi@univ-lille1.fr](mailto:jean-paul.yehouessi@univ-lille1.fr)

### RÉSUMÉ

Ce travail porte sur la conception et la réalisation de fibres micro-structurées à bande interdite photonique toutes solides monomodes et à très grande aire effective pour application autour de  $1 \mu\text{m}$ . La géométrie de fibre proposée est adaptable en taille de cœur afin de disposer de diamètres de mode allant de  $48 \mu\text{m}$  à  $60 \mu\text{m}$  pour des fibres monomodes en pratique sur une courte longueur.

**MOTS-CLEFS :** *fibre de Bragg, fibre à bande interdite photonique, fibre à très grande aire effective.*

### 1. INTRODUCTION

Les lasers à fibre n'ont cessé de voir leur puissance émise croître au cours de ces dernières années, au point de constituer de véritables alternatives aux lasers traditionnels de forte puissance que sont les lasers à gaz  $\text{CO}_2$  et les lasers tout solides Nd:YAG. Afin de repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires, qui sont un des handicaps à la poursuite de cette montée en puissance, de nouvelles géométries de fibres ont vu le jour [1]. Les fibres de Bragg figurent au nombre de ces nouvelles structures. Ces fibres ont leur gaine constituée d'une alternance d'anneaux concentriques de haut et bas indice. Leur cœur, quant à lui, possède un indice de réfraction inférieur ou égal à l'indice des anneaux de bas indice. Un intérêt de ces fibres, lorsqu'elles sont toutes solides, réside dans le fait qu'elles sont faciles à souder étant donné qu'elles ne possèdent pas de trous d'air. Les autres atouts sont le dopage possible du cœur aux ions de terre-rare ou encore le filtrage spectral permis par le mécanisme de guidage. Enfin, les fibres de Bragg, contrairement aux fibres à bandes interdites photoniques (BIP) à deux dimensions permettent, grâce à un contrôle précis de l'épaisseur des anneaux de bas indice, d'altérer la propagation des modes d'ordre supérieur via l'application de conditions dites « demi-onde », ce qui facilite l'obtention d'une fibre monomode en pratique [2].

Les précédents travaux de notre équipe ont porté sur la conception d'une fibre de Bragg ne subissant pas les remontées de pertes observables dans la bande de transmission. Ceci a été obtenu grâce à une réduction du nombre de modes guidés dans les anneaux de haut indice réalisée via une pixellisation de ces anneaux [3]. En pratique, cette pixellisation correspond à une discrétion de ces anneaux par des plots de haut indice. Sur la base de ce concept et en introduisant le principe d'hétéro-structuration, la réalisation d'une fibre à grande aire effective et monomode a été obtenue avec un diamètre de mode de  $40 \mu\text{m}$  [4]. Cette hétéro-structuration est faite en supprimant quelques plots constituant la couronne de haut indice dans le but d'accentuer les fuites des modes d'ordre supérieur. Nos présents travaux sont une extension de ces principes de pixellisation et d'hétéro-structuration à des diamètres de modes très grands tout en veillant à simplifier la géométrie des structures proposées afin de faciliter la fabrication.

## 2. CONCEPTION

Dans le but de poursuivre l'augmentation de l'aire effective, l'outil COMSOL Multiphysics, reposant sur la méthode des éléments finis, est utilisé pour concevoir une fibre de Bragg ayant un diamètre de mode supérieur à  $45 \mu\text{m}$ . Les inclusions de haut indice ont ici un profil parabolique présentant une différence d'indice maximale par rapport à la silice de  $+30.10^{-3}$ . Le diamètre normalisé au pas des plots de haut indice est fixé à 0,5 afin de maximiser les pertes des modes d'ordre supérieur. Le diamètre des plots de haut indice est fixé à  $7,6 \mu\text{m}$  pour centrer la 3<sup>ème</sup> BIP autour de 1050 nm. Dans un premier temps, une étude paramétrique est menée pour différentes symétries d'hétéro-structuration de la première couronne. L'hétéro-structuration retenue (Fig. 1(a)) est celle qui octroie le plus grand différentiel de pertes entre le mode fondamental ( $LP_{01}$ ) et les modes d'ordre supérieur (HOM). Dans le cas présent, ce différentiel atteint un ordre de grandeur.

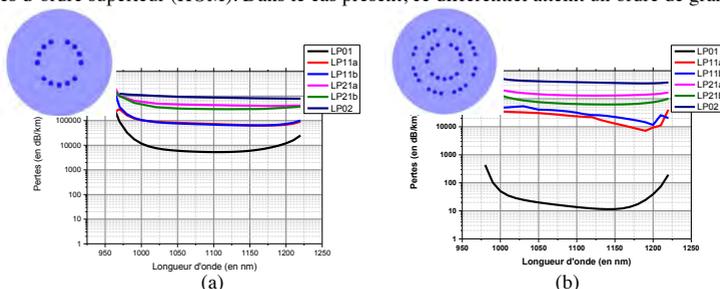


Fig. 1 : (a) Encart : fibre de Bragg à une seule couronne hétéro-structurée. Courbes : résultats numériques des pertes par confinement des quatre premiers modes en considérant leur dégénérescence spatiale. (b) Mêmes figures que précédemment dans le cas d'une fibre de Bragg à deux couronnes hétéro-structurées

Les pertes du mode fondamental étant beaucoup trop élevées pour la structure à couronne unique, une seconde couronne de haut indice est ajoutée. Ceci implique aussi l'apparition d'une couronne de bas indice dont l'épaisseur est ajustée de façon à augmenter les pertes du premier mode d'ordre supérieur ( $LP_{11}$ ) via l'application d'une condition demi-onde [2]. Dans ce cas l'épaisseur de l'anneau de bas indice est égale à  $33,75 \mu\text{m}$ . Dans le but de favoriser davantage le comportement monomode, une hétéro-structuration de la seconde couronne de haut indice est réalisée (Fig. 1(b)) suivant une symétrie proche de  $\pi/4$ . Cette géométrie est choisie car elle maximise le différentiel de pertes entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur (qui atteint près de trois ordres de grandeur) tout en assurant un niveau de pertes acceptable (inférieur à 0,1 dB/m) pour le mode fondamental.

## 3. REALISATION ET CARACTERISATION

La fibre ainsi conçue est réalisée au moyen de la méthode d'assemblage-étirage. Plusieurs tailles de cœur de fibre ( $62.1 \mu\text{m}$ ,  $72.8 \mu\text{m}$  et  $86 \mu\text{m}$ ) sont réalisées à partir du même assemblage, ces tailles de cœur étant déterminées de manière à définir la longueur d'onde 1050 nm comme longueur d'onde centrale de différentes bandes interdites photoniques (respectivement 3<sup>ème</sup>, 4<sup>ème</sup> et 5<sup>ème</sup> BIP). Une courbe de transmission dans le cas d'un diamètre de cœur égale à  $62.1 \mu\text{m}$  (3<sup>ème</sup> BIP) montre l'existence des différentes fenêtres de transmission (Fig. 2). Une vérification du caractère monomode de la fibre est alors effectuée. Pour chaque fibre réalisée, le faisceau d'une source supercontinuum est injecté de manière décentrée dans le cœur d'un tronçon de longueur réduite (140 cm) et maintenu le plus droit possible afin de juger du comportement monomode dans des conditions défavorables (Fig. 3). La répartition modale en sortie est analysée grâce à une caméra InGaAs. Il s'en suit que pour les trois fibres testées la présence de modes d'ordre supérieur n'est pas

observée même dans le cas d'un décalage transverse du faisceau d'excitation allant jusqu'à 66 % du rayon de cœur, soit 20  $\mu\text{m}$ , 25  $\mu\text{m}$  et 30  $\mu\text{m}$  pour les trois fibres testées.

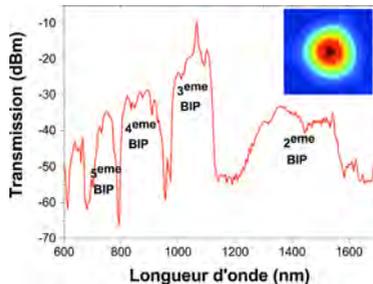


Fig. 2 : Courbe de transmission de la fibre pour un rayon de cœur de 62,1  $\mu\text{m}$  (3<sup>ème</sup> BIP) avec en encart une image du mode à 1050 nm.

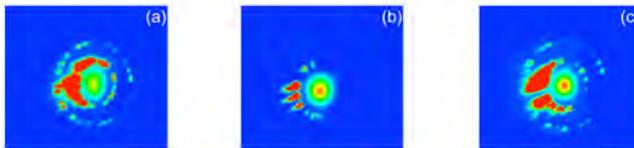


Fig. 3 : Photos de modes à la longueur d'onde 1050 nm lorsque l'injection est décalée transversalement d'une distance équivalente à 66 % du rayon de cœur. Les images sont reportées pour la fibre guidant dans la 3<sup>ème</sup> BIP (a), 4<sup>ème</sup> BIP (b) et 5<sup>ème</sup> BIP (c).

La mesure du diamètre de mode à la longueur d'onde 1050 nm conduit à une valeur de 60  $\mu\text{m}$ , 54  $\mu\text{m}$  et 47  $\mu\text{m}$  pour un diamètre de cœur respectivement 86  $\mu\text{m}$ , 72,8  $\mu\text{m}$  et 62,1  $\mu\text{m}$  (correspondant à la 5<sup>ème</sup>, 4<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> BIP). Dans le cas de la fibre guidant dans la 3<sup>ème</sup> BIP, une transmission reste autorisée lors de l'application d'un rayon de courbure égal à 31,5 cm.

### CONCLUSION

Une géométrie simplifiée de fibre de Bragg pixélisée et hétéro-structurée toute solide a été conçue et réalisée. Il a été démontré que cette fibre est monomode même sur des courts tronçons maintenus droits. Le diamètre de mode est ajustable en centrant la longueur d'utilisation sur la bande de transmission de son choix. Un diamètre de mode 60  $\mu\text{m}$  à la longueur d'onde de 1050 nm a été obtenu en positionnant cette longueur d'onde dans la 5<sup>ème</sup> bande interdite photonique : le diamètre de cœur vaut alors 86  $\mu\text{m}$ . Il s'agit là du plus grand diamètre de mode jamais atteint expérimentalement pour une fibre BIP toute solide monomode en pratique. Ces travaux démontrent toutes les potentialités offertes par les fibres à bandes interdites photoniques toutes solides en matière de fibre à très grands diamètres de modes. Des versions actives de ces structures sont maintenant à l'étude. Ces travaux ont été financés par le Labex CEMPI et l'Equipex FLUX.

### RÉFÉRENCES

- [1] D. Richardson « High power fibers lasers: current status and future perspectives » JOSAB, vol 27, 2010.
- [2] S. Gosh et al « Design of a Bragg fiber with large mode area for mid-infrared application » Optics Express, vol 19, 2011.
- [3] A. Baz et al. « Pixelated high-index ring Bragg fibers » Optics Express, vol 20, 2012.
- [4] JP. Yehouessi et al « Design and realization of flexible very large mode area pixelated Bragg fibers » Optics Letters, vol 40, 2014.

## FIBRES MICROSTRUCTURÉES A MODE FONDAMENTAL APLATI ET A MAINTIEN DE POLARISATION

**F. Scol<sup>1,2</sup>, P. Gouriou<sup>1,2</sup>, P. Calvet<sup>1,2</sup>, A. Perrin<sup>2</sup>, B. Sévigny<sup>1</sup>, C. Valentin<sup>1</sup>, Y. Quiquempois<sup>1</sup>, L. Bigot<sup>1</sup>, A. Cassez<sup>1</sup>, M. Douay<sup>1</sup>, E. Hugonnot<sup>2</sup>, G. Bouwmans<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, UMR 8523, Institut de Recherche sur les Composants logiciels et matériels pour l'Information et la Communication Avancée, USR CNRS 3380, 50 Avenue Halley, F59658 Villeneuve d'Ascq Cedex, France*

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

[florent.scol@cea.fr](mailto:florent.scol@cea.fr)

### RÉSUMÉ

Nous présentons la fabrication et la caractérisation de fibres microstructurées présentant un mode fondamental de profil d'intensité aplati et, pour la première fois, à maintien de polarisation. L'aplatissement du mode fondamental autour de 1  $\mu\text{m}$  est obtenu en ajoutant un anneau de silice dopée au Germanium à la périphérie du cœur. La biréfringence, quant à elle, est induite par des barreaux de silice dopée au bore insérés dans la gaine microstructurée. Deux structures de gaine, une air-silice et une toute solide, ont été réalisées délivrant toutes deux un profil d'intensité aplati et possédant un comportement monomode et une biréfringence allant jusqu'à  $1,4 \cdot 10^{-4}$ .

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

### 1. INTRODUCTION

Leur compacité, leur robustesse, leur stabilité ainsi que leur versatilité sont autant d'arguments qui expliquent la place de plus en plus importante qu'occupent les systèmes fibrés dans les laboratoires de recherche et l'industrie. La grande cohérence spatiale de ces systèmes, assurée par l'utilisation de fibres monomodes, participe également à ce succès. Aujourd'hui le faisceau délivré par ce type de fibre présente généralement un profil d'intensité de type Gaussien. Si bons nombres d'applications se satisfont de ce type de profil, certaines pourraient tirer avantage de fibres monomodes capables de délivrer un faisceau possédant un profil d'intensité aplati. Dès 1999, des propositions théoriques de design de fibres permettant d'obtenir un mode fondamental aplati furent présentées [1] mais ce n'est finalement que très récemment que les difficultés de fabrication ont été dépassées et que nous avons pu réaliser la première fibre monomode à profil spatial aplati [2] et intégrer celle-ci dans un système laser énergétique [3]. Toutefois, cette fibre ne permettait aucun contrôle de la polarisation de la lumière, critère pourtant critique pour de nombreuses applications. Nous reportons donc ici une nouvelle avancée significative avec la fabrication et la caractérisation pour la première fois de fibres biréfringentes délivrant un mode fondamental aplati. Deux versions, une possédant une gaine air-silice et une autre toute solide, seront présentées.

### 2. FABRICATION ET PARAMETRES OPTO-GEOMETRIQUES DE LA FIBRE

La fibre air/silice présentée figure 1a est fabriquée par la méthode classique du « Stack and Draw ». Comme expliqué dans [2], l'élément clé pour l'aplatissement du mode fondamental est un anneau d'indice supérieur placé autour du cœur. Celui-ci est réalisé au préalable par un dépôt OVD (« Outside Vapor Deposition ») de silice dopée au Germanium sur un barreau de silice pure. La gaine est constituée de petites inclusions d'air ( $d/\Lambda \sim 0,08$ ) assurant le guidage monomode et de plus grosses inclusions ( $d/\Lambda \sim 0,3$ ) sur les cinquième et sixième couronnes permettant de réduire les pertes par confinement et par courbure. Afin d'obtenir une biréfringence tout en ne perturbant pas le profil aplati, douze barreaux de silice dopée au bore (16% mol) sont insérés sur les troisième et quatrième couronnes de part et d'autre du cœur. La fibre toute solide (figure 1b) est fabriquée de manière

similaire mais avec 20 plots de bore (24% mol) et 6 couronnes complètes d'inclusions dopées fluor (F320 Heraeus) de  $d/\Lambda = 0,2$ .

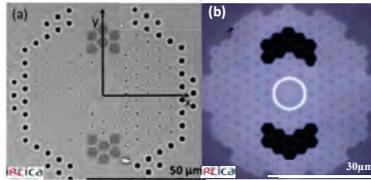


Fig. 1 : Photos des deux fibres prises au microscope à balayage électronique. (a) Fibre microstructurée air/silice à maintien de polarisation. On distingue l'anneau de silice dopée au germanium en blanc (15µm de diamètre), la silice en gris clair, les barreaux de silice dopés au bore en gris foncé, et les inclusions d'air de la microstructure en noir. (b) Fibre microstructurée toute solide. On distingue l'anneau de silice dopée au germanium en blanc, la silice pure en gris clair, les barreaux de silice dopés au bore en noir et les plots de silice dopée fluor ( $d/\Lambda \sim 0,2$ ) de la microstructure en gris.

### 3. CARACTERISATIONS

Comme attendu, le profil d'intensité obtenu à la sortie de la fibre air/silice est plat autour de  $1\mu\text{m}$  (figure 2a-b) et nous ne mettons pas en évidence de modes d'ordre supérieur lors de caractérisation à la caméra et ceci même avec un décalage de l'injection de  $15\mu\text{m}$  (figure 2c-d). Toutefois, une étude plus poussée de la composition modale réalisée par la méthode dite du  $S^2$  [4] démontre que la fibre peut supporter un mode d'ordre supérieur (HOM). Néanmoins, même avec un décentrement de  $15\mu\text{m}$  de l'injection (figure 2 e), le poids du premier HOM reste très faible ( $<5\%$ ) ce qui explique que le profil spatial obtenu n'apparaisse pas déformé (figure 2c et 2d). Ainsi dans des conditions normales d'utilisation, la fibre peut être considérée comme monomode. Des pertes linéiques de  $0,1\text{dB/m}$  ont été mesurées par la méthode dite du « Cut-back » (de  $27,6\text{m}$  de fibre à  $3,6\text{m}$  bobinée sur un rayon de  $15,8\text{cm}$ ). La biréfringence de la fibre a été mesurée à  $0,6 \cdot 10^{-4}$  par la méthode du «  $S^2$  », valeur confirmée par la méthode du spectre cannelé (figure 3a et 3b). Cette valeur relativement faible pourrait être facilement augmentée en accroissant la concentration de bore, en augmentant le nombre de plots, en réduisant la quantité de silice entre les inclusions de bore ou en les rapprochant du cœur. D'ores et déjà le taux d'extinction est supérieur à  $15\text{dB}$  pour  $15\text{m}$  de fibre courbée avec un rayon de  $15,8\text{cm}$ .

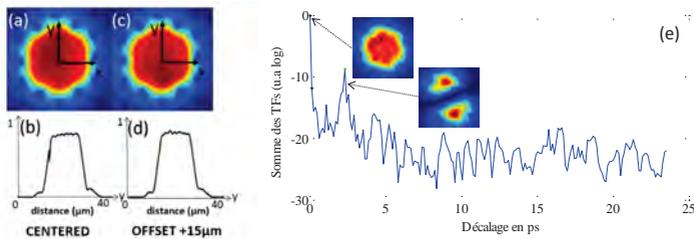


Fig. 2 : Profils en champs proche à  $1050\text{nm}$  du mode fondamental et coupes selon  $y$  associées lorsque l'injection du signal est centrée (a) et (b) et lorsque celle-ci est décentrée de  $15\mu\text{m}$  (c) et (d). (e) Résultats de la mesure  $S^2$  autour de  $1050\text{nm}$  sur une fibre air/silice de un mètre placée droite et injectée par soudure d'une fibre de  $10\mu\text{m}$  de MFD décalée de  $15\mu\text{m}$ . Le signal injecté est polarisé selon un axe propre de la fibre. Les images insérées représentent les profils d'intensité des modes détectés (obtenus par reconstruction numérique). La fibre solide (figure 1b) présente le même type de comportement.

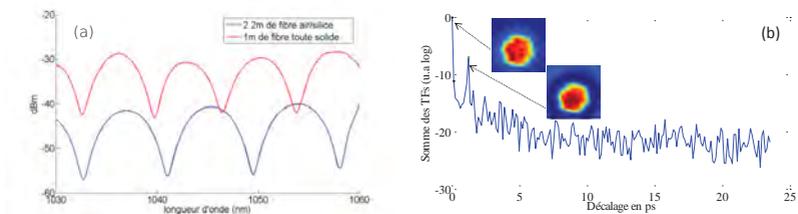


Fig. 3 : (a) Mesure de biréfringence par la méthode du spectre cannelé sur 2,2m de fibre air/silice (rouge) et 1m de fibre solide (bleu). (b) Mesure de biréfringence de la fibre air/silice par la méthode  $S^2$  réalisée autour de 1050nm. La mesure est réalisée sur une fibre air/silice de six mètres placée sur un rayon de courbure de 35cm et injectée en espace libre.

Comme indiqué, une première version toute solide a été aussi réalisée dans le but d'augmenter la biréfringence et de faciliter l'utilisation de la fibre (soudure, clive...). Toutefois, à cause de variations des différents indices de réfraction lors de la fabrication, la fibre s'est avérée être multimode aux dimensions prévues. Une version aux dimensions réduites (diamètre de l'anneau de 10  $\mu\text{m}$ ) a toutefois permis d'obtenir une fibre quasi-monomode et délivrant un mode aplati à 1050 nm présentant une biréfringence plus élevée de  $1,4 \cdot 10^{-4}$

## CONCLUSION

Nous avons présenté la fabrication et la caractérisation des premières fibres à mode fondamental aplati et présentant une biréfringence allant jusque  $1,4 \cdot 10^{-4}$ . Les deux versions proposées (air-silice et toute solide) ont permis d'obtenir un comportement monomode. Nous nous attacherons ensuite à doper le cœur pour en faire une fibre active et à augmenter la taille du cœur permettant d'accroître ainsi le MFD, qui est à l'heure actuelle de 18 $\mu\text{m}$ , pour des applications de forte puissance (fibre LMA).

Cette étude a été réalisée grâce au Conseil Régional d'Aquitaine (projet CATHARE #20131603004), au labex CEMPI (ANR-11-LABX-0007) et à l'équipex FLUX (ANR-11-EQPX-0017)

## REFERENCES

- [1] A. K. Ghatak, I. C. Goyal, and R. Jindal, "Design of waveguide refractive index profile to obtain flat modal field," Proc. SPIE 3666, 40–44, 1999.
- [2] C. Valentin, P. Calvet, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, L. Bigot, Q. Coulombier, M. Douay, K. Delplace, A. Mussot and E. Hugonnot, "Top-hat beam output of a single-mode microstructured optical fiber: Impact of core index depression," Opt. Express **21**, 23250, 2013.
- [3] Pierre Calvet, Constance Valentin, Pierre Gouriou, Yves Quiquempois, Géraud Bouwmans, Laurent Bigot, Quentin Coulombier, Marc Douay, Rémi Habert, Karen Delplace, Arnaud Mussot, and Emmanuel Hugonnot, "Top-Hat beam output with 100  $\mu\text{J}$  temporally-shaped narrow-bandwidth nanosecond pulses from a linearly polarized all-fiber system," Opt. Lett. **39**, 4780, 2014.
- [4] Duc Minh Nguyen, Stéphane Blin, Thanh Nam Nguyen, "Modal decomposition technique for multimode fibers," APPLIED OPTICS, Vol51, No. 4, 2012.

## EXCITATION PURE ET ACHROMATIQUE DU MODE LP<sub>02</sub> D'UNE FIBRE OPTIQUE À GESTION DE DISPERSION

Mathieu Jossent<sup>1</sup>, Etienne Tartaret-Josnière<sup>1</sup>, Leonid Kotov<sup>1</sup>, Philippe Di Bin<sup>1</sup>, Philippe Roy<sup>1</sup>, Antoine Lerouge<sup>2</sup>, Laurent Bigot<sup>2</sup> et Sébastien Février<sup>1</sup>

<sup>1</sup> XLIM UMR 7252 CNRS-Université de Limoges, 87000 Limoges

<sup>2</sup> IRCICA-PhLAM UMR 8504 CNRS-Université Lille 1, 59658 Villeneuve d'Ascq

[mathieu.jossent@xlim.fr](mailto:mathieu.jossent@xlim.fr)

### RÉSUMÉ

Des mesures par interférométrie spectrale résolue spatialement ont été réalisées sur une fibre faiblement multimode à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  et à  $\lambda = 1,87 \mu\text{m}$ . Cette fibre a été conçue afin que le mode LP<sub>02</sub> présente une dispersion fortement normale à partir de  $\lambda = 1,87 \mu\text{m}$ . Ces mesures ont permis de valider l'aspect achromatique d'un dispositif de conversion modale adiabatique et de caractériser sa pureté d'excitation. Des valeurs d'excitation des autres modes inférieures à -35 dB ont été mesurées. La dispersion du mode LP<sub>02</sub> a été mesurée à  $\lambda = 1,95 \mu\text{m}$  et vaut -113 ps/(nm.km). Ces résultats confirment le potentiel qu'ont ces fibres pour le contrôle de dispersion dans des lasers.

**MOTS-CLEFS :** *Contrôle de dispersion ; mode d'ordre élevé ; transformation modale adiabatique ; caractérisation par interférométrie spectrale résolue spatialement.*

### 1. INTRODUCTION

Le contrôle de la dispersion chromatique ( $D_C$ ) est un des points cruciaux dans la réalisation de lasers à impulsions brèves. Afin de générer des impulsions de haute énergie, le régime de dispersion de vitesse de groupe doit être normal ( $D_C < 0$ ). Dans un amplificateur parabolique, l'énergie par impulsion croît avec  $|D_C|^2/\gamma$  [1] où  $\gamma = 2\pi n_2/(\lambda \cdot A_{\text{eff}})$  avec  $n_2$ ,  $\lambda$  et  $A_{\text{eff}}$  représentant respectivement l'indice nonlinéaire, la longueur d'onde centrale de l'impulsion et l'aire modale effective. La montée en puissance dans les lasers à fibre dopée thulium (Tm) s'avère compliquée du fait de la forte valeur positive de la dispersion de matériau (la silice)  $D_M = +45 \text{ ps}/(\text{nm.km})$  à  $\lambda = 1,95 \mu\text{m}$ , la longueur d'onde d'amplification optimale des fibres à double gaine dopées Tm. Des fibres passives monomodes à  $\lambda = 1,95 \mu\text{m}$  présentant une dispersion normale  $D_C = -55 \text{ ps}/(\text{nm.km})$  sont disponibles commercialement (Nufern UHNA series). Ces fibres possèdent cependant un cœur de très petit diamètre ( $\sim 4 \mu\text{m}$ ) et donc une aire effective réduite ( $\sim 18 \mu\text{m}^2$ ). Cette solution ne permet pas d'obtenir de fortes énergies. Il est aussi possible d'atteindre des valeurs élevées de dispersion chromatique négative pour un mode d'ordre supérieur guidé à des longueurs d'onde proches de sa coupure, comme le mode LP<sub>11</sub> d'une fibre bimode [2]. Des fibres faiblement multimodes (FFM) supportant un mode d'ordre élevé à dispersion négative, une aire effective d'environ  $150 \mu\text{m}^2$  et à symétrie de révolution (LP<sub>02</sub>) ont également été proposées [3]. Il est nécessaire d'exciter le mode d'intérêt avec une très grande pureté, c'est-à-dire que moins de 1% de la puissance est injectée dans les trois autres modes que supporte cette fibre. De plus, dans le cadre de la propagation d'impulsions ultrabrèves il est crucial que la méthode utilisée pour cette excitation sélective soit opérationnelle sur une grande bande spectrale afin de ne pas filtrer les impulsions [1]. De plus nous avons recherché une solution qui puisse garantir l'excitation sélective du mode LP<sub>02</sub> à la longueur d'onde « signal » ( $1,95 \mu\text{m}$ ) et à la longueur d'onde de « pompe » ( $1,56 \mu\text{m}$ ) afin de faciliter l'amplification du mode LP<sub>02</sub> dans une future fibre active. Les réseaux de Bragg à longue période sont utilisés fréquemment pour la conversion modale [2,3]. Toutefois la période du réseau étant adaptée à la longueur de battement entre les deux modes (ici LP<sub>01</sub> et LP<sub>02</sub>), il est très difficile d'obtenir une conversion efficace sur une grande plage spectrale [2,3]. D'autre part, une

transformation modale ( $LP_{01} \rightarrow LP_{11}$  ou  $LP_{02}$ ) peut avoir lieu par couplage entre deux guides dissymétriques le long d'une transition adiabatique. Une réalisation dans une fibre microstructurée air-silice a été présentée récemment [4]. La caractérisation fine du contenu modal de la fibre faiblement multimode excitée par une telle transition adiabatique peut être réalisée par une technique interférométrique comme la méthode  $S^2$  (pour « spatially and spectrally resolved interferometry ») proposée récemment [5]. Dans cette communication, nous présentons les résultats de caractérisation par la technique  $S^2$  d'une fibre supportant quatre modes dont le mode  $LP_{02}$  est excité préférentiellement à  $1,55 \mu\text{m}$  et à  $1,87 \mu\text{m}$  par une seule transition adiabatique. La mesure de la dispersion chromatique du mode  $LP_{02}$  seul confirme que cette technique d'excitation peut être utilisée pour le contrôle de dispersion dans des lasers à fibre.

## 2. PRÉSENTATION DES COMPOSANTS

La fibre sous test, dont le profil d'indice est représenté en Fig. 1, a été conçue et réalisée afin que la dispersion chromatique du mode  $LP_{02}$  soit négative autour de  $\lambda = 1,87 \mu\text{m}$ .

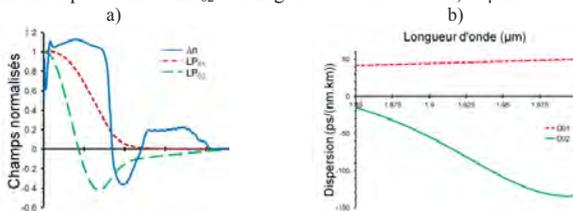


Fig. 1: (a) Profil d'indice de réfraction générique et distribution de champ électrique des modes  $LP_{01}$  et  $LP_{02}$  guidés à  $1,87 \mu\text{m}$ . (b) Courbes de dispersion des modes  $LP_{01}$  et  $LP_{02}$ .

Une transition adiabatique entre deux guides dissymétriques a été réalisée afin de convertir le mode  $LP_{01}$  vers le mode  $LP_{02}$ . La figure 2 montre la distribution d'intensité lumineuse en sortie la fibre sous test lorsqu'elle est excitée par le convertisseur modal à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,87 \mu\text{m}$ .

## 3. RÉSULTATS DE CARACTÉRISATION

L'analyse par la méthode  $S^2$  [5] repose sur le constat qu'une fibre multimode se comporte comme un interféromètre à N bras déséquilibrés où N est le nombre de modes guidés. La distribution spatiale d'intensité lumineuse en sortie de la fibre sous test résulte donc du mélange de composantes modales de poids différents. La distribution d'intensité lumineuse en sortie de la fibre sous test est agrandie et collimatée à l'aide d'une lentille à courte focale. Une fibre monomode aux longueurs d'onde de mesure balaye et récolte le spectre dans un plan orthogonal à la direction de propagation de la lumière. A partir d'un calcul de Fourier et de l'application de l'algorithme  $S^2$  [5] en chaque point du plan, il est possible de reconstruire chacune des composantes modales et de mesurer l'amplitude de celles-ci. Pour chaque mode guidé (MG), la mesure  $S^2$  permet donc d'obtenir l'intensité relative par rapport au mode préférentiellement excité (MPE). Cette valeur appelée interférence multi-trajet ( $MPI = 10 \times \log(I_{MG}/I_{MPE})$ ) permet de caractériser la pureté de l'excitation. Les résultats des mesures réalisées autour de  $1,55 \mu\text{m}$  et de  $1,87 \mu\text{m}$  sont présentés sur la figure 2. La reconstruction des différents modes se fait à partir du mode préférentiellement excité, ici le mode  $LP_{02}$ . Le zéro de champ du mode  $LP_{02}$  est présent dans toutes les reconstructions, ce qui pourrait fausser l'analyse de la population modale. L'analyse de la phase spatiale permet de lever les ambiguïtés. De plus, afin de s'assurer de la population modale de cette fibre, nous avons comparé les valeurs de temps de groupe différentiel ( $\tau_{g02} - \tau_{gmin}$ ) obtenues par le calcul à celles déduites des spectres mesurés (Fig.2). On identifie ainsi les modes  $LP_{11}$ ,  $LP_{21}$  et  $LP_{31}$  à  $1,55 \mu\text{m}$ . Le MPI de ces modes, très faible, confirme que l'excitation du mode  $LP_{02}$  par le convertisseur modal est efficace.

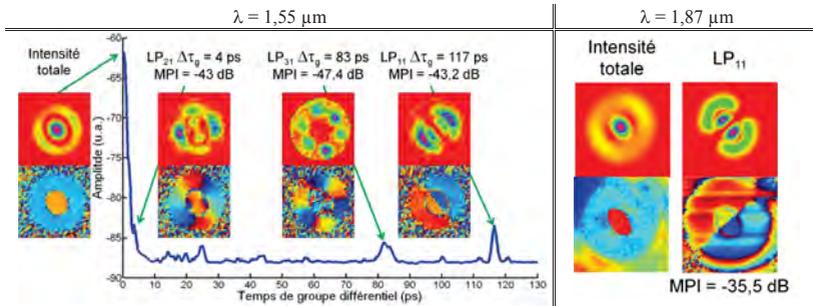


Fig. 2: Résultats de la caractérisation  $S^2$  de l'association transition adiabatique + FFM à  $1,55 \mu\text{m}$  et à  $1,87 \mu\text{m}$ . Forme de chacun des modes retrouvés et leur phase spatiale. Exemple de localisation des différents modes à leur temps de groupe différentiel spécifique à  $1,55 \mu\text{m}$ .

Dans un second temps, la caractérisation  $S^2$  à  $1,87 \mu\text{m}$  a permis d'identifier le mode  $LP_{11}$  avec un  $MPI_{11,02} = -35,5 \text{ dB}$ . Cette seconde mesure confirme que l'efficacité de la conversion modale est peu sensible à la longueur d'onde d'excitation. Toutefois, il faut noter que les valeurs de MPI sont sous-estimées pour ces modes impairs dont le maximum d'intensité coïncide avec le zéro de champ du mode  $LP_{02}$ . Des travaux sont en cours pour affiner ces résultats. Il faut noter que ces modes ont des indices effectifs proches de celui du  $LP_{02}$  et ont donc pu être excités plus facilement que le mode  $LP_{01}$  qu'il n'a pas été possible de retrouver. Ceci peut aussi provenir du fait que la portion de puissance contenue dans ce mode était trop faible. Des mesures et modélisations numériques complémentaires sont en cours afin de confirmer l'excitation inférieure à  $-47 \text{ dB}$  du mode  $LP_{01}$ . Nous avons finalement mesuré la dispersion chromatique du mode  $LP_{02}$  à l'aide d'un laser femtoseconde à  $1,95 \mu\text{m}$  et d'un autocorrélateur par une méthode de 'cut-back'. La valeur obtenue de  $-113 \text{ ps}/(\text{nm.km})$  est en très bon accord avec la valeur de dispersion chromatique calculée pour ce mode à  $-103 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ .

## CONCLUSION

Deux mesures  $S^2$  réalisées à  $1,55 \mu\text{m}$  et  $1,87 \mu\text{m}$  ont été réalisées pour caractériser l'association « transition adiabatique + fibre faiblement multimode ». Des valeurs d'excitation inférieures à  $-35 \text{ dB}$  pour les modes identifiés confirment que la conversion modale est efficace et peu sensible à la longueur d'onde. La dispersion du mode  $LP_{02}$  a été mesurée à  $-113 \text{ ps}/(\text{nm.km})$  à  $1,95 \mu\text{m}$ , en très bon accord avec les résultats numériques. Ces travaux ont été réalisés dans le cadre des contrats de recherche ANR-13-BS09-0018 UBRIS2 financé par l'Agence nationale de la recherche et OC1AE041Z Amplificateur laser femtoseconde financé par le Conseil régional de Limousin.

## RÉFÉRENCES

- [1] D. B. Soh, J. Nilsson, et A. B. Grudinin, « Efficient femtosecond pulse generation using a parabolic amplifier combined with a pulse compressor. II. Finite gain-bandwidth effect », *J. Opt. Soc. Am. B* 23, 10 (2006)
- [2] C. D. Poole, J. M. Wiesenfeld, A. R. McCormick, et K. T. Nelson, « Broadband dispersion compensation by using the higher-order spatial mode in a two-mode fiber », *Opt. Lett.* 17, 985 (1992)
- [3] S. Ramachandran, « Dispersion-Tailored Few-Mode Fibers: A Versatile Platform for In-Fiber Photonic Devices », *J. Lightwave Technol.* 23, 3426 (2005)
- [4] K. Lai, S. G. Leon-Saval, A. Witkowska, W. J. Wadsworth, et T. A. Birks, « Wavelength-independent all-fiber mode converters », *Opt. Lett.* 32, 328 (2007)
- [5] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran, et S. Ghalimi, « Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers », *Opt. Express* 16, 7233 (2008)

## LASERS A FIBRE DOPEE NEODYME ACCORDABLES ENTRE 872 ET 936 NM

B. Leconte<sup>1</sup>, B. Cadier<sup>2</sup>, H. Gilles<sup>1</sup>, S. Girard<sup>1</sup>, T. Robin<sup>2</sup> et M. Laroche<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), ENSICAEN, CNRS  
6, Boulevard du Maréchal Juin F-14050 Caen Cedex 4

<sup>2</sup> IXFIBER, rue Paul Sabatier, 22300 Lannion

[baptiste.leconte@ensicaen.fr](mailto:baptiste.leconte@ensicaen.fr)

### RESUME

Nous présentons une source laser à fibre dopée Néodyme accordable en longueur d'onde au moyen d'un réseau de Bragg inscrit en volume (VBG). Un fonctionnement laser continu de forte puissance sur la transition  ${}^4F_{3/2}-{}^4I_{9/2}$  de l'ion  $Nd^{3+}$  aux longueurs d'onde inférieures à 900 nm est démontré pour la première fois dans une fibre en silice. Cette source laser, accordable dans le domaine spectral 872-936 nm délivre jusqu'à 22W de puissance de sortie avec une largeur spectrale de 0,035 nm et un rendement de conversion laser proche de 47%. Cette configuration est comparée à une géométrie de cavité laser plus conventionnelle basée sur l'utilisation d'un filtre passe-bande et d'un miroir dichroïque de haute réflectivité.

**MOTS-CLEFS :** Lasers à fibre ; Néodyme

### 1. INTRODUCTION

Les lasers Néodyme opérant sur la transition  ${}^4F_{3/2}-{}^4I_{9/2}$  ont un intérêt pour diverses applications nécessitant de courtes longueurs d'onde dans le proche infrarouge, notamment pour le pompage optique de forte brillance ou pour le doublage de fréquence dans le domaine spectral bleu. Pour cette dernière application, le domaine spectral dans le bleu profond ne peut être atteint qu'après conversion non-linéaire de longueurs d'onde Infrarouge (IR) inférieures à 900 nm. Ces courtes longueurs d'onde peuvent être générées en utilisant la transition à 3 niveaux d'énergie  ${}^4F_{3/2}-{}^4I_{9/2}$  dans des lasers solides basés sur des cristaux dopés Nd, bien que la forte réabsorption depuis le niveau fondamental puisse s'avérer néfaste sur l'efficacité de conversion. Ces systèmes ont montré des performances limitées en termes de puissance, par exemple 453 mW à 869 nm en régime continu avec un laser Nd:YAG avec 35W de puissance de pompe [1] et 1,9 W à 880 nm en utilisant un cristal Nd:GdVO<sub>4</sub> pompé avec 23W à 808nm [2]. D'autre part, si les lasers à solide reposant sur des cristaux dopés Nd n'émettent qu'à des longueurs d'onde déterminées dans l'intervalle 850-950 nm, les lasers à fibre dopée Nd offrent la possibilité d'un accord en longueur d'onde continu dans cet intervalle spectral. Cependant, la longueur d'onde la plus courte atteinte à ce jour avec un laser à fibre est 896 nm. Ce résultat a été obtenu après un pompage cœur d'une fibre monomode dopée Nd et la puissance était, par conséquent, limitée à quelques mW en dessous de 900 nm [3].

### 2. EMISSION EFFICACE AUTOUR DE 910 NM

Le principal obstacle pour obtenir une émission laser efficace sur la transition  ${}^4F_{3/2}-{}^4I_{9/2}$  de l'ion  $Nd^{3+}$  dans une fibre optique réside dans la forte prédominance de la transition  ${}^4F_{3/2}-{}^4I_{11/2}$  qui peut entraîner une émission laser parasite ou de l'émission spontanée amplifiée (ESA) à 1060 nm sur la transition  ${}^4F_{3/2}-{}^4I_{11/2}$ , ce qui empêche l'émission laser autour de 910 nm. Cependant, la transition laser à 910 nm peut être forcée en augmentant le rapport de surface cœur/gaine en association avec un pompage à haute fluence pour induire une grande inversion de population. La différence de gain entre les deux transitions devient alors suffisamment favorable pour autoriser l'émission laser à 910 nm en supposant que l'oscillation laser à 1060 nm est totalement supprimée grâce à l'utilisation de miroirs et/ou de filtres appropriés dans la cavité résonante. De fait, 20 W de puissance ont été atteints à 910 nm dans un précédent travail avec une fibre double-gaine dopée Nd de géométrie cœur/gaine 20/80  $\mu\text{m}$  [4].

Dans le but d'atteindre des longueurs d'onde plus courtes dans une configuration laser accordable, la réabsorption depuis le niveau fondamental doit être fortement atténuée en augmentant l'intensité du faisceau de pompe en même temps que son recouvrement avec le cœur dopé Nd. Dans cette optique, une fibre dopée Nd ayant un diamètre de cœur de 20  $\mu\text{m}$  (O.N  $\sim 0,07$ ) et un diamètre de gaine de 60  $\mu\text{m}$  (O.N = 0,45) a été fabriquée par technique MCVD (iXFiber).

### 3. MONTAGES EXPERIMENTAUX

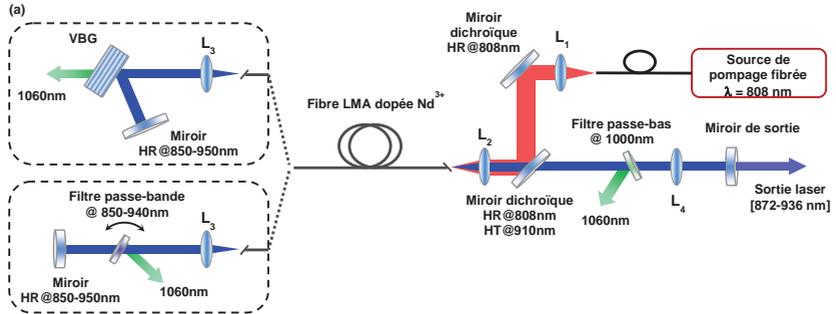


Fig. 1 : Montages expérimentaux des lasers à fibre dopée Nd accordables : (a) configuration avec VBG et (b) configuration avec filtre passe-bande

Les deux configurations pour le laser à fibre dopée Nd sont schématiquement représentées sur la figure 1. Trois longueurs différentes de fibre LMA (Large Mode Area) dopée, entre 3 et 10 m, ont été utilisées pour tester l'influence de la longueur du milieu actif sur le domaine d'accord spectral et la puissance du laser. Le diode de pompage laser fibrée autorise l'injection de plus de 47 W à 808 nm dans la gaine de la fibre dopée.

Des précautions particulières ont été prises afin d'éviter l'émission laser parasite à 1060 nm : les deux facettes de la fibre dopée ont été clivées avec un angle d'environ  $15^\circ$  pour supprimer tout retour optique. En outre, l'émission spontanée amplifiée (ESA) à 1060 nm doit être bloquée au moyen de filtres sélectifs en longueur d'onde placés aux deux extrémités la cavité laser.

Pour une sélection avec une largeur spectrale très étroite, un VBG est inséré dans une cavité externe terminée par un miroir plan hautement réfléchissant (HR) dans le domaine 850-950 nm (Fig 1(a)). Ce VBG a été initialement réalisé pour opérer à 930 nm en incidence normale avec un pic de réflectivité de 99,7 % et une largeur à mi-hauteur de 0,26 nm. Sa réflectivité minimale a été estimée à 92 % en considérant les pertes par absorption et la baisse de la réflectivité aux angles élevés. L'accord en longueur d'onde est réalisé en tournant le VBG puis en réalignant la cavité via le miroir HR à 850-950 nm. Dans la seconde configuration (Fig 1(b)), la cavité externe est formée par ce même miroir HR à 850-950 nm utilisé comme miroir de fond de cavité et un filtre passe-bande centré, selon son orientation, entre 850 et 940 nm et caractérisé par une largeur spectrale de 10 nm.

A l'autre extrémité de la cavité laser, un substrat de verre d'épaisseur 8 mm avec des faces planes parfaitement parallèles possède un coefficient de réflexion de 8% indépendamment de la longueur d'onde. Une lentille de focale 50 cm est placée avant le miroir pour corriger la divergence du faisceau et un filtre passe bas avec une longueur d'onde de coupure de 1000 nm est intercalé entre le miroir et la lentille pour supprimer tout retour à 1060 nm.

### 4. RESULTATS

L'accord en longueur d'onde a d'abord été réalisé avec le VBG. La puissance a été mesurée en fonction de la longueur d'onde pour une puissance de pompe injectée de 47 W et l'expérience a été répétée pour trois longueurs de fibre dopée : 9,7 ; 6,3 et 3,8m (Fig 2(à gauche)).

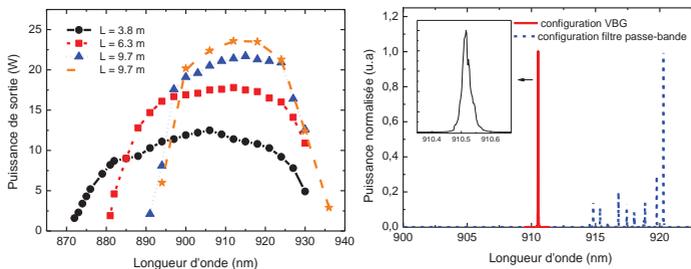


Fig. 2 : Puissance du laser en fonction de la longueur d'onde pour différentes longueurs de fibre en configuration VBG (à gauche : courbes noire, rouge et bleue) et en configuration filtre passe-bande (à droite : courbe orange) ; Spectres correspondant pour les deux configurations (à droite)

La fibre la plus longue a permis d'obtenir la puissance la plus élevée avec 22W à 915 nm. La longueur de fibre a ensuite été réduite pour étendre le domaine spectral d'accord vers les courtes longueurs d'onde. Le domaine d'accord le plus important, de 872 à 930 nm, est obtenu avec la fibre de longueur 3,8 m bien que la puissance maximale soit limitée à 12,5 W à cause de la faible absorption de la pompe. Cependant la forte inversion de population permet au laser d'être accordé jusqu'à 872 nm, ce qui est probablement la longueur d'onde la plus courte jamais atteinte dans un laser à fibre de forte puissance. La longueur intermédiaire ( $L = 6,3$  m) offre, quant à elle, un bon compromis entre puissance et domaine d'accord (881-930 nm).

La seconde configuration avec un filtre passe-bande (Fig. 2(à gauche)) présente des pertes intracavité réduites et simplifie le schéma de la cavité. Cette configuration permet de vérifier le domaine d'accord et les effets liés à l'insertion du VBG dans la cavité. Quelle que soit la longueur de fibre, le laser ne peut émettre au-dessus de 936 nm à cause de la présence d'absorption dans l'état excité. Le paramètre  $M^2$  du faisceau dans les deux configurations est  $\sim 2$ , ce qui semble prévisible au regard du paramètre  $V$  du cœur proche de 5 à la longueur d'onde de 900 nm.

La largeur spectrale du laser, dans la configuration VBG, a été mesurée égale à 0,035 nm indépendamment de la puissance de pompage (Fig 2(en insert)) et ce, malgré la largeur à mi-hauteur de 0,26 nm du pic de réflectivité du VBG. Cette très faible largeur spectrale peut être expliquée par la double réflexion sur le VBG qui améliore la sélectivité en longueur d'onde à l'intérieur de la cavité laser.

## CONCLUSION

Nous avons démontré le fonctionnement d'un laser à fibre dopée Néodyme accordable en longueur d'onde autour de 900nm au moyen d'un réseau de Bragg volumique en régime continu de forte puissance. Le laser est caractérisé par un domaine d'accord en longueur d'onde sans précédent dans le proche-infrarouge, entre 872 nm et 936 nm. Plus de 22 W de puissance de sortie à 910 nm ont été obtenus avec une largeur spectrale très étroite de 35 pm et une efficacité de conversion optique de 47 %. Grâce aux futures améliorations de la géométrie de la fibre, un laser à fibre dopée Nd accordable et de forte puissance basé sur l'utilisation d'un VBG constituerait une solution attrayante pour de nouvelles applications telles que le pompage de forte brillance ou le doublage de fréquence dans le domaine spectral bleu.

## RÉFÉRENCES

- [1] Y. Lü, J. Xia, W. Cheng, J.Chen, G. Ning, and Z. Liang, "Diode-pumped cw Nd:YAG three-level laser at 869 nm," *Opt. Lett.* **35**, 3670-3672 (2010).
- [2] M. Castaing, F. Balembois, and P. Georges, "Continuous-wave laser at 440 nm based on frequency-doubled diode-pumped Nd:GdVO4 crystal," *Opt. Lett.* **33**, 1957-1959 (2008).
- [3] A. L. Cook and H. D. Hendricks, "Diode-laser-pumped tunable 896-939.5-nm neodymium-doped fiber laser with 43-mW output power," *Appl. Opt.* **37**, 3276-3281 (1998).
- [4] M. Laroche, B. Cadier, H. Gilles, S. Girard, L. Lablonde, and T. Robin, "20 W continuous-wave cladding-pumped Nd-doped fiber laser at 910 nm," *Opt. Lett.* **38**, 3065-3067 (2013).

## COMBINAISON COHERENTE DE LASERS PAR AUTO-ORGANISATION : COMPORTEMENT LOIN DU SEUIL

**D. Kabeya<sup>1,2</sup>, V. Kermène<sup>1</sup>, A. Desfarges-Berthelemot<sup>1</sup>, A. Tonello<sup>1</sup>, and A. Barthélémy<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Laboratoire XLIM UMR CNRS 7252, CNRS-Université de Limoges, 123 Avenue Albert Thomas, 87 060 Limoges, France*

<sup>2</sup> *CILAS, 8 avenue Buffon, CS 16319, 45063 Orléans CEDEX 2, France*

[david.kabeya@xlim.fr](mailto:david.kabeya@xlim.fr)

### RÉSUMÉ

Les performances de combinaison d'un réseau de lasers mis en phase de façon passive sont souvent dégradées loin du seuil laser. Dans cet article, nous apportons un élément de réponse à cette dégradation en analysant l'impact du filtrage spectral opéré par la cavité composite dans la construction de l'émission laser. Nous montrons que cette dégradation est inhérente à la méthode de couplage qui conduit à une structuration du spectre de fréquences du rayonnement. L'effet de cette structuration a été analysé finement grâce à une architecture de laser intégrant un interféromètre à deux voies amplificatrices. Il a ainsi été montré que le rayonnement récupéré sur la voie dite à fuites est une fraction du rayonnement qui se propage sur la voie commune du laser.

**MOTS-CLEFS :** *combinaison cohérente ; laser ; amplification par fibre*

### 1. INTRODUCTION

La course à la forte brillance concerne la plupart des technologies lasers. Pour répondre à cette problématique et dépasser les performances accessibles avec un laser unique, de nombreux travaux ont porté et portent encore sur la combinaison cohérente d'un ensemble de lasers disposés en parallèle. Les techniques de mise en phase passive, rassemblant les amplificateurs dans une même cavité, exploitent des filtrages spatiaux et/ou spectraux qui participent au façonnage du rayonnement pour produire des faisceaux multiples cophasés. Basées sur l'auto-organisation de l'émission laser, ces techniques sont connues pour leur simplicité de mise en œuvre. Cependant, il a souvent été observé que l'efficacité de combinaison, ou de façon équivalente la qualité de phasage, se dégradait loin du seuil laser [1]. Lorsque le laser composite émet un ensemble de faisceaux disjoints, cela se manifeste par la présence d'un fond continu dans la figure d'interférences des émissions couplées et donc à une diminution de la brillance du faisceau combiné en champ lointain. Dans une autre catégorie de techniques, la combinaison est réalisée intra-cavité et le laser composite émet, dans le cas idéal, un faisceau unique. Lorsque le phasage est imparfait, des fuites sont observées sur les autres voies de l'élément combineur. Cette dégradation de l'efficacité de combinaison, loin du seuil, dans les systèmes passifs de mise en phase, a été observée avec différents types de milieux à gain, différents types de couplage et également quel que soit le nombre de lasers mis en jeu. Dans le cas des lasers à fibre, la perte de cohérence a été attribuée à l'existence de déphasages dus aux non linéarités de type Kerr et aux non linéarités résonantes de Kramers-Kronig dans la fibre amplificatrice. Mais de façon plus générale, la question de l'origine de la dégradation de la qualité de mise en phase avec la montée en puissance reste ouverte. Dans cet article, nous apportons un nouvel éclairage en étudiant le rôle du filtrage opéré par la cavité composite sur la baisse d'efficacité de combinaison loin du seuil laser. Pour cette étude, nous avons réalisé un laser à fibre à deux voies amplificatrices couplées par un interféromètre intra-cavité. Le couplage conduit à la structuration du spectre des modes longitudinaux modulé par une enveloppe dont la période est donnée par la différence de marche entre les bras de l'interféromètre.

Celle-ci est réglée au voisinage du contact optique pour permettre l'analyse du spectre du rayonnement sur la voie principale du laser et sur la voie à fuites en fonction du niveau de gain petit signal. Pour la première fois, nous mettons en évidence la dépendance des performances de la combinaison cohérente au-delà du seuil laser vis-à-vis du filtrage spectral opéré par la cavité.

## 2. ETUDE DU ROLE DU FILTRAGE SPECTRAL DANS LA DEGRADATION DE LA QUALITE DE COMBINAISON

Le montage expérimental est décrit sur la Fig. 1. Il est basé sur une architecture de laser annulaire comportant deux amplificateurs à fibre dopée ytterbium délivrant jusqu'à quelques watts en régime continu. Les extrémités à l'entrée des amplificateurs sont reliées aux ports de sortie d'un coupleur fibré 50/50 (C). Les rayonnements en sortie des amplificateurs se superposent sur une séparatrice 50/50 (Sp) afin que l'ensemble coupleur, fibres amplificatrices, séparatrice forme une sorte d'interféromètre de type Mach-Zehnder. La différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre peut être ajustée finement à l'aide d'une ligne à retard en espace libre. L'émission est analysée d'une part en sortie du miroir partiellement réfléchissant  $M_{out}$  servant de coupleur de sortie et d'autre part sur la voie à fuites de la séparatrice  $S_p$ . La polarisation des rayonnements interférant sur la séparatrice est ajustée à l'aide de contrôleurs de polarisation (CP) de façon à minimiser la puissance sur la voie à fuites de la séparatrice. La puissance laser relevée en sortie de  $M_{out}$  ( $P_{out}$ ) est comparée à la puissance sur la voie à fuites ( $P_f$ ) pour différents niveaux de pompage. La Fig. 2 atteste de la diminution de l'efficacité de combinaison ( $\eta = P_{out} / (P_{out} + P_f)$ ) lorsqu'on s'éloigne du seuil laser. Cette diminution peut avoir plusieurs origines : le désaccord en phase des faisceaux interférant sur la séparatrice, l'émission spontanée amplifiée, l'élargissement spectral produit dans les portions fibrées de la cavité...

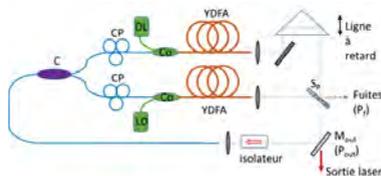


Fig. 1 : Schéma du laser interféromètre.

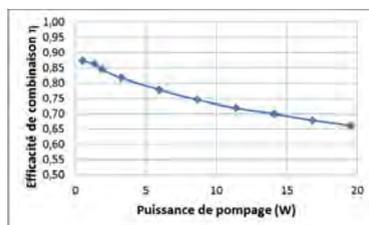


Fig. 2 : Evolution de l'efficacité de combinaison avec la puissance de pompage

L'analyse de la Fig. 3 donne une autre interprétation à cette évolution du poids des fuites. La Fig. 3.a compare les spectres des rayonnements en sortie du laser et sur la voie à fuites de la séparatrice. Les modulations observées ont une période imposée par la différence de marche  $\Delta L$  entre les bras du laser ( $\Lambda = \lambda^2 / \Delta L$ ), signature du filtrage opéré par la cavité composite. Contrairement à un interféromètre utilisé en simple passage, on constate que les bandes spectrales issues des deux voies de la séparatrice sont centrées sur les mêmes longueurs d'onde. Dans le détail, les modulations sur la voie à fuites présentent un creux d'intensité pour les longueurs d'onde donnant

lieu à des interférences constructives sur la voie principale. Ces résultats ont été confrontés à ceux d'une étude numérique dans laquelle nous avons exploité le formalisme de Rigrod [2] qui estime la puissance laser en fonction du gain petit signal et des pertes de la cavité. Ces pertes dans la configuration étudiée sont dépendantes de la longueur d'onde en raison de la présence de l'interféromètre intra-cavité. Les résultats montrés figure 3.b sont en accord avec les spectres observés expérimentalement. Ils prouvent que les fuites ne sont pas, comme souvent évoqué, la partie incohérente (émission spontanée amplifiée) du rayonnement qui se répartit sur les deux ports de la séparatrice, mais une fraction du rayonnement cohérent qui voyage dans la cavité. Le niveau de ce signal augmente avec le rapport gain/pertes, la fonction de pertes étant donnée par la réponse spectrale sinusoïdale de l'interféromètre à deux ondes de type Mach-Zehnder.

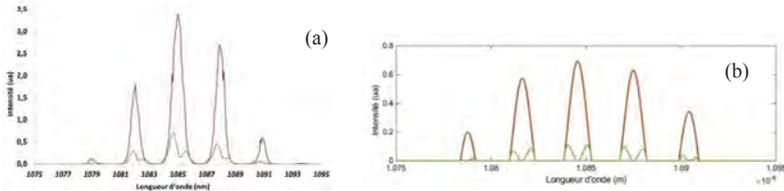


Fig. 3 : Spectres expérimentaux (a) et théoriques (b) sur la voie laser (en rouge) et sur la voie à fuites (en vert) du laser interféromètre ( $\Delta L = 400\mu\text{m}$ ).

Nous avons également étendu le modèle théorique pour étudier le comportement d'un réseau de lasers comportant plus de deux bras amplificateurs. L'étude comparative effectuée avec un réseau de 2, 4, 6 voies amplificatrices met en évidence une dégradation d'autant plus marquée que le nombre de voies est élevé ce qui constitue une limitation importante pour ces systèmes parallélisés, dont un intérêt est de fonctionner à grand nombre de voies.

### CONCLUSION

L'étude expérimentale et théorique que nous avons menée nous a permis d'apporter un élément de réponse nouveau aux observations faites avec les systèmes de mise en phase passive. Elle montre que ces systèmes voient leurs performances dégradées loin du seuil laser. Cette dégradation est inhérente à la méthode de couplage qui conduit à une structuration du spectre de fréquences du rayonnement. L'effet de cette structuration a été analysé finement grâce à une architecture de laser particulière intégrant un interféromètre à deux voies. Il a ainsi été montré que le rayonnement récupéré sur la voie dite à fuites est une fraction du rayonnement qui se propage sur la voie commune du laser. Au-delà du cas élémentaire étudié, les résultats attestent que le filtrage spectral opéré limite les performances que l'on peut attendre et que ces performances sont dégradées avec le nombre de lasers dans le réseau, ce qui constitue une limitation majeure pour les systèmes de combinaison cohérente passive. Il convient également de rappeler que le filtrage spectral n'est pas le seul élément qui affecte la qualité de la combinaison cohérente. Les non linéarités de type Kerr sont à considérer dans les systèmes fibrés. A l'aide d'expériences et de modélisations complémentaires, nous avons pu relever des effets de turbulence optique dus à un mélange à quatre ondes qui élargit le spectre et contribue à la diminution de la qualité de mise en phase.

### REFERENCES

- [1] B. Wang, E. Mies, M. Minden and S. Sanchez, "All-fiber 50W coherently combined passive laser array", *Opt. Lett.*, vol.34, n°7, pp.863-, 2009.
- [2] A.E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Chap.12.4, 1986.

Les auteurs remercient la société CILAS pour son soutien financier.

## GÉNÉRATION D'UN SPECTRE INFRAROUGE À FORTE DENSITÉ SPECTRALE DE PUISSANCE DÉDIÉ À LA SPECTROSCOPIE CARS POLYCHROMATIQUE

C. Louot<sup>1</sup>, B. M. Shalaby<sup>1,2</sup>, E. Capitaine<sup>1</sup>, S. Hilaire<sup>3</sup>, D. Pagnoux<sup>1</sup>, V. Couderc<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Univ. Limoges, Xlim UMR CNRS 7252, F-8700 Limoges, France

<sup>2</sup> Université de Tanta, Faculté des Sciences, Tanta, Egypte

<sup>3</sup> Leukos, 37 rue Henri Giffard, 87280 Limoges, France

christophe.louot@xlim.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons une source de continuum infrarouge optimisée pour la micro-spectroscopie Raman cohérente (CARS) de cellules biologiques. Elle est conçue de façon à émettre une forte densité spectrale de puissance dans la bande correspondant à la zone d'empreinte digitale des liaisons chimiques d'intérêt (1080-1600 nm pour un pompage à 1064 nm) tout en maintenant une très bonne synchronisation temporelle de l'ensemble de ses composantes spectrales. Cette source est basée sur un élargissement spectral induit dans une fibre microstructurée amplificatrice à large cœur dont la longueur d'onde de dispersion nulle est positionnée au centre de la bande spectrale d'intérêt.

**MOTS-CLEFS :** *supercontinuum; fibre microstructurée; fibre amplificatrice; spectroscopie CARS.*

### 1. INTRODUCTION

La conception de sources lumineuses de forte brillance et à large spectre dans le domaine du proche infrarouge constitue un enjeu d'importance pour de nombreuses applications telles que la spectroscopie [1], la tomographie optique cohérente (OCT) [2] ou la détection de polluants [3]. A cet égard, les sources de supercontinuum basées sur l'élargissement spectral d'un faisceau laser de pompe dans une fibre optique monomode hautement non linéaire sont très attractives [4]. La micro-spectroscopie de type "CARS Multiplex" (*Coherent Anti-Stokes Raman Scattering*), requiert une source de ce type, émettant une forte densité spectrale de puissance. En outre, comme elle est basée sur une excitation simultanée du milieu analysé par une impulsion pompe quasi-monochromatique et par le continuum, cette technique nécessite que toutes les composantes spectrales du continuum soient bien synchronisées. Pour cela, il faut minimiser l'impact de la vitesse de groupe en limitant la longueur de la fibre non linéaire. Mais la recherche d'une forte puissance émise requiert de son côté un diamètre de cœur important, obligeant alors à utiliser une plus grande longueur de fibre pour obtenir une conversion importante vers les hautes longueurs d'onde. Pour lever les contraintes posées par ces conditions antagonistes, une solution consiste à utiliser une fibre non linéaire amplificatrice dans le but de régénérer/amplifier la pompe tout au long de la propagation, de façon à pouvoir engendrer un continuum étendu et puissant dans une courte longueur de fibre [5]. Dans cette communication, nous présentons un dispositif très simple basé sur l'emploi d'une fibre microstructurée dopée  $Yb^{3+}$ , dans le cœur de laquelle sont multiplexées une onde de pompe impulsionnelle à 1064 nm destinée à l'élargissement spectral ("signal") et une onde continue à 980 nm pour exciter les ions  $Yb^{3+}$  ("pompe") en vue de l'amplification du signal engendrant les effets non linéaires, tout au long de la fibre. Celle-ci est dessinée de sorte que la longueur d'onde de dispersion nulle (1200 nm) soit placée au centre de la bande spectrale permettant le sondage de la zone d'empreinte digitale de cellules biologiques par la mesure CARS (soit 1080-1320 nm pour une longueur d'onde de pompe à 1064 nm). Le but poursuivi est d'obtenir en sortie de fibre un spectre s'étendant jusqu'à 1600 nm au moins, avec une forte densité spectrale de puissance sur toute la bande, la meilleure platitude possible et une synchronisation parfaite de toutes les composantes spectrales.

## 2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

La fibre microstructurée est constituée d'un arrangement de 5 couronnes de trous autour d'un cœur solide dopé Ytterbium (absorption de la pompe : 850 dB/m, concentration en Yb : 7000 ppm), comme on le voit sur les images MEB de la Figure 1a et 1b. Ses caractéristiques opto-géométriques, reportées dans le tableau 1c, ont été déterminées de sorte qu'elle fonctionne en régime monomode à 980 nm et au-delà ( $d/\Lambda = 0,39$ ), et que le diamètre de son cœur actif soit grand ( $\Phi_{\text{cœur}} = 7,6 \mu\text{m}$ ) par rapport à celui des fibres non linéaires usuelles afin de maximiser le volume de gain d'une part et d'obtenir une longueur d'onde de dispersion nulle proche de 1200 nm (figure 1d) d'autre part. La source de signal à 1064 nm utilisée est un microlaser YAG amplifié dans un amplificateur multipassage, délivrant des impulsions de 900 ps à la cadence de 33 kHz. Pour pomper les ions  $\text{Yb}^{3+}$  de la fibre, nous utilisons une diode laser continue Thorlabs CLD1015 émettant à 980 nm. Les faisceaux des deux sources (pompe et signal) sont couplés dans la fibre par l'intermédiaire d'un simple multiplexeur monomode 980/1060 nm. La puissance moyenne des impulsions injectées dans la fibre non linéaire peut aller jusqu'à 125 mW (puissance crête = 4,2 kW), tandis que la puissance de la pompe injectée est ajustable par réglage du courant d'injection de la diode à 980 nm, entre 0 et 150 mW. Pour analyser le spectre du faisceau émergent de la fibre, nous utilisons un analyseur de spectre ANDO AQ6315 sur la bande 950-1750 nm (résolution : 0,05 nm).

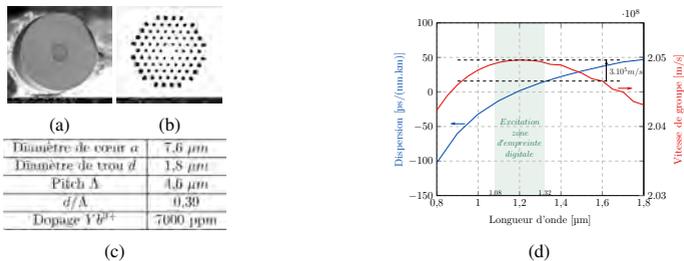


Figure 1: (a) et (b) Images MEB de la section droite de la fibre microstructurée amplificatrice non linéaire; (c) Caractéristiques de cette fibre; (d) Vitesse de groupe et dispersion calculées à partir des indices effectifs déterminés par la méthode des éléments finis sur la bande 600-1800 nm.

## 3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

L'annulation de la dispersion dans cette fibre se situe légèrement au-dessus de la longueur d'onde du signal ( $\text{ZDW} = 1200 \text{ nm}$ ). Les mécanismes non linéaires prédominants à l'origine de l'élargissement spectral sont la création de raies Raman entre 1064 nm et 1200 nm (régime de dispersion normale), puis l'apparition d'effets solitoniques au-delà de 1200 nm (dispersion anormale). La mise en place de mélanges paramétriques autour du ZDW permet d'obtenir un spectre continu sans trou spectral important. Une puissance de signal  $P = 75 \text{ mW}$  a été injectée dans 4 m de fibre et le spectre émergent a été mesuré en fonction de la puissance de pompe (Figure 2a). Comme espéré, le spectre est plus étendu quand le signal à 1064 nm est régénéré par l'amplification, la densité spectrale de puissance est plus élevée (gain d'environ 3,5 dB à 1200 nm et 15,5 dB à 1600 nm) et la platitude est améliorée. Dans le cas d'un fort pompage à 980 nm ( $P_p = 150 \text{ mW}$ ), la puissance utile en sortie de fibre est proche de 225 mW ce qui correspond à une densité spectrale moyenne de puissance de 0,3 mW/nm entre 1064 nm et 1750 nm, soit à peu près 9 fois la densité de puissance utilisée par H. Kano dans sa démonstration de CARS multiplex en 2008 [6]. L'analyse spectro-temporelle du faisceau émergent (Figures 2b et 2c) met en évidence une variation du temps de groupe limité à 60 ps sur la bande 1064-1600 nm pour un tronçon de fibre de 4 m, soit un décalage temporel très faible des différentes composantes spectrales, au regard de la durée (900 ps) des impulsions de pompe. Le maintien de cette très bonne synchronisation entre toutes les radiations

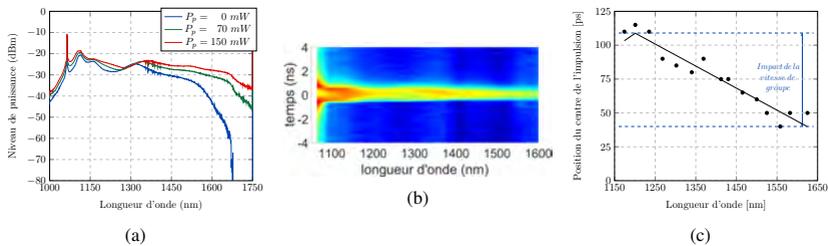


Figure 2: (a) Spectres mesurés à la sortie de la fibre amplificatrice non linéaire décrite figure 1 pour différentes puissances de pompe des ions  $Yb^{3+}$  en sortie d'un tronçon de 4 m (puissance de signal à 1064 nm = 75 mW); (b) Mesures spectro-temporelles du faisceau en sortie d'un tronçon de 4 m (pompe = 150 mW, signal = 125 mW); (c) Evolution temporelle du centre des impulsions des différentes composantes spectrales de la bande 1150-1600 nm en sortie du tronçon de 4 m.

de la bande est rendu possible grâce, d'une part à la relativement courte longueur de la fibre, d'autre part au décalage du zéro de dispersion vers 1200 nm. On observe, sur la Figure 2a, une décroissance du spectre en puissance moyenne, lorsque la longueur d'onde augmente. Mais, d'un autre côté, l'analyse de la Figure 2b montre que la durée des impulsions diminue de 1150 ps à 1100 nm jusqu'à 900 ps à 1600 nm. En conséquence, la décroissance du spectre en puissance crête est plus faible (platitude meilleure) avec un affaiblissement de seulement 3 dB entre 1200 nm et 1600 nm pour une puissance de pompe de 150 mW. Enfin, malgré un pompage en régime de dispersion normal, les trous spectraux généralement observés entre les raies Raman à 1148 nm et 1200 nm ne sont pas visibles lors du pompage à 1064 nm. L'homogénéité du spectre est donc bien conservée dans la bande d'excitation de l'empreinte digitale (1080 nm-1320 nm).

## CONCLUSION

Dans cette communication, nous avons montré qu'un spectre large infrarouge à forte densité spectrale de puissance a pu être efficacement engendré dans une fibre microstructurée à large cœur, grâce à une ré-amplification du signal à 1064 nm tout au long de sa propagation. Des puissances de 0,3 mW/nm ont pu être engendrées entre 1064 nm et 1600 nm. Grâce à la géométrie de la fibre et à la position de la longueur d'onde de dispersion nulle autour de 1200 nm, le spectre n'a subi qu'une très faible influence de la différence de temps de groupe et conserve une bonne homogénéité sur toute la bande spectrale considérée, ce qui est primordial pour la réalisation d'une source large bande dédiée à la microspectroscopie CARS Multiplex. Cette étude est à notre connaissance la première présentant l'utilisation d'un dopage cœur d'une fibre microstructurée pour la génération de spectre infrarouge large-bande.

## RÉFÉRENCES

- [1] M. Okuno et coll., "Ultrabroadband ( $>2000$   $cm^{-1}$ ) multiplex CARS spectroscopy using a subnanosecond supercontinuum light source", *Opt. Lett.* **32**, 3050–3052 (2007).
- [2] I. Hartl et coll., "Ultra-high-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air/silica microstructure optical fiber", *Opt. Lett.* **26**, 608–610 (2001).
- [3] P. Rairoux et coll., "Remote sensing of the atmosphere using ultrashort laser pulses", *Appl. Phys. B* **71**, 573–580 (2000).
- [4] J. K. Ranka et coll., "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm", *Opt. Lett.* **25**, 25–27 (2000).
- [5] A. Roy et coll., "Supercontinuum generation in a nonlinear Yb-doped, double-clad, microstructured fiber", *J. Soc. Am. B* **24**, 788–791 (2007).
- [6] M. Okuno et coll., "Ultrabroadband multiplex CARS microspectroscopy and imaging using a subnanosecond supercontinuum light source in the deep near infrared", *Opt. Lett.* **33**, 923–925 (2008).

## COMBINAISON COHÉRENTE DE CONVERTISSEURS DE FRÉQUENCES OPTIQUES EN CONFIGURATION FIBRÉE

**Alice Odier\*, Anne Durécu, Jean-Michel Melkonian, Guillaume Canat, Laurent Lombard, Michel Lefebvre, Pierre Bourdon**

\* ONERA, The french Aerospace Lab, BP 80100, 91123 Palaiseau cedex, France

alice.odier@onera.fr

### RÉSUMÉ

La combinaison cohérente par contrôle actif de la phase (CBC) est une technique permettant la montée en puissance de convertisseurs de fréquences pompés par fibre comme les OPOs. Le processus non linéaire menant à la conversion de fréquences repose sur la relation d'accord de phase. Il est possible d'utiliser cette relation pour contrôler indirectement la phase de l'onde émise grâce à celle de l'onde fondamentale. La combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences optiques est alors réalisable en utilisant un modulateur électro-optique fibré. La démonstration présentée ici se fait au travers de la mise en phase de doubleurs de fréquence de 1,55  $\mu\text{m}$  vers 775 nm dans du PPLN. Une qualité de mise en phase de  $\lambda/30$  à 775 nm est atteinte.

**MOTS-CLEFS :** *Combinaison Cohérente, Optique Non Linéaire, SHG, OPO*

### 1. INTRODUCTION

La combinaison cohérente de lasers à fibres par contrôle actif de la phase est une technique très efficace pour additionner de façon constructive les puissances émises par plusieurs amplificateurs et dépasser ainsi, par ce multiplexage, les limites intrinsèques à la montée en puissance de chacun de ces sources lasers. L'utilisation de cette technique est jusqu'ici limitée aux lasers, et à des longueurs d'onde pour lesquelles des modulateurs de phase commerciaux sont disponibles. L'optique non linéaire permet d'atteindre de nouveaux domaines de longueurs d'onde et de couvrir, à l'aide de sources lasers très cohérentes, tout le spectre optique. Les convertisseurs de fréquences sont limités par leur seuil de dommage. La combinaison cohérente pourrait permettre de dépasser ces limites en puissance. Cependant, le modulateur de phase, composant clé du contrôle actif de la phase, est rarement disponible commercialement à la longueur d'onde d'émission.

### 2. PRINCIPE ET MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Dans cette approche, nous proposons de tirer parti de la relation d'accord de phase nécessaire à un processus non linéaire efficace. Cette relation lie les vecteurs d'onde des ondes couplées par le processus non linéaire. En résolvant les équations de propagation dans un cristal non linéaire, nous démontrons qu'elles impliquent aussi une condition sur les phases des ondes couplées. Dans le cas de la génération de seconde harmonique, le système d'équations couplées reliant les amplitudes complexes de l'onde fondamentale et des harmoniques durant la propagation est donné dans le système suivant (Eq. 1).

$$\begin{cases} \frac{da_\omega(z)}{dz} = -i\kappa_\omega a_\omega(z) a_{2\omega}^*(z) \exp(i\Delta k z) \\ \frac{da_{2\omega}(z)}{dz} = -i\kappa_{2\omega} a_{\omega}^2(z) \exp(-i\Delta k z) \end{cases} \quad (1)$$

où  $\kappa_\omega$  et  $\kappa_{2\omega}$  sont des nombres réels reliés à la non linéarité du cristal considéré et  $\Delta k = 2k_\omega - k_{2\omega}$  est le désaccord de phase. Dans le cas d'un cristal non linéaire biréfringent et homogène, sous l'hypothèse de la pompe non déplétée (puissances faibles) et pour des phases  $\varphi_\omega$  et  $\varphi_{2\omega}$  fixes (lasers continus ou nanosecondes), la solution est :

$$a_{2\omega}(z) = \kappa_{2\omega} |a_\omega(z)|^2 \cdot z \cdot \frac{\sin(\frac{\Delta k}{2} z)}{\frac{\Delta k}{2} z} \exp \left[ i \left( 2\varphi_\omega - \frac{\Delta k}{2} z - \frac{\pi}{2} \right) \right] \quad (2)$$

Lorsque l'accord de phase est réalisé (ie  $\Delta k = 0$ ), l'efficacité de la génération de seconde harmonique est maximum et  $\varphi_{2\omega} = 2\varphi_{\omega} + \pi/2$ . De même, dans un cristal polarisé périodiquement (cas du quasi accord de phase), la relation devient  $\varphi_{2\omega} = 2\varphi_{\omega}$  à chaque période du réseau de retournement.

Il est donc possible d'utiliser des modulateurs électro-optiques (MEO) commerciaux pour piloter la phase de l'onde fondamentale et ainsi contrôler indirectement celle de l'onde doublée. La démonstration expérimentale a été effectuée dans le cas du doublage de deux amplificateurs fibrés erbium de 1,55  $\mu\text{m}$  vers 775 nm dans deux cristaux de PPLN[1, 2]. La technique de mise en phase utilisée repose sur un contrôle actif de la phase par marquage en fréquence. Le schéma de la configuration utilisée est présenté figure 1.

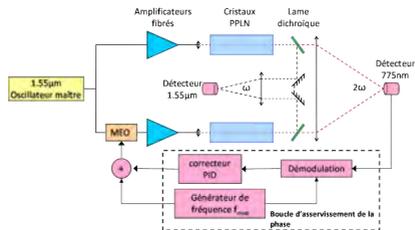


FIGURE 1 : Configuration de combinaison cohérente par contrôle actif de la phase de deux amplificateurs à fibres doublés en fréquence. Cette technique utilise un modulateur de phase électro-optique (MEO) à 1,5  $\mu\text{m}$ .

Un oscillateur commun est séparé en deux voies. Sur une voie, un modulateur électro-optique fibré standard est utilisé afin de contrôler la phase de l'onde fondamentale. Ce modulateur effectue le marquage en fréquence et assure la correction de phase en temps réel. Après les cristaux, les faisceaux de pompe et les faisceaux doublés sont séparés par des lames dichroïques et interfèrent en champ lointain. La détection par photodiode d'un lobe de la figure d'interférence permet d'obtenir, après démodulation à la fréquence de marquage, un signal d'erreur, proportionnel au déphasage, nécessaire pour fermer la boucle d'asservissement. Le contrôleur PID calcule le déphasage à introduire, via le MEO, pour stabiliser le système sur un état d'interférence constructif.

### 3. MESURE DES FLUCTUATIONS DE PHASE RÉSIDUELLES

Deux voies de détection pour la mise en phase sont installées, l'une sur la voie de l'onde fondamentale et l'autre sur la voie de l'onde doublée, afin de pouvoir réaliser la mise en phase à partir de l'un ou l'autre des signaux d'interférence. Les signaux temporels reçus par les photodiodes, successivement en boucle fermée et en boucle ouverte, sont présentés figure 2. Lorsque la mise en phase s'effectue sur le

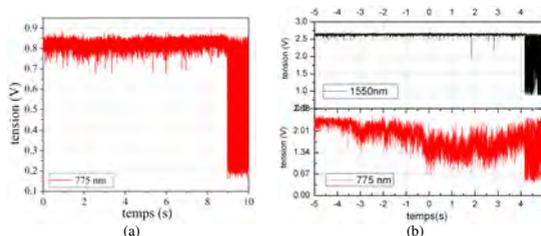


FIGURE 2 : Asservissement en boucle fermée puis en boucle ouverte (a) Mise en phase sur le signal à 775 nm (b) Mise en phase sur le signal à 1,55  $\mu\text{m}$ .

déphasage mesuré à 775 nm (Fig. 2a), les fluctuations de phase non compensées à 775 nm sont de  $\lambda/30$ .

Une mise en phase de très bonne qualité de l'onde doublée est donc obtenue en modulant la phase de l'onde fondamentale.

Lorsque la mise en phase s'effectue sur le déphasage mesuré à  $1,5 \mu\text{m}$  (Fig. 2b), les fluctuations de phase non compensées de l'onde fondamentale sont de  $\lambda/45$ . Nous observons que la stabilisation partielle du signal d'interférences des ondes doublées ne se fait pas spécifiquement sur un état d'interférence constructif. Les fluctuations peuvent provenir de variations de température des fours contenant les cristaux ou de turbulences sur la partie du chemin optique propre aux ondes doublées. Pour tenter de mieux comprendre ces variations de phase, l'évolution temporelle des différences de phases des ondes fondamentales et des ondes doublées ont été mesurées grâce à une détection I/Q. En boucle ouverte, la phase de l'onde fondamentale fluctue librement. La phase de l'onde doublée suit celle de l'onde fondamentale selon la relation d'accord de phase (Fig. 3a). La phase résiduelle est définie par :  $\Delta\phi_{res}^{OFF} = \Delta\phi_{\omega} - \Delta\phi_{2\omega}/2$  en boucle ouverte. Elle représente la précision avec laquelle la relation de phase est vérifiée. On compare, dans la figure 3b, sa densité spectrale de phase (PSD) à celles de l'onde fondamentale et de l'onde doublée en boucle fermée sur le signal à  $1,5 \mu\text{m}$  (cas de la figure 2b).

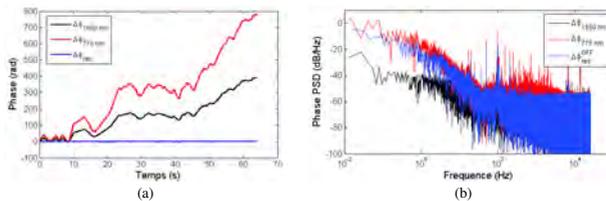


FIGURE 3 : (a) Phases en fonction du temps en boucle ouverte (b) Densité Spectrale de phase en boucle fermée sur le signal à  $1,5 \mu\text{m}$ .

Comme la mise en phase est effectuée sur le déphasage mesuré à  $1,5 \mu\text{m}$ , les fluctuations de phase sont faibles ( $\lambda/45$  à  $1,5 \mu\text{m}$ ) et la PSD a donc un niveau faible sur tout le spectre ( $< -30\text{dB/Hz}$ ). La PSD de l'onde doublée est également diminuée, par rapport à celle mesurée en boucle ouverte, mais seulement jusqu'à la limite de précision de la relation de phase matérialisée par  $\Delta\phi_{res}^{OFF}$ . Comme la densité spectrale de la phase résiduelle, la PSD de l'onde doublée a principalement des composantes à basses fréquences ce qui tendrait à confirmer l'influence du four et des turbulences sur la partie du chemin optique non compensée.

## CONCLUSION

La combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences optiques par contrôle de la phase de l'onde de pompe est rendue possible par l'utilisation de la relation de phase inhérente aux processus non linéaires. La démonstration expérimentale de ce principe dans le cas de doubleurs de fréquence en quasi-accord de phase (cristaux de PPLN) est présentée ici. Une efficacité de mise en phase de l'onde doublée ( $775 \text{ nm}$ ) de  $\lambda/30$  est obtenue. Des mesures de la différence de phase résiduelle entre la phase de l'onde fondamentale et celle de l'onde doublée ont été réalisées. Les travaux futurs porteront sur l'application de cette technique pour la mise en phase d'OPOs pompés par lasers fibrés et émettant dans le moyen infrarouge.

## RÉFÉRENCES

- [1] P. Bourdon, A. Durécu, G. Canat, J. Le Gouët, D. Goular, and L. Lombard, "Coherent combining of fiber-laser-pumped frequency converters using all fiber electro-optic modulator for active phase control," in *SPIE LASE*. International Society for Optics and Photonics, 2015, pp. 93 441S–93 441S.
- [2] A. Durécu, C. Aubert, G. Canat, J. Le Gouët, L. Lombard, and P. Bourdon, "Coherent combining of shg converters through active phase control of the fundamental waves," in *SPIE LASE*. International Society for Optics and Photonics, 2014, pp. 89 611Y–89 611Y.

## AMPLIFICATEUR PARTAGÉ POUR FIBRES MONOMODES : AMPLIFICATION DE 5 MODES NON-DÉGÉNÉRÉS DANS UN EDFA LÉGÈREMENT MULTIMODE À COEUR ELLIPTIQUE

Jean-Baptiste Trinel<sup>1</sup>, Yves Quiquempois<sup>1</sup>, Antoine Le Rouge<sup>1</sup>, Lionel Garcia<sup>2</sup>, Jean-François Morizur<sup>2</sup>, Guillaume Labroille<sup>2</sup>, Laurent Bigot<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, IRCICA, CNRS - Université Lille 1, 50 avenue Halley, 59658 Villeneuve d'Ascq, France

<sup>2</sup> CAILabs SAS, 8 rue du 7e d'Artillerie, 35000 Rennes, France

jean-baptiste.trinel@univ-lille1.fr

### RÉSUMÉ

Dans cet article l'intégration de composants à base de fibres légèrement multimodes dans les réseaux de télécommunications longue distance à base de fibres monomodes est étudiée. Le savoir actuel sur les EDFA légèrement multimode est utilisé pour intégrer la fonction d'amplification de différentes fibres monomodes en un seul amplificateur.

**MOTS-CLEFS :** *Multiplexage Spatial et Modal ; EDFA légèrement multimode*

### 1. INTRODUCTION

Le Multiplexage Spatial (SDM) apparaît comme une solution prometteuse pour augmenter la capacité d'une fibre unique et ainsi faire face à la saturation observée de la technologie actuelle [1]. En plus du développement de transmissions entièrement basées sur le SDM, il est intéressant de considérer de premières étapes d'intégration de composants provenant du SDM dans les systèmes monomodes, comme l'amplificateur optique à base d'une fibre erbium légèrement multimode. En remplaçant N Amplificateurs à Fibre Dopée Erbium (N-EDFA) par un unique Amplificateur à Fibre Dopée Erbium Légèrement Multimode (FM-EDFA) supportant N modes, une économie d'énergie pourrait être réalisée [2]. Avec cette approche, différents signaux provenant de différentes fibres monomodes (SMF) sont convertis en modes d'ordre supérieur, partagent le même amplificateur et sont réinjectés dans différentes SMF. Afin de rendre cette architecture efficace, un système présentant une faible diaphonie (crosstalk) et utilisant des modes non-dégénérés est souhaitable, de façon à simplifier le traitement du signal et à permettre l'utilisation d'un grand nombre de modes. Dans cet article, des multiplexeurs (MUX) et demultiplexeurs (DEMUX) spatiaux avec faible crosstalk sont utilisés conjointement à une Fibre optique Dopée Erbium Légèrement Multimode (FM-EDF) à cœur elliptique.

### 2. MONTAGE EXPÉRIMENTAL DE L'EDFA LÉGÈREMENT MULTIMODE

Une FM-EDF à cœur elliptique (ellipticité=0,74, demi grand axe=8,8  $\mu\text{m}$ ) a été utilisée comme milieu amplificateur (figure 1 a). Ce choix garantit la levée de dégénérescence entre modes du même

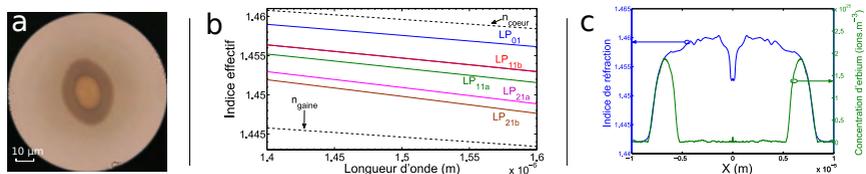


FIGURE 1 : Photo de la FM-EDF au microscope optique (a), évolution de l'indice de réfraction des modes utilisés dans la FM-EDF à cœur elliptique (b), profils de dopant erbium et d'indice de la FM-EDF (c).

groupe, et ce afin de minimiser le couplage entre modes comparativement à une fibre à cœur circulaire. La figure 1 b présente la dépendance spectrale de l'indice effectif des 5 modes spatiaux utilisés ( $LP_{01}$ ,  $LP_{11a,b}$  et  $LP_{21a,b}$ ) pour la fibre à cœur elliptique. La séparation efficace des indices effectifs entre les modes permet de les utiliser indépendamment sur la relativement courte longueur de la FM-EDF. De plus, la biréfringence est de l'ordre de  $10^{-6}$ , ce qui rend le système compatible avec le multiplexage en polarisation. Cette fibre présente un profil de dopant en anneau pour les ions erbium, qui a été utilisé avec succès dans nos précédents travaux puisqu'il a permis d'obtenir un gain similaire pour les modes non-centrés,  $LP_{11a,b}$  et  $LP_{21a,b}$  [3]. Les profils d'indice et de dopant erbium de la fibre sont reportés sur la figure 1 c, on observe que le dopage en anneau n'affecte pas significativement le profil d'indice.

Avec cette FM-EDF, un amplificateur à 5 modes a été réalisé (schématisé dans la figure 2 a). Pour les MUX et DEMUX modaux, des lames de phases réfléchives ont été spécialement conçues pour générer le profil des modes propres de la FM-EDF en utilisant l'approche MPLC (Multi-Plane Light Conversion) [4]. Cette configuration permet d'analyser indépendamment les canaux issus de 5 SMF (chaque canal correspond à un mode propre de la FM-EDF). Les faisceaux signaux sont issus de différents lasers accordables dans la bande C, couplés dans les SMF dont les modes  $LP_{01}$  ont été convertis en différents modes spatiaux par le MUX. Les faisceaux signaux et pompe ont été multiplexés en espace libre et injectés ensemble dans la FM-EDF. Les modes sortants de la fibre sont imagés par une caméra : un bon accord entre l'observation expérimentale et les modes théoriques est observé (figure 2 b). La sortie de la FM-EDF a ensuite été injectée dans le DEMUX qui reconverti les différents modes spatiaux en modes fondamentaux de différentes SMF. Ces SMF peuvent être connectées - les unes après les autres ou ensemble - à un mesureur de puissance ou un Analyseur de Spectre Optique (OSA).

Afin de faciliter l'analyse, différentes longueurs d'onde ont été attribuées aux différents canaux spatiaux, comme dans l'approche proposé par Salsi et al.[5]. D'abord, tous les canaux côté MUX ont été utilisés ensemble (longueurs d'onde de 1590 nm à 1598 nm). Chaque canal du DEMUX a été connecté à un OSA et chaque spectre enregistré (mesures "OFF"). Cette bande spectrale a été choisie pour minimiser l'absorption de l'erbium tout en restant proche de la bande spectrale de fonctionnement des MUX et DEMUX. En régime d'amplification, le faisceau de pompe a été injecté de manière centrée pour exciter les modes de pompe  $LP_{01,02,03}$ . Comme pour les mesures "OFF", tous les canaux signaux ont été utilisés ensemble à des longueurs d'onde distinctes réparties entre 1550 nm et 1558 nm (mesures "ON"). Pour les deux procédures l'OSA reçoit les signaux provenant du canal testé (i.e. le même canal pour le DEMUX et le MUX) et provenant du crosstalk des autres canaux à leurs longueurs d'ondes associées. Avec ces procédures les crosstalk et l'amplification du système peuvent être simultanément examinés.

Pour calculer le crosstalk modal du système global, les 5 spectres provenant des mesures "OFF" ont fourni une matrice 5x5 dont les lignes correspondent aux canaux côté MUX (entrée) et les colonnes aux canaux côté DEMUX (sortie). La puissance optique mesurée a été utilisée pour construire une matrice de crosstalk 5x5 (nommée XT) en utilisant comme référence la puissance mesurée correspondant au canal testé. Cette procédure est appliquée hors amplification ("OFF") et en amplification ("ON"). Pour calculer les valeurs de gain, les éléments diagonaux des matrices XT des mesures "ON" et "OFF" sont comparés. Des exemples de spectres - pour le canal 5 (mode  $LP_{21b}$ ) du DEMUX - sont présentés sur la figure 2 c. Le gain "ON/OFF" calculé est différent du gain net, qui compare la puissance entrant côté MUX à la puissance sortant côté DEMUX : l'objectif est ici de mesurer le gain fourni par la fibre indépendamment

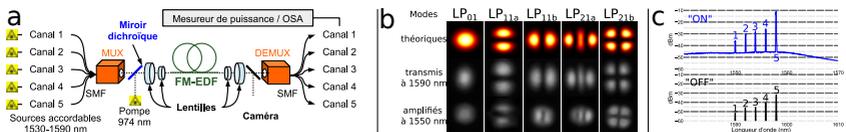


FIGURE 2 : Montage expérimental de l'EDFA légèrement multimode (a), images de 5 modes utilisés (b) et spectres "ON" et "OFF" pour le canal DEMUX 5 (c).

des autres composants du système. Dans la suite, les canaux du MUX et du DEMUX seront référencés comme suit : canal 1  $\rightarrow$  LP<sub>01</sub>, canal 2  $\rightarrow$  LP<sub>11a</sub>, canal 3  $\rightarrow$  LP<sub>11b</sub>, canal 4  $\rightarrow$  LP<sub>21a</sub> et canal 5  $\rightarrow$  LP<sub>21b</sub>.

### 3. RÉSULTATS

Les résultats expérimentaux suivants sont obtenus avec une longueur optimisée de 2,25 mètres pour la FM-EDF. D'abord, le crosstalk global est reporté dans le tableau 1 (gauche) (mesures "OFF"). Le crosstalk a été optimisé en ajustant l'orientation des lames de phases et les couplages aux deux extrémités de la fibre, avec l'aide d'une caméra et d'un OSA. Le crosstalk est plutôt faible (au pire de -11,3 dB). Les valeurs les plus élevées peuvent s'expliquer par un couplage important à l'injection. Il faut noter que le crosstalk reste faible même entre modes du même groupe - i.e. entre LP<sub>11a</sub> et LP<sub>11b</sub> et entre LP<sub>21a</sub> et LP<sub>21b</sub> - comme attendu grâce à la réduction du couplage entre modes favorisé par l'ellipticité du cœur. Ensuite, les mesures "ON" ont été réalisées avec une puissance de pompe (couplée dans la FM-EDF) d'environ 100 mW. Le crosstalk en régime d'amplification et le gain pour chaque mode sont reportés dans le tableau 1 (centre et droite). Il est à noter que l'amplification ne dégrade pas le crosstalk, excepté pour le canal LP<sub>01</sub>, ce qui s'explique par le gain modal différentiel (DMG) qui pénalise fortement ce canal. En plus d'un faible crosstalk, l'EDFA légèrement multimode fournit un gain acceptable, spécifiquement pour les modes LP<sub>11b</sub>, LP<sub>21a</sub> et LP<sub>21b</sub> pour lesquels le gain moyen ( $G_{\text{average}}$ ) est de 18,6 dB avec un DMG de 3,4 dB. En incluant le mode LP<sub>11a</sub>, le DMG atteint 7 dB. Ceci s'explique par le fait que si l'ellipticité aide à diminuer le couplage, elle dégrade le DMG et le  $G_{\text{average}}$ .

"OFF"	1	2	3	4	5	"ON"	1	2	3	4	5	Gain modal	
1		-13,7	-17,4	-16,6	-25,8	1		-16,9	-9,4	-9,9	-17,5	LP <sub>01</sub>	7,4
2	-19,6		-19,2	-21,7	-16,1	2	-21,6		-20,4	-18,3	-13,6	LP <sub>11a</sub>	13,8
3	-12	-15,9		-13,1	-17,4	3	-29,3	-22,3		-23,1	-17,1	LP <sub>11b</sub>	17,6
4	-11,3	-16,9	-16,4		-13	4	-16,4	-19,4	-14,5		-15,9	LP <sub>21a</sub>	17,7
5	-15	-15,4	-15,4	-19,1		5	-23,9	-20,4	-17,5	-20,1		LP <sub>21b</sub>	20,8

TABLE 1 : Crosstalk (XT) pour les mesures "OFF" (gauche), "ON" (centre) et gain modal (droite) en dB.

### 4. CONCLUSION

Dans cet article, nous étudions la possibilité d'utiliser un EDFA légèrement multimode unique pour amplifier les signaux de différentes fibres monomodes. En utilisant un FM-EDFA supportant 5 modes non-dégénérés, l'amplification du signal provenant de 5 SMF a été démontrée, avec un crosstalk inférieur à -9,4 dB. Ce travail préliminaire met en lumière les améliorations nécessaires avant d'envisager l'intégration de ce composant dans le réseau. Les efforts doivent maintenant être focalisés sur i) le profil de dopant erbium qui doit-être réadapté au cas d'une fibre à cœur elliptique afin de fournir un meilleur gain moyen et des DMG plus faibles et ii) les pertes globales du système.

Ce travail a été en partie soutenu par le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, le conseil régional du Nord Pas de Calais, le Fond Européen de Développement Economique Régional, le Labex CEMPI et l'Equipex FLUX à travers le Programme Investissements d'Avenir.

### RÉFÉRENCES

- [1] D. J. Richardson et al., "Space-division multiplexing in optical fibres" *Nature Photonics*, Vol.7(5), pp. 354-362 (2013).
- [2] P. M. Krummrich, "Optical amplification and optical filter based signal processing for cost and energy efficient spatial multiplexing", *Optics Express*, Vol.19, no.17, pp. 16636-16652 (2011).
- [3] G. Le Cocq et al., "Modeling and characterization of a few-mode EDFA supporting four mode groups for mode division multiplexing", *Optics Express*, Vol.20, no.24, pp. 27051-27061 (2012).
- [4] G. Labroille et al., "Efficient and mode selective spatial mode multiplexer based on Multi-Plane Light Conversion", *Optics Express*, Vol.22, no.13, pp. 15599-15607 (2014).
- [5] M. Salsi et al., "In-line few-mode optical amplifier with erbium profile tuned to support LP01, LP11, and LP21 mode groups", *Proc. ECOC*, Tu.3.F.1 (2012).

## GENERATION ET SYNCHRONISATION D'IMPULSIONS BREVES DANS UN LASER A FIBRE MULTICŒUR ET AMPLIFICATION SPECTRALEMENT DISTRIBUEE

Philippe Rigaud<sup>1</sup>, Christos Simos<sup>2</sup>, Agnès Desfarges-Bertheleot<sup>1</sup>, Géraud Bouwmans<sup>3</sup>, Vincent Kermene<sup>1</sup>, Ammar Hideur<sup>4</sup>, Alain Barthélémy<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut de Recherche XLIM, UMR 7252, Université de Limoges CNRS, 123 Avenue Albert Thomas, 87 060 Limoges, France

<sup>2</sup> Department of Informatics and Telecommunications, Optical Communications Laboratory, National and Kapodistrian University of Athens, GR-15784 Athens, Greece

<sup>3</sup> Laboratoire PhLAM UMR 8523, Institut IRCICA USR CNRS 3380, Université Lille 1, 50 Avenue Halley, 59 658 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

<sup>4</sup> CORIA UMR 6614, Normandie Université, CNRS INSA Université de Rouen, 675 Avenue de l'université, 76 801 Saint Etienne du Rouvray, France

[philippe.rigaud@institutoptique.fr](mailto:philippe.rigaud@institutoptique.fr)

### RÉSUMÉ

La conception d'un oscillateur laser pour la génération d'impulsions synchronisées, de fréquences porteuses différentes, est démontrée ici. Les impulsions recombinaées présentent des spectres bi-longueur d'onde autour de 1030 nm. Les bandes spectrales d'émission sont accordables et sélectionnées par l'arrangement de la cavité construite autour d'une fibre multicœur dopée ytterbium et d'un composant dispersif. L'amplification spectralement distribuée dans deux cœurs de la fibre permet de lutter contre la compétition modale de gain et de cumuler les puissances. Un miroir à absorbant saturable, placé dans le bras de la cavité partagé par les deux rayonnements, met en phase les modes longitudinaux de chacune des voies laser. Il assure également le synchronisme des trains d'impulsions après l'ajustement fin de la longueur optique des voies. Les couples d'impulsions produites avaient une durée de 2,7 ps.

**MOTS-CLEFS :** *laser, impulsions synchronisées, fibre multicœur, combinaison cohérente.*

### 1. INTRODUCTION

Les oscillateurs à verrouillage passif des modes longitudinaux ont pénétré de multiples champs d'applications qu'elles soient académiques, industrielles ou encore médicales. Certains de ces lasers ont la particularité d'émettre simultanément des impulsions brèves à différentes longueurs d'onde centrales. Ce type d'émission présente un intérêt dans des domaines tels que la spectroscopie résolue dans le temps ou la génération de nouvelles fréquences. La mise en phase des impulsions émises par un ou plusieurs lasers, ayant donc le même déphasage entre l'enveloppe et la porteuse des impulsions, est d'intérêt pour la synthèse spectrale cohérente d'impulsions ultra-brèves formées à partir de spectres élémentaires complémentaires [1]. La génération de bandes spectrales voisines par différents amplificateurs est alors un moyen de lutter d'une part contre la limitation de la bande de gain d'une seule terre rare et d'autre part de lutter contre les effets de l'élargissement homogène de la bande de gain. Dans cette communication, nous rapportons la mise en œuvre d'un oscillateur composé d'une fibre amplificatrice multicœur émettant deux trains d'impulsions brèves synchrones de fréquences porteuses différentes. Une signature de la cohérence mutuelle de ces rayonnements a pu être observée.

### 2. FIBRE AMPLIFICATRICE MULTICŒUR DOPEE YTTERBIUM

Un intérêt majeur de l'utilisation d'une fibre multicœur dans un dispositif associant amplification parallèle et mise en phase est sa robustesse dans un environnement non protégé.

Ainsi, il a été montré le maintien d'une relation de phase stable entre 12 cœurs d'une fibre multicœur active pendant plusieurs heures [2] du fait que les différents guides partagent un même environnement et subissent donc les mêmes effets thermiques, acoustiques et mécaniques. Dans ces conditions, les variations de différences de chemin optique sont faibles entre les différents canaux en comparaison à des fibres optiques indépendantes. Pour ce montage, nous avons utilisé simultanément 2 des 15 cœurs d'une fibre optique présentant une absorption de l'ordre de 5 dB par centimètre autour de 976 nm (Fig. 1 (a)). Ces cœurs dopés aux ions ytterbium sont monomodes à 1028 nm et ne sont pas couplés. Ils présentent un diamètre de mode d'environ  $5 \mu\text{m}$  à  $1/e^2$  en intensité, ils sont linéairement répartis suivant un diamètre de la fibre et espacés de  $30 \mu\text{m}$ . Le diamètre externe de la fibre est d'environ  $500 \mu\text{m}$ . La longueur de fibre utilisée est proche de 1 m. La fibre forme une boucle dans ce montage (Fig. 1 (b)) afin de maîtriser les longueurs optiques pour chacune des voies mises en jeu et ainsi pouvoir influencer sur le synchronisme des impulsions en jouant sur l'inclinaison de la boucle.

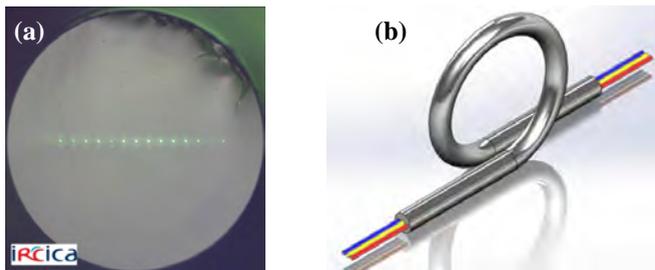


Fig. 1 : (a) Image de la face de la fibre active multicœur dopée aux ions ytterbium et (b) géométrie retenue pour son intégration dans le système laser.

### 3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET RESULTATS

La figure 2 illustre le principe de l'oscillateur développé. Les différents amplificateurs (cœurs multiples de la fibre dopée dans le cas de la réalisation expérimentale) sont disposés en parallèle au sein d'un même résonateur délimité par un miroir de haute réflectivité à la longueur d'onde de 1030 nm et un miroir absorbant saturable à semi-conducteur (SESAM). Le pompage optique de chacun des amplificateurs est réalisé à l'aide d'une diode de pompage unimodale émettant à 976 nm. Un miroir dichroïque dirige les faisceaux pompe et signal vers chacune des voies et le couplage de ces rayonnements dans la fibre est assuré par une matrice de microlentilles. Un spectroscopie à réseau est intégré entre l'ensemble des guides (fibre multicœur) et le SESAM. Les spectres d'émission des cavités parallèles ainsi formées s'auto-ajustent de façon à assurer une superposition des faisceaux entre le composant dispersif et le SESAM. Les caractéristiques des bandes spectrales émises, largeur et longueur d'onde centrale, dépendent de celles du spectroscopie (focale de lentille, angle d'incidence par rapport au réseau, périodicité du réseau) ainsi que des paramètres opto-géométriques de la fibre multicœur. Le SESAM réalise la mise en phase des modes longitudinaux de chacune des voies amplificatrices. Placé sur un trajet commun aux différents faisceaux, il joue également un rôle essentiel dans la synchronisation temporelle des trains d'impulsions. Cette synchronisation est possible si les temps des allers retours dans la cavité sont identiques pour chaque voie. A priori, les temps de groupe diffèrent car les fréquences porteuses dans les voies amplificatrices sont différentes (dispersion de vitesse de groupe) ainsi que les indices effectifs des cœurs de la fibre. En ajustant l'inclinaison de la boucle formée par la fibre multicœur, nous avons effectué l'égalisation indispensable des chemins optiques conduisant à des trains d'impulsions synchrones. La figure 3 (a) montre le spectre mesuré en sortie d'oscillateur lorsque deux voies synchrones sont en régime de fonctionnement à verrouillage de modes. Les cœurs mis en jeu sont alors espacés de  $90 \mu\text{m}$ . Les deux bandes spectrales présentent dans ces conditions une

largeur de 0,9 nm à mi-hauteur pour un écart proche de 2,5 nm. En considérant un profil gaussien, la durée des impulsions est estimée à 2,7 ps à partir de la trace d'autocorrélation obtenue. Le dispositif fonctionnant en régime de dispersion normale, les impulsions mesurées ne sont pas en limite de Fourier. La cadence de répétition des impulsions est quant à elle proche de 54 MHz.

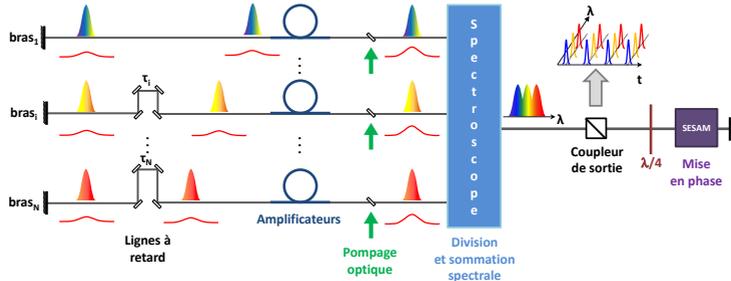


Fig. 2 : Schéma bloc de l'oscillateur basé sur l'amplification spectralement distribuée. L'égalisation des chemins optiques (lignes à retard) est assurée expérimentalement par un ajustement de l'inclinaison de la boucle formée par la fibre multicœur comme représentée sur la figure 1 (b).

Une cohérence (stabilité de la phase relative des porteuses) entre les impulsions produites a pu être mise en évidence au travers d'une simple autocorrélation en intensité de la sortie laser (Fig. 3 (b)).

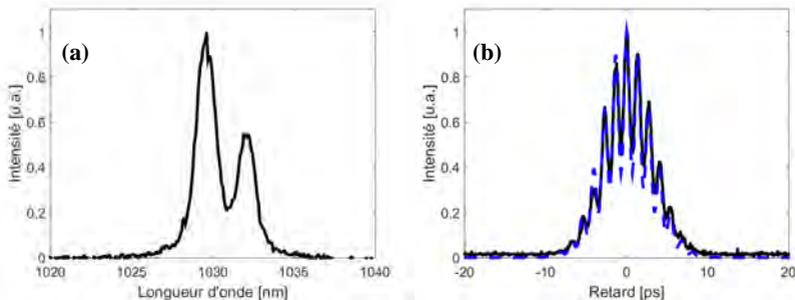


Fig. 3 : (a) Double spectre en sortie d'oscillateur lorsque les impulsions sont synchronisées et (b) autocorrélation expérimentale (noire) et simulée (pointillés bleus) des trains d'impulsions combinés en présence de verrouillage des porteuses.

## CONCLUSION

Nous avons démontré pour la première fois la génération d'impulsions synchronisées mettant en jeu l'amplification spectralement distribuée au sein d'une cavité laser intégrant une fibre multicœur. Le choix des fréquences est ajustable. Nous avons également mis en évidence la cohérence mutuelle des impulsions, signature observable sur la trace d'autocorrélation. Une augmentation du nombre de voies et de bandes de fréquences est tout à fait envisageable.

## RÉFÉRENCES

- [1] R. K. Shelton, L.-S. Ma, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, J. L. Hall, et J. Ye, « Phase-Coherent Optical Pulse Synthesis from Separate Femtosecond Lasers », *Science*, vol. 293, n° 5533, p. 1286- 1289, août 2001.
- [2] P. Rigaud, V. Kermene, G. Bouwmans, L. Bigot, A. Desfarges-Berthelemot, D. Labat, A. Le Rouge, T. Mansuryan, et A. Barthélémy, « Spatially dispersive amplification in a 12-core fiber and femtosecond pulse synthesis by coherent spectral combining », *Opt. Express*, vol. 21, n° 11, p. 13555-13563, juin 2013.

## Laser femtoseconde à fibre optique émettant des impulsions de haute énergie (8 nJ) autour de 1700 nm

Patrick Cadroas<sup>1,2</sup>, Leonid Kotov<sup>1,3</sup>, Mikhail Likhachev<sup>3</sup>, Mikhail Bubnov<sup>3</sup>, Denis Lipatov<sup>4,5</sup>, Aleksei Guryanov<sup>4</sup>, Mincheng Tang<sup>6</sup>, Ammar Hideur<sup>6</sup> et Sébastien Février<sup>1\*</sup>

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

2. Novae, Z.A. de Bel-Air, F-87000 Saint-Martin-Le-Vieux

3. Fiber Optics Research Center RAS, 38 Vavilov Street, Moscow 119333, Russia

4. ICHPS of the RAS, 49 Tropinin Street, Nizhny Novgorod 603950, Russia

5. Lobachevsky State University, 23 Prospekt Gagarina, Nizhniy Novgorod 603950, Russia

6. CORIA UMR 6614, CNRS-INSA-University of Rouen, F-76801 Rouen

[sebastien.fevrier@unilim.fr](mailto:sebastien.fevrier@unilim.fr)

### RÉSUMÉ

Nous présentons un laser à fibres délivrant des impulsions femtosecondes (< 200 fs) de haute énergie (8 nJ) dans une gamme spectrale comprise entre 1650 et 1800 nm. Ce laser est basé sur l'auto-décalage Raman de solitons générés à l'aide d'un laser de puissance à 1555 nm. L'utilisation d'une fibre à grande surface modale dopée à l'erbium, double gaine, comme dernier étage amplificateur, permet d'obtenir des impulsions de 8,5 nJ d'énergie pour une durée de 160 fs à mi-hauteur. A notre connaissance, il s'agit de l'énergie maximale atteinte à ces longueurs d'onde par un laser à fibres souples.

**MOTS-CLEFS :** *Laser fibré ; Laser impulsif ; Oscillateurs & amplificateurs fibrés*

### 1. INTRODUCTION

La microscopie multiphotonique est une technologie clé pour l'imagerie *in vivo* des tissus biologiques. Les performances clés d'un microscope (profondeur d'imagerie, résolution spatiale, et rapport signal à bruit) sont améliorées de manière significative par l'emploi de l'absorption tri-photonique. La microscopie à trois photons requiert un laser délivrant des impulsions ultrabrèves (< 200 fs) de plusieurs nanojoules d'énergie à une longueur d'onde proche de 1700 nm [1]. La gamme de longueurs d'onde requise ne se superpose pas avec les bandes d'émission des lasers fibrés erbium ou thulium. Pour générer un rayonnement autour de 1700 nm, une technique consiste à décaler le spectre des impulsions d'un laser femtoseconde à 1550 nm vers les hautes longueurs d'onde en utilisant la diffusion Raman stimulée [2]. Cet effet d'auto-décalage Raman est très efficace pour les solitons optiques qui présentent un spectre large et une forte puissance crête. Les solitons optiques se forment dans les fibres non-linéaires ayant une dispersion de vitesse de groupe anormale ( $\beta_2 < 0$ ). L'énergie  $E$  par impulsion solitonique d'ordre  $N$  est donnée par  $E = N^2 \beta_2 A_{\text{eff}} / 2\pi \lambda T_0 n_2$ , où  $n_2$  est l'indice de réfraction non-linéaire,  $\lambda$  la longueur d'onde dans le vide,  $A_{\text{eff}}$  l'aire effective du mode de propagation et  $T_0$  la durée de l'impulsion. L'optimisation des paramètres modaux de la fibre ( $\beta_2$  et  $A_{\text{eff}}$ ) constitue une solution pour atteindre des impulsions de haute énergie. Il est par exemple possible d'utiliser des fibres LMA pour "large mode area". Récemment la génération d'impulsions à 1675 nm d'énergie  $E = 67$  nJ et de durée  $T_0 = 65$  fs a été démontrée en utilisant l'amplification d'impulsions à dérive de fréquence à 1550 nm et une fibre-barreau à cristal photonique [1] ( $A_{\text{eff}} = 2300 \mu\text{m}^2$ ) pour effectuer le décalage Raman. Cependant, ce montage est basé sur l'emploi de nombreux éléments non-fibrés qui affectent la stabilité du laser et augmentent son encombrement. A ce jour, les montages entièrement fibrés [3], basés sur des fibres monomodes standards ou sur des fibres étirées, n'ont permis d'obtenir que de faibles énergies (~1 nJ), insuffisantes pour la microscopie à trois photons. Une autre stratégie consiste à augmenter la dispersion de vitesse de groupe  $\beta_2$  en modifiant le profil de l'indice de réfraction de la fibre de départ [4]. Cependant, à notre connaissance, cette stratégie n'a pas encore été testée à 1700 nm. Dans cette communication, nous démontrons, pour la première fois à notre connaissance, un laser femtoseconde tout fibré opérant au voisinage de 1700 nm avec une énergie par

impulsion de 8 nJ (~50 kW de puissance crête). Ce laser utilise deux fibres LMA optimisées tant du point de vue de leur géométrie que de leur composition chimique.

## 2. MONTAGE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Le montage optique ayant permis l'obtention de ces impulsions femtoseconde de forte énergie est représenté en figure 1a.

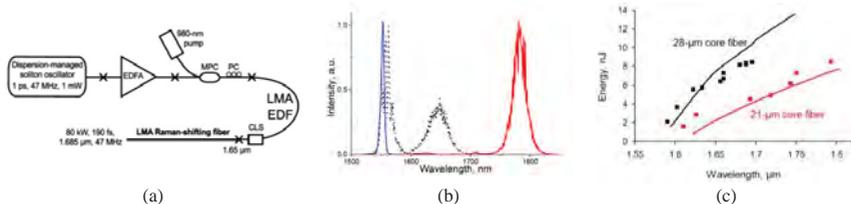


Figure 1: (a) Montage expérimental. (b) Spectres mesurés après le pré-amplificateur (bleu), après l'amplificateur de puissance (noir) et après la fibre de déport (rouge) pour une puissance de pompe de 20 W à 976 nm. (c) Énergie mesurée pour plusieurs longueurs d'onde centrales d'impulsion, pour deux fibres de déport.

L'oscillateur source est basé sur une cavité Fabry-Perot à verrouillage de modes. Le caractère auto-démarrant de l'oscillateur est assuré par la présence d'un SESAM. L'oscillateur délivre des impulsions de forme sécante hyperbolique carrée avec  $T_0 = 1$  ps à 1555 nm à une cadence de 47 MHz. La largeur spectrale à mi-hauteur est de 2,5 nm ( $T_0\Delta\nu = 0,32$ ) ce qui correspond à des impulsions  $\text{sech}^2$  en limite de Fourier. Le spectre des impulsions délivrées par l'oscillateur source est montré en figure 1b (bleu). Après passage dans un amplificateur à fibre dopée à l'erbium, la puissance moyenne est amplifiée jusqu'à 10 mW, soit  $E = 0,2$  nJ. Ces impulsions sont toujours en limite de Fourier grâce à l'emploi d'un court segment de fibre dopée à l'erbium ( $\beta_2 = 5,1 \times 10^{-2}$  ps<sup>2</sup>/m,  $L = 3$  m). Afin d'atteindre des énergies de plusieurs nanojoules, les impulsions sont ensuite amplifiées dans un amplificateur pompé par la gaine basé sur une fibre LMA [5]. Nous avons réalisé une fibre monomode dont le diamètre de cœur atteint 35  $\mu\text{m}$ , 1,5 fois plus large que celui des fibres LMA disponibles dans le commerce. L'aire effective du mode fondamental est égale à  $A_{\text{eff}} = 505$   $\mu\text{m}^2$  à 1555 nm, ce qui correspond à un coefficient non linéaire  $\gamma_8 = 0,18$   $\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ . La dispersion anormale ( $\beta_2 = -2,7 \times 10^{-2}$  ps<sup>2</sup>/m à 1555 nm) est dominée par la dispersion du matériau en raison du faible guidage dans la fibre LMA. La longueur de cette fibre amplificatrice (4,5 m) correspond à la longueur d'amplification optimale à 1555 nm en régime continu. Jusqu'à 20 W de rayonnement multimode de pompe à 976 nm ont été utilisés pour pomper la fibre active. Le spectre des impulsions après amplification est représenté sur la figure 1b (noir). Il est important de noter que l'amplificateur fonctionne dans un régime légèrement non-linéaire. Tout d'abord, le spectre est élargi par automodulation de phase. Puis, l'effet Raman provoque la fission de l'impulsion et un soliton est éjecté. La fraction d'énergie contenue dans l'impulsion solitonique, dont le spectre est centré autour de  $\lambda \approx 1650$  nm, a été estimée à environ 50%. Enfin, un second tronçon de fibre LMA dopée à l'erbium mais non pompée a été introduit afin de décaler la longueur d'onde centrale jusqu'à la longueur d'onde désirée. Nous avons testé deux fibres de diamètre de cœur  $\Phi = 21$   $\mu\text{m}$  et 28  $\mu\text{m}$ , d'absorption égale à 35 dB/m à 1532 nm et de longueurs respectives 7 m et 2 m. Ces fibres absorbent efficacement les résidus de rayonnement femtoseconde à 1550 nm, empêchent l'éjection d'autres solitons, et fournissent ainsi un spectre de sortie propre (voir Fig. 1b, rouge). Les pics à 1620 et 1700 nm sont attribués aux solitons fondamentaux éjectés avant la fibre de déport ( $\Phi = 21$   $\mu\text{m}$ ). Nous avons mesuré une puissance moyenne de 400 mW après la fibre de déport. Cette valeur correspond à une énergie par impulsion de 8,5 nJ. En considérant une impulsion de forme  $\text{sech}^2$ , la durée à mi-hauteur de l'impulsion a été déduite à 160 fs de la mesure d'autocorrélation. Ces données correspondent à une puissance crête de 53 kW. La variation de l'énergie par impulsion en fonction de la longueur d'onde centrale est reportée sur la figure 1c. Avec la seconde fibre absorbante,

$\Phi = 28 \mu\text{m}$ , un tronçon de 2 m permet d'obtenir une impulsion centrée à  $\lambda = 1670 \text{ nm}$  avec une énergie de 8,5 nJ.

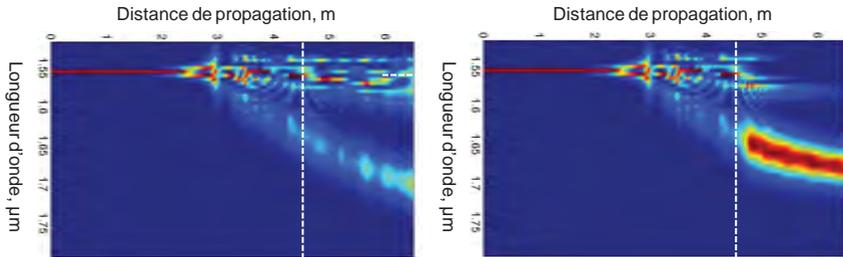


Figure 2: Résultats de simulations numériques montrant l'évolution du spectre le long des fibres LMA, à gauche, sans prendre en compte l'absorption dans la fibre de déport et, à droite, avec prise en compte de l'absorption.

L'équation de Schrödinger non linéaire généralisée a été utilisée pour modéliser cette expérience [6]. La figure 2 montre l'évolution du spectre le long de l'amplificateur et de la fibre absorbante de  $\Phi = 28 \mu\text{m}$  pour une puissance de pompe de 18 W à 976 nm. La ligne blanche indique la position de la soudure entre les deux fibres LMA. Les calculs montrent que la compression temporelle maximale a lieu à  $z = 3 \text{ m}$  dans l'amplificateur de puissance. A ce niveau, la puissance crête atteint environ 100 kW pour une durée d'impulsion de 70 fs. Sur la partie gauche de la figure, un soliton fondamental est clairement visible et subit le décalage de fréquence par effet Raman. Quand l'absorption dans la fibre de déport est prise en compte (image de droite), ce même soliton est éjecté hors de la bande d'absorption de l'ion  $\text{Er}^{3+}$  et son spectre continue de se décaler alors que le résidu de pompe femtoseconde est progressivement absorbé dans la fibre non pompée. Cette situation avantageuse, en regard de la qualité du spectre de sortie, résulte d'un compromis sur la longueur de l'amplificateur, qui a été adéquatement choisie comme étant égale à 4,5 m.

### 3. CONCLUSION

Nous avons présenté un laser femtoseconde, entièrement fibré, émettant des impulsions de haute énergie (8 nJ) à  $\lambda \approx 1670 \text{ nm}$ . La longueur d'onde centrale de l'impulsion peut être ajustée entre 1650 et 1800 nm et ainsi, couvrir la gamme spectrale entre les bandes d'émission de l'erbium et du thulium. Ce travail a été en partie soutenu par les subventions 15-08-07688A de la fondation russe pour la recherche et ANR-13-BS09-0018 UBRIS2 de l'agence nationale de la recherche. L. Kotov a reçu le soutien financier du ministère français des Affaires étrangères via une bourse d'excellence Eiffel.

### RÉFÉRENCES

- [1] N.G Horton, K. Wang, D. Kobat, C.G. Clark, F.W. Wise, C.B. Schaffer, and C. Xu, "In vivo three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain", *Nat. Phot.* 7, 205 (2013)
- [2] E. M. Dianov, A. I. Karasik, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, V. N. Serkin, "Stimulated-Raman conversion of multisoliton pulses in quartz optical fibers", *JETP Letters* 41, 294 (1985)
- [3] X. Liu, C. Xu, W. H. Knox, J. K. Chandalia, B. J. Eggleton, S. G. Kosinski, and R. S. Windeler, "Soliton self-frequency shift in a short tapered air-silica microstructure fiber," *Opt. Lett.* 26, 358 (2001)
- [4] M.E.V. Pedersen, J.C. Kriti Charan, K. Wang, C. Xu, L. Grüner-Nielsen, and D. Jakobsen, "Higher-order-mode fiber optimized for energetic soliton propagation," *Opt. Lett.* 37, 3459 (2012)
- [5] L. Kotov, M. Likhachev, M. Bubnov, O. Medvedkov, D. Lipatov, A. Guryanov, K. Zaytsev, M. Jossent, and S. Février, "Millijoule pulse energy 100-nanosecond Er-doped fiber laser," *Opt. Lett.* 40, 1189 (2015)
- [6] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fibers", *Rev. Mod. Phys.* 78, 1135 (2006)

## NANO-OPTIQUE: UNE FENÊTRE INATTENDUE SUR LES ÉCHELLES NANOMÉTRIQUES

Michel Orrit<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Huygens-Kamerlingh Onnes Laboratory, Leiden University, Niels Bohrweg 2, 2300 RA  
Leiden, Netherlands  
orrit@physics.leidenuniv.nl

### RÉSUMÉ

L'observation optique en champ lointain de nano-objets individuels, molécules, nanocristaux ou nanoparticules, donne accès à des informations résolues en temps, fréquence ou espace provenant d'une région de l'échantillon beaucoup plus petite que la limite de diffraction. La puissance de ces méthodes est illustrée par des exemples pris dans nos travaux des dernières années, dont beaucoup utilisent la concentration du champ optique par des structures plasmoniques.

**MOTS-CLEFS :** *molécules individuelles, nanoparticules d'or, piège optique, exaltation de fluorescence*

### 1. INTRODUCTION

L'isolation de molécules ou de nanoparticules uniques permet d'éliminer complètement l'hétérogénéité toujours présente dans les échantillons macroscopiques [1,2]. La nouvelle fenêtre ainsi ouverte révèle les distributions de propriétés à travers l'espace et le temps.

### 2. DIFFUSION ROTATIONNELLE

La fluorescence de molécules ou la photoluminescence de nanoparticules métalliques est souvent polarisée par rapport aux axes de ces objets. Il est donc possible, par suivi de polarisation de fluorescence, de connaître l'orientation instantanée d'objets individuels dans le champ observé. Appliquant cette méthode à un liquide surfondu (glycérol entre 200 et 240 K), nous avons étudié l'hétérogénéité dynamique de ce verre moléculaire. Des molécules de colorants permettent l'étude entre 200 et 215 K avec des temps rotationnels compris entre 1 ms et 1 s. A de plus hautes températures (225-240 K), des nanobarreaux (nanorods) d'or permettent de suivre la diffusion rotationnelle sur des échelles spatiales beaucoup plus grandes, entre 20 et 50 nm [3]. La surprenante observation de l'hétérogénéité dans ces dernières conditions (Fig. 1) montre que les longueurs de corrélation de l'hétérogénéité sont beaucoup plus étendues que ce qui était supposé jusqu'alors, et confirme des observations antérieures en diffusion de la lumière et des rayons X aux petits angles par le groupe de Fischer.

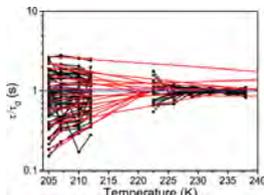


Fig. 1 : Hétérogénéité des temps de diffusion rotationnelle de molécules (à gauche) et de nanobarreaux d'or (à droite) et son évolution avec la température (d'après [3]).

### 3. CONTRASTE PHOTOTHERMIQUE

La détection de petits objets peut bénéficier de techniques d'optique nonlinéaire. Par exemple, le contraste photothermique utilise la variation d'indice produite par l'absorption d'un objet dans le milieu environnant, qui agit comme détecteur de l'énergie thermique dissipée. L'inhomogénéité d'indice, ou lentille thermique, diffuse une onde sonde incidente (Fig.2). Cette méthode permet une détermination directe de l'absorption optique, même en l'absence totale de fluorescence. On peut ainsi détecter des particules d'or de quelques nanomètres de diamètre avec un bon rapport signal à bruit [4] et jusqu'à des molécules individuelles.

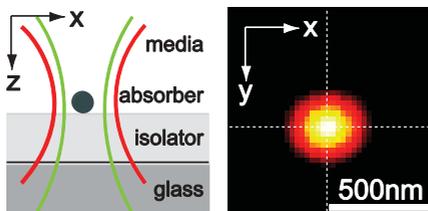


Fig. 2 : Diagramme de principe de l'imagerie photothermale employant un faisceau pompe (vert) et un faisceau sonde (rouge) et détectant les variations thermiques d'indice. Exemple de signal provenant d'une nanoparticule d'or de 20 nm de diamètre (d'après réf. [4]).

### 4. CAPTEUR PLASMONIQUE

Le champ proche de structures plasmoniques comme des nanobâtonnets d'or permet la détection de nanoparticules ou de molécules non fluorescentes. Par exemple, des molécules non absorbantes de protéine sont détectées lors de leur adsorption sur les extrémités du bâtonnet par le déplacement du plasmon induit par leur contraste d'indice avec la solution tampon environnante. Les événements discrets d'adsorption et désorption apparaissent comme des sauts d'absorption optique (voir Fig.3) détectée par contraste photothermique [5].

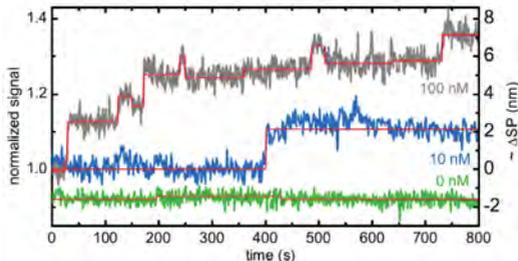


Fig. 3 : Traces temporelles du signal photothermique d'un nanobâtonnet d'or montrant les événements discrets d'adsorption et de désorption de molécules de protéine (streptavidine/phyco-érythrine ; d'après réf. [5]).

### 5. EXALTATION DE FLUORESCENCE

Les nanostructures plasmoniques peuvent concentrer le champ optique sur des régions très restreintes, de l'ordre de quelques dizaines de nm ou inférieures. Deux effets contribuent à ce confinement ; l'un purement géométrique est voisin de l'effet de pointe bien connu en électrostatique (effet paratonnerre), l'autre exploite l'amplification plasmonique par la structure à la fréquence visible de résonance. Dans le cas de nanobâtonnets d'or, le premier effet est modeste, mais le second est important par suite de la finesse de la résonance plasmonique (environ 100 meV

ou 800 cm<sup>-1</sup> dans les cas les plus favorables). Nous avons exploité le confinement des ondes optiques pour exalter la fluorescence d'un colorant peu brillant, le violet cristallisé (rendement de fluorescence 2%). Les facteurs d'exaltation dépassent 1000 et résultent d'une exaltation de l'absorption par un facteur 100 et d'une exaltation de l'émission par un facteur 10 environ. Ces observations sont en bon accord avec des simulations par éléments finis dipolaires [5].

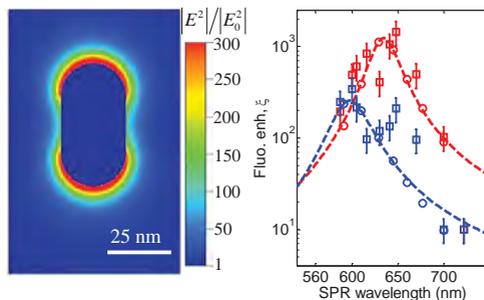


Fig. 4 : Distribution de l'intensité lumineuse autour d'un nanobarreau d'or excité à la résonance plasmon longitudinale. Noter la forte exaltation près des extrémités, dépassant un facteur 250. A gauche la dépendance en longueur d'onde du facteur global d'exaltation pour deux longueurs d'onde d'excitation (633 nm en rouge et 532 nm en bleu). Les mesures (carrés) sont en bon accord avec les simulations (cercles) et suivent la forme lorentzienne de résonance plasmon longitudinale (d'après réf. [6]).

Ces travaux montrent la puissance des méthodes nano-optiques pour accéder aux échelles de l'ordre du nanomètre. La sélection d'objets uniques permet de se débarrasser des distributions de paramètres microscopiques et d'accéder directement aux dynamiques temporelles, sans qu'une synchronisation de divers systèmes soit nécessaire. Cela est très utile dans l'étude de phénomènes brefs et non reproductibles comme l'ébullition explosive d'un liquide autour de nanoparticules d'or chauffées optiquement [7].

**Remerciements :** Les travaux exposés ont été effectués par des thésards et chercheurs post-doctoraux au cours des 5 dernières années, en particulier Alexander Gaiduk, Peter Zijlstra, Saumyakanti Khatua, Pedro Paulo, Paul Ruijgrok, Mustafa Yorulmaz, Haifeng Yuan, Kuai Yu et Lei Hou. L'auteur remercie également les agences de financement ERC, FOM et NWO.

#### RÉFÉRENCES

- [1] F. Kulzer, T. Xia, M. Orrit, "Single molecules as nanoprobe for soft and complex matter" *Angew. Chem. Int. Ed.* 49, 854-866, 2010.
- [2] P. Zijlstra and M. Orrit, "Single metal nanoparticles: optical detection, spectroscopy, and applications" *Rep. Progr. Phys.*, vol. 74, 106401 (55 pp), 2011.
- [3] H. Yuan, S. Khatua, P. Zijlstra, M. Orrit, "Individual gold nanorods report on dynamical heterogeneity in supercooled glycerol" *Faraday Disc.*, vol. 167, 515-527, 2013.
- [4] A. Gaiduk, P. V. Ruijgrok, M. Yorulmaz, M. Orrit, "Detection limits in photothermal microscopy" *Chem. Sci.* 1, 343-350, 2010.
- [5] P. Zijlstra, P. M. R. Paulo, Michel Orrit "Optical detection of single non-absorbing molecules using the surface plasmon resonance of a gold nanorod" *Nat. Nanotech.* 7, 379-382, 2012.
- [6] S. Khatua, P. M. R. Paulo, H. Yuan, A. Gupta, P. Zijlstra, M. Orrit, "Resonant plasmonic enhancement of single-molecule fluorescence by individual gold nanorods" *ACS Nano* 8, 4440-4449, 2014.
- [7] L. Hou, M. Yorulmaz, N. R. Verhart, M. Orrit, "Explosive formation and dynamics of vapor nanobubbles around a continuously heated gold nanosphere" *New J. Phys.* 17, 013050 (9 pp), 2015.

## Nano-Optomechanics in a Focused Laser Beam

*Olivier Arcizet*

*Institut Néel CNRS, 25 rue des martyrs, 38042 Grenoble, France*

### Summary

We investigate the dynamics of a silicon carbide nanowire immersed in a strongly focused light field. The optomechanical interaction permits measuring with a large dynamics the vibrations of the sub-wavelength sized nanoresonator and analyzing the 2D structure of its thermal noise. We cartography the light-nanowire interaction within the tightly focus laser beam and investigate the 2D specificities of the optomechanical backaction. In particular a novel dynamical instability is observed and analyzed in regions of strong force field vorticity. The optomechanical interaction serves to investigate the light-matter interaction of our nanowires. Furthermore it demonstrates the capacity to use them as universal ultrasensitive vectorial force field sensor, whose potential is illustrated on the imaging of strongly confined electrostatic force fields.

We investigate the optomechanical coupling of a propagating light beam to a sub-wavelength sized nanoresonator. Our experiment consists in a silicon carbide nanowire, positioned at the waist of a strongly focused laser beam generated with high numerical aperture objectives. Using the transmitted light, collected on a quadrant photodiode through a second microscope objective, we measure with a large dynamics the thermal noise of the nanowire. The degeneracy within each longitudinal flexural mode family is generally lifted due to a deviation from the perfect cylindrical symmetry, leading to perpendicular eigenmodes which can be resolved for sufficiently large mechanical quality factors. Their dual orientations, once experimentally determined, permits using the nanowire as an ultrasensitive vectorial force sensor, thermal noise limited at the attonewton level.

Using a pump-probe technique, we measured for each position within the waist area the local optical force applied on the nanowire by a second, intensity modulated, laser beam. By doing so we can verify that the force is in phase with the intensity modulation, as expected for pure radiation pressure forces. We establish the cartography of the optical force field, as illustrated in Fig. 1, which permits visualizing the converging/diverging vector flow before and after the waist area. Also visible is the rotational character of the measured force field, whose vorticity is particularly important on each side of the optical waist.



**Fig. 1** Left: SEM image of a typical silicon carbide nanowire with 150 nm diameter. Right: schematics of the experiment: we cartography the optical force field exerted on the nanowire by a strongly focused laser beam.

We then investigate the dynamical backaction of the force field on the nanowire dynamics and demonstrate a perfect agreement with a theoretical description taking into account the bidimensional character of the problem. By positioning the nanowire in a region of strong vorticity, we observed and analysed a bifurcation in the nanowire dynamics followed by a dynamical instability of a novel kind in optomechanics, inherent to the non-conservative nature of the light-matter interaction.

This presentation will also permit illustrating the potential of exploiting this 2D backaction to turn our nano-resonators into ultrasensitive scanning probe vectorial force sensors, with sensitivities in the attonewton range, representing an improvement of several orders of magnitude with respect to commercial atomic force microscopes.

### References

- [1] A. Gloppe et al, "Bidimensional nano-optomechanics and dynamical backaction in a non-conservative radiation force field", *Nature Nano.* **9**, 920 (2014).



## AUTO-ASSEMBLAGES MOLECULAIRES ORGANISES SUR GRAPHENE : CONTROLE DE L'ABSORPTION OPTIQUE ET DE LA LUMINESCENCE.

**Sylvain Le Liepvre, Maud Jaouen, Tessnim Sghaier, Ludovic Douillard, Céline Fiorini-Debuisschert, Fabrice Charra<sup>1</sup>, Ping Du, Fabrice Mathevet, David Kreher, André-Jean Attias<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Laboratoire de Nanophotonique, Service de Physique de l'État Condensé, UMR CEA-CNRS 3680, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France*

<sup>2</sup> *Laboratoire de Chimie des Polymères, Institut Parisien de Chimie Moleculaire, UMR 8232, Université Pierre et Marie Curie, Site Le Raphaël, 3, rue Galilée 94200 Ivry-sur-Seine, France*

[fabrice.charra@cea.fr](mailto:fabrice.charra@cea.fr)

### RÉSUMÉ

Les propriétés optiques d'assemblages de molécules absorbantes ou luminescentes peuvent être spectaculairement différentes de celles des mêmes molécules isolées ou en phase diluée. Or, un simple feuillet de graphène peut jouer le rôle de gabarit à l'échelle atomique afin de réaliser des architectures moléculaires presque sur-mesure, par auto-assemblage. Ces techniques permettent ainsi de contrôler les spectres d'absorption et d'émission de lumière ainsi que les phénomènes de transferts d'excitation ou de charges et ce pour un même luminophore. Le graphène étant transparent et conducteur électrique, les propriétés optiques peuvent être mesurées facilement et analysés en fonction de la structure à l'échelle atomique déterminée par microscopie à effet tunnel (STM). Par ailleurs, le feuillet de graphène réalisé par dépôt de vapeur chimique (CVD) sur cuivre peut être transféré sur différents substrats. Il est ainsi possible de réaliser des systèmes hybrides, combinant par exemple des assemblages organisés de luminophores et des nanostructures métalliques, tous deux présentant des modes collectifs d'oscillations électroniques – exciton délocalisé pour le premier et plasmon pour le second – qui se trouvent alors en forte interaction.

**MOTS-CLEFS :** *agrégats moléculaires ; graphène ; plasmonique ; modes collectifs*

### 1. INTRODUCTION

Dans les phases condensées, l'organisation microscopique des espèces absorbantes ou luminescentes joue un rôle central sur les propriétés optiques de l'assemblage, celles-ci pouvant être spectaculairement différentes des propriétés de la même espèce prise isolément ou en phase diluée. Un exemple est donné par les modes collectifs d'oscillation d'agrégats moléculaires peuvent être à l'origine d'une suppression complète de luminescente (agrégats H) ou au contraire d'une accélération spectaculaire de celle-ci (agrégats J), selon la géométrie de l'assemblage (côte-à-côte ou alignés, respectivement). Or, nous avons montré qu'un feuillet unique de graphène peut être utilisé comme gabarit à l'échelle atomique afin de dicter l'organisation spontanée de briques de construction moléculaires conçues spécifiquement (« tectons »). On réalise ainsi des architectures moléculaires presque sur-mesure, dont on peut facilement mesurer les propriétés d'absorption et de luminescence grâce à la grande transparence optique du graphène. Ces résultats peuvent être analysés par rapport à la structure à l'échelle atomique obtenue grâce au microscope à effet tunnel (STM).[1] La figure 1 illustre les différentes structures accessibles, microcristaux, monocouches 2D de

luminophores au contact ou isolés du substrat de graphène, ou en interaction avec des nanostructures plasmoniques.

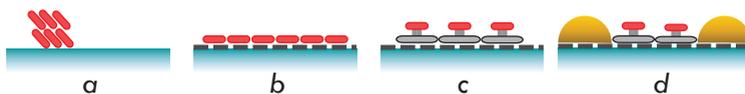


Fig. 1 : Illustration des différentes structures obtenues. *a* : micro/nanocristaux obtenus par dépôt de luminophores (rouge) directement sur substrat de quartz (bleu). *b* : monocouche organisée par dépôt sur graphène (tirets noirs) transféré sur quartz. *c* : monocouche de tectons 3D comprenant le luminophore et un piédestal (gris) gérant l'organisation 2D et jouant le rôle de barrière vis-à-vis du graphène. *e* : codépôt de nanostructures plasmoniques d'or et de tectons 3D.

## 2. ABSORPTION OPTIQUE D'UN ASSEMBLAGE BIDIMENSIONNEL DE COLORANTS

Une illustration de ces principes est fournie par l'exemple d'une molécule  $\pi$ -conjuguée de colorant classique, le C13-PTCDI (N,N'-ditridécyl-3,4,9,10-perylenedicarboximide) connue pour ses facultés d'organisation sur le graphène induit par la présence de longues chaînes alkyles linéaires. Nous avons montré par STM que ces propriétés sont identiques sur un mono-feuillet de graphène CVD, y-compris après son transfert sur un substrat transparent. Comme le montre la figure 2, l'assemblage induit par le graphène se traduit par un fort décalage vers le rouge du spectre optique par rapport à la molécule isolée (en solution) et de structure très différente de celle obtenue en absence de graphène, qui est alors identique à celui de microcristaux. L'analyse détaillée de ce spectre, et en particulier de ses structures vibroniques, [2] montre une délocalisation partielle de 25% de l'énergie d'excitation sur les molécules voisines, cet effet de délocalisation étant limité par un effet d'écrantage du graphène.

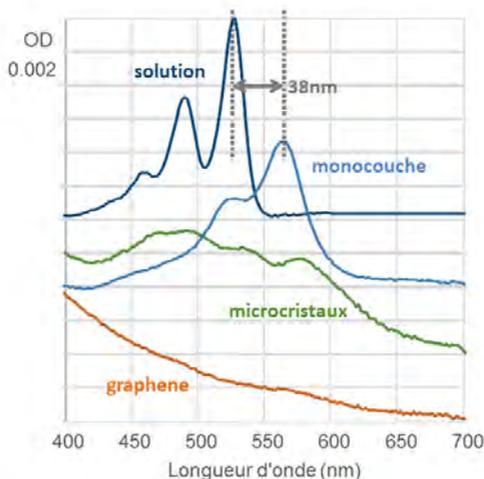


Fig. 2 : Spectres d'absorption optique mesurés en transmission pour une solution de C13-PTCDI, des microcristaux sur quartz (voir figure 1a), et une monocouche organisée sur graphène (figure 1b), après soustraction de l'absorption de ce dernier.

### 3. LUMINESCENCE D'UN ASSEMBLAGE DE BRIQUES TRIDIMENSIONNELLES

Afin de limiter les transferts d'excitation de type Dexter (échange d'électrons) avec le graphène, nous avons utilisé des tectons à deux niveaux : une base s'adsorbant sur le graphène et gérant l'organisation dans le plan et un colorant fluorescent de PTCDI cette fois-ci maintenu à distance du substrat. L'organisation moléculaire a été analysée par STM (figure 3) et révèle une parfaite organisation de la base, le PTCDI, maintenu par un lien flexible, présentant un désordre plus marqué.

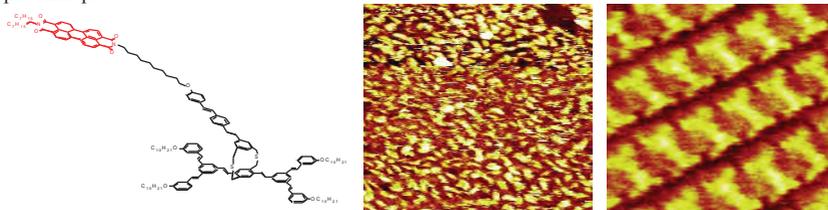


Fig. 3 : Structure moléculaire du tecton 3D (à gauche) ; images par STM de la structure auto-assemblée 2D formée sur HOPG (au centre, 40×40nm<sup>2</sup>) et de la structure formée par le piédestal sur le feuillet de graphène (à droite, 11×11nm<sup>2</sup>).

Alors qu'aucune luminescence n'est observée pour le C13-PTCDI adsorbé directement sur graphène, la structure 3D permet de restaurer une luminescence avec un rendement quantitatif. Comme en absorption, le décalage spectral et le signe d'une délocalisation de l'excitation.

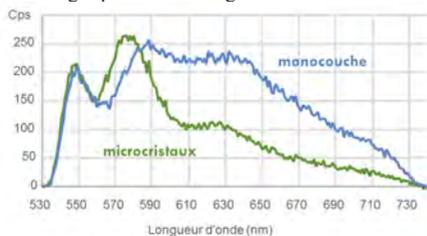


Fig. 4 : Spectres de fluorescence du tecton 3D décrit en figure 3 sous forme de microcristaux sur quartz (voir figure 1a) ou de monocouche organisée sur graphène (figure 1b).

### 4. CONCLUSION, SYSTEMES HYBRIDES

De nombreux types de tectons intégrant des luminophores ont été conçus et testés, montrant la flexibilité de ces principes conduisant à une grande variété de propriétés dues aux interactions entre molécules. Par ailleurs, le feuillet de graphène CVD peut accueillir simultanément des nanostructures métalliques ou être transférées sur celles-ci. Il est ainsi possible de réaliser des systèmes hybrides, combinant des assemblages organisés de luminophores et des nanostructures métalliques, tous deux présentant des modes collectifs d'oscillations électroniques - exciton délocalisé pour le premier et plasmon pour le second - qui se trouvent alors en forte interaction.

### RÉFÉRENCES

- [1] Ping Du *et al.*, „Surface-Confined Self-Assembled Janus Tectons: A Versatile Platform towards the Noncovalent Functionalization of Graphene“, *Angew. Chem. Int. Ed.*, vol. 53, pp. 10060-10066, 2014.
- [2] Frank C. Spano and Hajime Yamagata, „A Direct Means of Determining the Exciton Coherence Length from the Photoluminescence Spectrum“, *J. Phys. Chem. B*, vol. 115, pp. 5133–5143, 2011

## OPTIQUE ADAPTATIVE EXTREME : IMAGERIE EN MILIEUX DIFFUSANTS

Sylvain Gigan

<sup>1</sup> Laboratoire Kastler Brossel, ENS-PSL Research University, CNRS, UPMC-Sorbonne universités, Collège de France ; 24 rue Lhomond, F-75005 Paris, France

[Sylvain.gigan@lkb.ens.fr](mailto:Sylvain.gigan@lkb.ens.fr)

## RÉSUMÉ

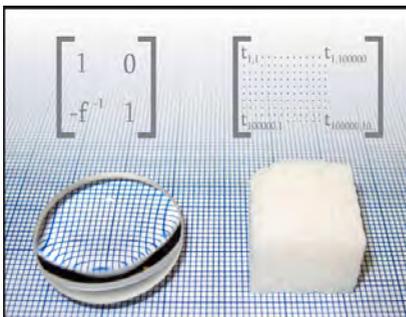
Le contrôle de front d'onde a récemment émergé comme une technique puissante pour contrôler la lumière à travers les milieux diffusants, étendant les concepts de l'optique adaptative au régime de diffusion multiple. Parmi les méthodes permettant de focaliser ou imager, la mesure de la matrice de transmission est une des plus fécondes, et permet de focaliser ou d'imager, dans et à travers les milieux diffusants. Des perspectives vers l'imagerie en profondeur dans les tissus biologiques seront présentées.

**MOTS-CLEFS :** *Contrôle de front d'onde, milieux diffusants, imagerie*

Lorsque la lumière pénètre dans un milieu diffusant, tel un tissu biologique, la lumière est déviée et diffusée par les inhomogénéités du milieu. La lumière dite « balistique » permet de récupérer une image, pourvu qu'on sache sélectionner cette lumière du fond diffus, c'est le principe des tomographies optiques de Cohérence, des microscopies confocales et non-linéaires. Malheureusement, la lumière balistique décroît exponentiellement avec la profondeur, et la microscopie dans les tissus biologiques est limitée aux premières centaines de microns. Néanmoins, la lumière diffusée n'est pas complètement inutilisable: la diffusion, même extrêmement complexe, reste un phénomène déterministe, et les interférences produites par cette diffusion (les tavelures – ou speckle en anglais) ne sont pas seulement un fond qu'on cherche à éliminer : il est possible de contrôler le speckle et de l'utiliser pour l'imagerie à grande profondeur. Pour cela, il est nécessaire de manipuler la lumière incidente : les outils de contrôle de front d'onde que sont les modulateurs spatiaux de lumière (ou spatial light modulators –SLM en anglais) permettent de contrôler le front d'onde incident sur un très grand nombre de degrés de libertés. Plusieurs méthodes ont été développées pour trouver le front d'onde « optimal » permettant ainsi de focaliser la lumière à travers un milieu désordonné fixe : des méthodes d'optimisation itérative [1], ou par conjugaison de phase digitale, enfin grâce à la méthode que nous avons développé de mesure de la matrice de transmission du milieu [2-5]. Cette matrice de transmission, très complexe et en apparence aléatoire, décrit la propagation de la lumière à travers le milieu. Une fois mesurée, elle

donne accès à l'information permettant de, par exemple, focaliser la lumière à volonté [3], reconstruire une image par inversion [4].

**Figure 1 :** Principe de la matrice de transmission d'un milieu complexe. Tout comme une lentille peut être représentée par une matrice simple, avec un seul paramètre, sa focale  $f$ , un milieu opaque (à droite) transmet également la lumière, mais de manière beaucoup plus complexe. Si on connaît sa matrice de transmission, on peut néanmoins l'exploiter pour imager, focaliser, polariser, filtrer spectralement etc. (image : A. Mosk – Ref 2)



Pour comprendre comment fonctionnent ces techniques, il est intéressant de les comparer avec le domaine de l'optique adaptative, déjà bien établi en particulier pour l'astronomie ou l'imagerie de l'œil. Dans son implémentation la plus classique, on vise à compenser le front d'onde de la lumière, avant ou après un milieu aberrant, afin de former une image nette. Cela revient à mesurer les aberrations, en général de bas ordre et de fréquences spatiales modérées, au passage à travers le milieu que l'on souhaite corriger, et à envoyer le front d'onde permettant de les annuler sur un miroir déformable c'est à dire une membrane où quelques dizaines d'actuateurs permettent de corriger les perturbations du front d'onde. Si le milieu n'est pas trop aberrant ni trop épais, la correction est parfaite et s'applique dans un grand champ, on récupère pour le système optique dans son ensemble une résolution en principe à la limite de diffraction. Mais lorsque l'épaisseur augmente, le milieu devient plus compliqué à corriger : les aberrations ne sont pas les mêmes pour tous les points du champ. En parallèle, si la perturbation du front d'onde devient trop forte, elle devient impossible à corriger convenablement par le miroir déformable, car trop complexe. Néanmoins, si l'optique adaptative conventionnelle échoue à corriger les milieux épais et ou trop complexes, les concepts eux, sont encore valides. Les méthodes de contrôle de front d'onde en diffusion multiple peuvent en effet être vues comme un cas extrême d'optique adaptative : focaliser, c'est trouver le front d'onde qui va reformer une tache de diffraction « parfaite » malgré la diffusion multiple. Ce front d'onde corrigé idéal est très complexe : c'est en fait un speckle, et il faut donc un SLM, comptant un très grand nombre de degrés de libertés, afin de pouvoir générer un front d'onde capable de s'en approcher. Enfin, la diffusion étant très complexe, ce front d'onde est en principe très différent pour deux points, même très voisins. L'isoplanétisme de la correction, très grand en optique adaptative conventionnelle, est ici presque nul.

Ces techniques, seules capables de donner des images à la limite de diffraction dans un régime de diffusion multiple, ouvrent des perspectives importantes pour l'imagerie en profondeur dans les tissus biologiques. Néanmoins, ces techniques restent lentes, et les tissus biologiques restent difficiles, en particulier pour l'imagerie in-vivo. Je détaillerai néanmoins les efforts récents menés dans l'équipe [6-8], et dans le monde pour amener ces expériences de la preuve de principe à l'application.

## RÉFÉRENCES

- [1] Vellekoop, I. M., & Mosk, A. P. (2007). Focusing coherent light through opaque strongly scattering media. *Optics Letters*, 32, 2309–2311.
- [2] van Putten, E. G. V., & Mosk, A. (2010). The information age in optics: Measuring the transmission matrix. *Physics*, Vol. 3, Issue, Id. 22, 3, 22.
- [3] Popoff, S. M., Lerosey, G., Carminati, R., Fink, M., Boccard, A.-C., & Gigan, S. (2010). Measuring the Transmission Matrix in Optics: An Approach to the Study and Control of Light Propagation in Disordered Media. *Physical Review Letters*, 104(10), 100601. doi:10.1103/PhysRevLett.104.100601
- [4] Popoff, S., Lerosey, G., Fink, M., Boccard, A.-C., & Gigan, S. (2010). Image transmission through an opaque material. *Nature Communications*, 1(6), 1. doi:doi:10.1038/ncomms1078
- [5] Chaigne, T., Katz, O., Boccard, A. C., Fink, M., Bossy, E., & Gigan, S. (2013). Controlling light in scattering media non-invasively using the photoacoustic transmission matrix. *Nature Photonics*, 1–7. doi:10.1038/nphoton.2013.307
- [6] S.Schott, J.Bertolotti, J.F. Léger, L. Bourdieu, S. Gigan, Characterization of the angular memory effect of scattered light in biological tissues, arXiv:1502.00270
- [7] Katz, O., Heidmann, P., Fink, M., & Gigan, S. (2014). Non-invasive single-shot imaging through scattering layers and around corners via speckle correlations. *Nature Photonics*, 1–7. doi:10.1038/nphoton.2014.189
- [8] D. Andreoli, G. Volpe, S. Popoff, O. Katz, S. Grésillon, Gigan, Deterministic control of broadband light through a multiply scattering medium via the multispectral transmission matrix, arXiv:1412.03681

## GALLIUM ARSENIDE NANO-OPTOMECHANICAL RESONATORS

W. Hease,<sup>1</sup> B. Guha,<sup>1</sup> E. Gil Santos,<sup>1</sup> A. Lemaître<sup>2</sup>, G.Leo<sup>1</sup>, S.Ducci,<sup>1</sup> and I. Favero<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Matériaux et Phénomènes Quantiques, Université Paris Diderot, CNRS UMR 7162, Sorbonne Paris Cité, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75013 Paris, France*

<sup>2</sup> *Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

[ivan.favero@univ-paris-diderot.fr](mailto:ivan.favero@univ-paris-diderot.fr)

### RÉSUMÉ

I will present our recent research on Gallium Arsenide disk optomechanical resonators confining photons and phonons in a sub-micron interaction volume<sup>1</sup>, and yielding ultra-strong coupling between light and mechanical motion<sup>2,3</sup>. The understanding of mechanical and optical dissipation in these resonators<sup>4</sup>, together with its control to the ultra-low dissipation limit<sup>5,6</sup>, will be exposed. With their strong optomechanical cooperativity, these miniature disks are also compatible with on-chip integration<sup>7</sup> and optoelectronics technologies based on III-V semiconductors. We have taken advantage of these assets to explore the fluidic operation of Gallium Arsenide devices<sup>8</sup>, their close-to-quantum operation, and their interface with Quantum Dots or Quantum Wells for novel polariton-optomechanical scenarios<sup>9</sup>. The talk will provide an overview of these advances.

### RÉFÉRENCES

- [1] L. Ding et al. *Physical Review Letters* **105**, 263903 (2010).
- [2] L. Ding et al. *Applied Physics Letters* **98**, 113108 (2011).
- [3] C. Baker et al. *Optics Express* **22**, 14072 (2014).
- [4] D. Parrain et al. *Applied Physics Letters* **100**, 242105 (2012).
- [5] D. T. Nguyen et al. *Applied Physics Letters* **103**, 241112 (2013).
- [6] D. T. Nguyen et al. *New Journal of Physics* **17**, 023016 (2015).
- [7] C. Baker et al. *Applied Physics Letters* **99**, 151117 (2011).
- [8] E. Gil-Santos et al. *arXiv* 1503.03472 (2015).
- [9] J. Restrepo et al. *Physical Review Letters* **112**, 013601 (2014).

## MODELISATION PAR 3D-PSTD DE LA GENERATION DE SECOND HARMONIQUE DANS DES GUIDES RIDGES REPORTES PPLN

Fabrice Devaux, Mathieu Chauvet

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

[fabrice.devaux@univ-fcomte.fr](mailto:fabrice.devaux@univ-fcomte.fr)

### RÉSUMÉ

Dans cet article nous présentons un modèle numérique basé sur un algorithme de PSTD (Pseudo-Spectral Time Domain) permettant la modélisation tri-dimensionnelle de la propagation et la caractérisation complète d'une onde électromagnétique guidée dans un guide ridge de niobate de lithium. Ce modèle est également utilisé pour modéliser la génération de second harmonique dans ce guide en présence ou non de domaines périodiquement inversés.

**MOTS-CLEFS :** *Guide ridge ; PPLN ; SHG ; Niobate de Lithium ; PSTD*

### 1. INTRODUCTION

Les dispositifs non linéaires à base de matériaux ferroélectriques tels que le niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) et le Tantalate de lithium ( $\text{LiTaO}_3$ ) possèdent un potentiel technologique important. Ces matériaux permettent en effet de générer n'importe quelle longueur d'onde de l'IR moyen jusqu'à l'UV par quasi-accord de phase [1–2]. Ainsi, cette technologie peut être utilisée pour la réalisation de sources optiques, ou encore, peut s'insérer au cœur de systèmes de multiplexage en longueur d'onde pour les télécoms. Parmi les technologies concurrentes, les fibres fortement non linéaires sont bien placées grâce à leur capacité de conversion de longueurs d'onde par mélange à 4 ondes mais les faibles coefficients non linéaires du 3<sup>ème</sup> ordre mis en jeu résultent des rendements faibles même sur des longueurs de fibres de plusieurs centaines de mètres. Des conversions efficaces sont au contraire possibles dans le  $\text{LiNbO}_3$  périodiquement inversé (PPLN) en raison d'un fort coefficient non linéaire du second ordre  $\chi^{(2)}(d_{33} \sim 40 \text{ pm/V})$  qui autorise des conversions paramétriques ultrarapides.

En particulier, les guides ridges reportés ont un rôle clef à jouer dans l'amélioration des performances [3]. Par comparaison avec les techniques de fabrication standard, telles que l'échange protonique [4] ou la diffusion de titane [5], la structure des guides ridges reportés permettent d'atteindre des confinements plus forts tout en offrant un meilleur recouvrement entre les modes en raison de contrastes d'indice élevés proche de 1. De plus, les technologies employées pour la fabrication de ces ridges préservent les coefficients non linéaires intrinsèques du matériau et permettent de s'affranchir de dérive dans le fonctionnement à long terme. Cependant, ces forts contrastes d'indice rendent difficiles la réalisation de guides monomodes. En effet, des structures monomodes impliquent des tailles de guides submicroniques qui entraînent des contraintes extrêmes sur les tolérances de fabrication (géométrie des guides et pas de poling). De plus, une injection efficace dans ces guides est problématique. Le compromis consiste à fabriquer des guides de section plus large (de  $5\mu\text{m}^2$  à  $100\mu\text{m}^2$ ), ce qui permet de relâcher les contraintes de fabrication et d'injection, mais le caractère multimode des guides complexifie alors l'étude pour des applications en optique non-linéaires. Dans ce cadre nous avons développé un modèle numérique basé sur un algorithme de PSTD (Pseudo-Spectral Time Domain) qui nous permet de prévoir finement le comportement de ces dispositifs.

### 2. PRINCIPE DE LA PSTD

Dans un algorithme de modélisation par PSTD, les équations de Maxwell régissant l'évolution des

champs électromagnétiques sont calculées par le biais de la transformée de Fourier discrète afin de calculer les dérivées spatiales [6]. Cette méthode converge avec une excellente précision à la condition que l'espace soit échantillonné avec au minimum 2 points par longueur d'onde [7] afin de respecter le théorème de Nyquist ( $\Delta x \leq \lambda/2$ ). Les limitations de la FFT liées à la périodisation sont éliminées grâce à des conditions aux limites adaptées tel que la PML (Phase Matched layer). Cette méthode a prouvé son intérêt pour la modélisation d'un grand nombre de problèmes [8] à des échelles plus grandes et de façon plus précise que la FDTD (Finite Difference Time Domain) qui requière en général un pas d'échantillonnage de l'ordre de  $\lambda/16$ . Plus particulièrement, la PSTD révèle sa puissance pour la modélisation des phénomènes non linéaires par rapport à la FDTD qui requière, pour l'étude de ces phénomènes, un pas d'échantillonnage encore plus fin ( $\sim \lambda/80$ ) [9].

Nous présentons ici une application de la PSTD dans le cadre de la modélisation de la propagation d'une onde électromagnétique dans un guide ridge reporté de niobate de lithium (LN). Nous exploitons ce modèle pour caractériser complètement le champ électromagnétique de l'onde guidée et pour étudier l'influence de la section du guide sur le mode guidé. La génération de second harmonique dans ces guides est étudiée en présence ou non de domaines périodiquement inversés (PPLN) et le rendement de conversion est évalué en fonction de la section du guide.

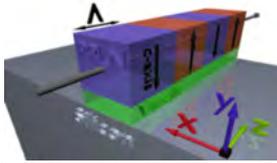


Fig. 1. Vue schématisée du guide ridge de niobate de lithium modélisé par PSTD. Le guide de section carrée est collé avec un adhésif transparent sur un substrat silicium.  $\Lambda$  est la longueur des domaines périodiquement inversés.

Le guide modélisé est représenté par la figure 1. Les différentes sections des guides étudiés sont de  $10 \times 10$ ,  $5 \times 5$  et  $2.5 \times 2.5 \mu\text{m}^2$ . Le LN est orienté de telle sorte que la direction de polarisation TM corresponde à l'axe extraordinaire. Le volume modélisé est échantillonné avec  $128 \times 128 \times 256$  points ce qui correspond à un guide d'environ  $30 \mu\text{m}$  de long pour les longueurs d'ondes considérées (onde fondamentale :  $\lambda_f = 1.55 \mu\text{m}$ , onde

harmonique  $\lambda_h = 0.775 \mu\text{m}$ ). Le principe de la modélisation des équations de Maxwell par PSTD est détaillé, par exemple, dans la référence [8] et la modélisation d'une non linéarité quadratique est détaillée dans les références [9, 10].

### 3. RESULTATS DES SIMULATIONS

Nous présentons ici quelques résultats de simulations. La figure 2 illustre la propagation d'une onde fondamentale à  $1.55 \mu\text{m}$  (Fig. 2a) et de l'onde harmonique générée (Fig 2b) dans un guide sans domaine périodiquement inversé de  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ . De la variation de l'intensité de l'onde harmonique dans les différents guides étudiés, nous déduisons la longueur de cohérence de la SHG. Nous avons constaté le bon accord entre les longueurs de cohérence déduites de la PSTD avec les valeurs calculées grâce aux indices effectifs des guides pour les longueurs d'ondes fondamentale et harmonique. En outre, ces simulations permettent de mettre en évidence l'influence du mode injecté sur l'excitation des modes guidés aux 2 longueurs d'ondes.

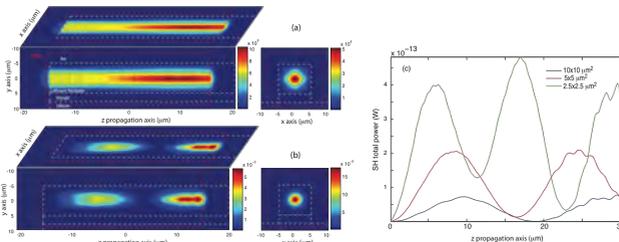


Fig. 2 : Résultats de la modélisation 3D de la propagation guidée d'une onde fondamentale (a) et de son second harmonique (b) dans un guide de  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ . (c) Variation de l'intensité de l'onde harmonique générée dans les guides sans domaine inversé.

L'évaluation de la longueur de cohérence de chaque guide permet ensuite la modélisation de guides avec des domaines inversés périodiquement. La figure 3 illustre la variation de l'intensité de l'onde harmonique dans ces différents guides ainsi que la variation du rendement normalisé de la SHG exprimé en  $\%W^{-1}m^{-2}$  et comparé à un modèle analytique simple.

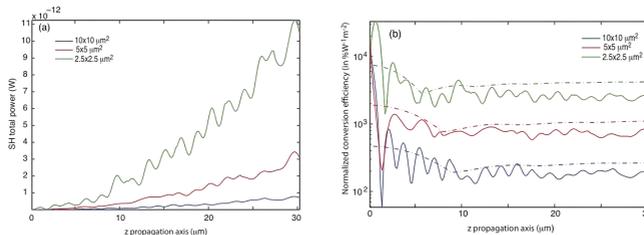


Fig. 3 : (a) intensité de l'onde harmonique générée dans les guides avec domaines périodiquement inversés. (b) Rendements normalisés de la SHG dans les guides.

#### 4. CONCLUSION

Nous avons implémenté un modèle numérique basé sur une résolution numérique rigoureuse des équations de Maxwell qui permet de modéliser en 3D, de caractériser et de dimensionner de façon réaliste la propagation d'onde électromagnétique dans des guides optiques de type ridge reporté en niobate de lithium. En outre le modèle permet la prise en compte des effets non linéaires tel que la SHG. Ce modèle est donc mis à profit pour étudier et caractériser la SHG générée par quasi-accord de phase dans des guides PPLN.

#### RÉFÉRENCES

- [1] K. Mizuuchi, et al., "Efficient second-harmonic generation of 340-nm light in a 1.4- $\mu$ m periodically poled bulk MgO:LiNbO<sub>3</sub>," *Jpn. J. Appl. Phys.* **42** L90–L91 (2003).
- [2] S. V. Tovstonog, et al., "High power continuous-wave green light generation by quasiphase matching in Mg stoichiometric lithium tantalate," *Appl. Phys. Lett.* **90**, 051115 (2007).
- [3] S. Kurimura, et al., "Quasi-phase-matched adhered ridge waveguide in LiNbO<sub>3</sub>," *Appl. Phys. Lett.* **89**, 191123 (2006).
- [4] M. H. Chou, et al., "1.5- $\mu$ m-band wavelength conversion based on cascaded second-order nonlinearity in LiNbO<sub>3</sub> waveguides," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 653–655 (1999).
- [5] Y. L. Lee, et al., "Wavelength- and time-selective all-optical, channel dropping in periodically poled Ti:LiNbO<sub>3</sub> channel waveguides," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 978–980 (2003).
- [6] Q. H. Liu and G. Zhao, "Review of PSTD methods for transient electromagnetics," *Int. J. Numer. Model.* **17**, 299–323 (2004).
- [7] Q. H. Liu, "The PSTD algorithm: a time-domain method requiring only two cells per wavelength," *Microw. Opt. Technol. Lett.* **15**, 158–165 (1997).
- [8] F. Devaux and E. Lantz, "3D-PSTD simulation and polarization analysis of a light pulse transmitted through a scattering medium," *Opt. Express* **21**, 24969–24984 (2013).
- [9] T. W. Lee and S. C. Hagness, "Pseudospectral time-domain methods for modeling optical wave propagation in second-order nonlinear materials," *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 330–342 (2004).
- [10] F. Devaux and E. Lantz, "3D-PSTD applied to the resolution in time and space of the time reversal of an image transmitted through a scattering medium," *Proc. SPIE 9131, Optical Modeling and Design III*, 91310R (1 May 2014).

## AUTOFOCALISATION RAPIDE CONTROLÉE PAR EFFET PYROELECTRIQUE DANS UN FILM DE $\text{LiNbO}_3$

Mathieu Chauvet,<sup>1</sup> Florent Bassignot<sup>2</sup>, Fabien Henrot<sup>1</sup>, Fabrice Devaux<sup>1</sup>, Ludovic Gauthier-Manuel<sup>1</sup>, Hervé Maillotte<sup>1</sup>, Gwenn Ulliac<sup>1</sup>, Sylvain Ballandras<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon

<sup>2</sup>FEMTO-ENGINEERING, 15B Avenue des Montboucons, 25000 Besançon

<sup>3</sup>Société Frec'N'Sys, TEMIS Innovation, 18 Rue Alain Savary, 25000 Besançon

[mathieu.chauvet@univ-fcomte.fr](mailto:mathieu.chauvet@univ-fcomte.fr)

### RÉSUMÉ

L'autofocalisation d'un faisceau lumineux contrôlé par effet pyroélectrique dans un guide plan ferroélectrique isolé est reportée. Les expériences sont réalisées dans une structure constituée d'une couche de  $8\mu\text{m}$  de  $\text{LiNbO}_3$  congruent collé sur un wafer de silicium par l'intermédiaire d'une couche adhésive. Le temps de réponse de l'effet focalisant est deux ordres de grandeur plus rapide que dans un matériau massif. La physique originale sous-jacente est présentée.

**MOTS-CLEFS :** *autofocalisation ; niobate de lithium ; effet photoréfractif ; Optique guidée*

La formation de faisceaux autofocalisés dans des guides plans non-linéaires a fait l'objet de nombreux travaux. Ainsi, lorsque l'effet Kerr est en jeu, une configuration planaire [1-2] est requise afin d'obtenir la propagation stable d'un soliton spatial. Pour des non-linéarités saturantes, un piégeage bidimensionnel dans un matériau massif est possible comme dans les cristaux photoréfractifs (PR) [3]. La configuration planaire peut apporter certains avantages comme un meilleur contrôle du faisceau, des performances améliorées ainsi qu'un potentiel applicatif avec la possibilité d'une intégration avec des composants photoniques et électroniques. Par ailleurs, des effets physiques nouveaux apparaissent lorsque l'effet PR prend place dans une zone où la lumière et les charges sont confinées simultanément.

Dans ce cadre, le niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) est un matériau de choix en raison de ses propriétés mais également grâce aux technologies matures associées qui permettent la fabrication de composants évolués dans les domaines de l'acoustique et de l'optique. L'effet PR présent dans ce matériau est à l'origine de divers travaux sur la photo-induction de réseaux de diffraction [4] et a également permis des démonstrations fondamentales comme l'interaction de solitons dans des réseaux de guides [5] grâce à l'effet PR défocalisant. La nonlinéarité PR peut également devenir focalisante par application d'une forte tension électrique sur le cristal [6] ou par exploitation de l'effet pyroélectrique [7]. Cette dernière configuration simplifie particulièrement la formation de faisceaux auto-piégés. Le travail au cœur de ce papier cible notamment la réalisation de circuits optiques reconfigurables sur silicium [8] et apporte de nouveaux potentiels pour les guides plans non-linéaires. Les caractéristiques souhaitées pour ces développements sont des matériaux à grande photosensibilité combinés à des temps de réponse courts. Notre travail s'inscrit également dans des axes récents qui s'attachent à réaliser des dispositifs à partir de films cristallins ferroélectriques de bonne qualité [9-10].

Dans ce papier, une auto-focalisation rapide par effet PR est démontrée dans un film de  $\text{LiNbO}_3$  collé sur un wafer de silicium. Un piégeage efficace du faisceau est déclenché et contrôlé par une légère augmentation de température de l'échantillon. Cette observation est attribuée à une interaction unique entre le faisceau optique guide et le film pyroélectrique.

Pour fabriquer le guide plan, un wafer de  $\text{LiNbO}_3$  de qualité photonique de  $500\mu\text{m}$  d'épaisseur est collé sur un substrat de silicium à l'aide d'un adhésif polymérisable aux UV. Le  $\text{LiNbO}_3$  est ensuite rodé et poli mécaniquement afin d'obtenir un film d'épaisseur  $8\mu\text{m}$  séparé du silicium par l'adhésif isolant de quelques  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Le wafer hybride ainsi obtenu est ensuite découpé à l'aide d'une scie de précision pour former des échantillons de  $10\text{mm}$  de long avec des faces polies. La rugosité des faces du guide  $\text{LiNbO}_3$  est d'environ  $5\text{ nm}$ . L'adhésif d'indice de réfraction de  $1,5$  est transparent aux longueurs d'onde utilisées. Le film de  $\text{LiNbO}_3$  ( $n=2.2$ ) constitue donc un guide plan de contraste d'indice élevé.

Pour la caractérisation optique, un faisceau laser continu à  $532\text{nm}$  laser est focalisé à l'aide d'une lentille sphérique à l'entrée du guide plan de  $\text{LiNbO}_3$ . La sortie du guide est observée à l'aide d'une caméra CCD associée à un objectif de microscope. Le guide est multimode à cette longueur d'onde mais une injection appropriée permet l'excitation du seul mode fondamental. La température du guide est régulée à l'aide d'un module Peltier. Lors de l'étape d'alignement, la puissance du faisceau optique est inférieure à  $1\mu\text{W}$  afin d'éviter la mise en place de l'effet PR. Lorsqu'un couplage optimal est obtenu le faisceau est coupé puis la température de l'échantillon est augmentée afin d'induire un champ pyroélectrique constant à l'intérieur de l'échantillon [7] avant remise en place du faisceau.

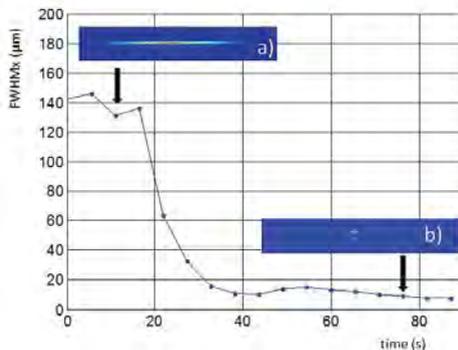


Fig. 1. Evolution de la largeur du faisceau en sortie du guide pour une puissance optique injectée de  $5\mu\text{W}$  et une augmentation de température  $\Delta T=20^\circ\text{C}$ . Insert : distribution de lumière en sortie en régime linéaire (a) et lorsqu'un faisceau auto-piégé est obtenu (b).

Un résultat expérimental typique est présenté sur la figure 1 pour une augmentation de la température de la structure de  $20^\circ\text{C}$ . Initialement la puissance du faisceau est inférieure à  $100\text{ nW}$  ce qui permet de mesurer la distribution en régime de diffraction (insert a). La hauteur du mode (FWHM<sub>y</sub>) est de  $5\mu\text{m}$  et sa largeur de  $150\mu\text{m}$  (FWHM<sub>x</sub>). Le profil vertical correspond au mode fondamental du guide plan et la largeur du faisceau est due à la diffraction au cours des  $10\text{ mm}$  de propagation sachant que le spot circulaire d'entrée a un diamètre de  $10\mu\text{m}$  (FWHM). À  $t = 16\text{ s}$ , la puissance du faisceau est rapidement augmentée à  $5\mu\text{W}$  en enlevant une densité. La focalisation du faisceau apparaît rapidement avec une constante de temps évaluée à  $10\text{ secondes}$ . Après ce régime transitoire, le faisceau atteint une largeur minimale de  $8\mu\text{m}$  (insert b). Le profil vertical du faisceau reste invariant. Ce temps de réponse est bien plus rapide que dans le  $\text{LiNbO}_3$  massif [6-7] et est comparable à celui obtenu dans des matériaux photoréfractifs à réponse rapide tel que le niobate de strontium barium [11].

L'architecture étudiée ici permet d'atteindre des réponses millisecondes lorsque la puissance est plus élevée. Cette dépendance en puissance ainsi qu'une comparaison avec la dynamique observée dans un matériau massif de même composition apparaissent sur la figure 2. Outre un temps de

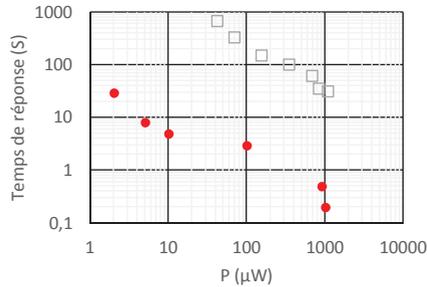


Fig. 2. Temps de réponse de l'effet focalisant en fonction de la puissance optique injectée dans le guide de LiNbO<sub>3</sub> (points) ou dans le LiNbO<sub>3</sub> massif (carrés).

réponse qui décroît rapidement en fonction de la puissance, on constate une vitesse de formation deux ordres de grandeur plus rapide dans le guide plan que dans le matériau massif pour une puissance donnée.

En conclusion, l'autofocalisation de faisceaux a été démontrée, par effet PR contrôlé par effet pyroélectrique, dans un guide plan constitué d'un film isolé de LiNbO<sub>3</sub> à l'aide de l'effet PR. L'interaction du faisceau guidé avec le film ferroélectrique permet notamment d'atteindre des vitesses d'autofocalisation deux ordres de grandeurs plus rapides que dans le matériau massif. Ces observations font apparaître une physique sous-jacente originale qui sera détaillée. Par ailleurs, les guides photo-induits par ces faisceaux piégés sont mémorisés dans le matériau et sont effaçables à la demande ce qui ouvre la voie à la réalisation de circuits optiques reconfigurables.

Ce travail a bénéficié du soutien financier du projet CHARADES (ANR MatetPro 2011) et du Labex ACTION (contrat No. ANR-11-LABX-0001-01).

#### REFERENCES

- [1] A. Barthelemy, S. Maneuf and C. Froehly, "Propagation soliton et autoconfinement de faisceaux laser par non-linéarité optique de Kerr », *Optics Comm.*, **55**, 201-206, (1985).
- [2] M Chauvet, G Fanjoux, KP Huy, V Nazabal, F Charpentier, T Billeton, G. Boudebs, M. Cathelinaud, SP Gorza, "Kerr spatial solitons in chalcogenide waveguides", *Opt. Lett.*, **34**, 1804-1806, (2009).
- [3] Z. Chen, M. Segev and D. N Christodoulides, "Optical spatial solitons : historical overview and recent advances", *Rep. Prog. Phys.* **75**, 086401 , (2012).
- [4] Ch. Becker, A. Greiner, Th. Oesselke, A. Pape, W. Sohler, and H. Suche, "Integrated optical Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> distributed Bragg reflector laser with a fixed photorefractive grating", *Opt. Lett.*, **23**,1194-1196, (1998)
- [5] E. Smirnov, C. E. Rüter, M. Stepic, V. Shandarov and D. Kip, "Dark and bright blocker soliton interaction in defocusing waveguide arrays", *Opt. Expr.*, **14**, 11248-11255, (2006).
- [6] E. Fazio, F. Renzi, R. Rinaldi, M. Bertolotti, M. Chauvet, W. Ramadan, A. Petris, and V. I. Vlad, "Screening-photovoltaic bright solitons in lithium niobate and associated single-mode waveguides", *Appl. Phys. Lett.* **85**(12), 2193-2195 (2004).
- [7] J. Safioui, F. Devaux, and M. Chauvet, "Pyroliton: pyroelectric spatial soliton ", *Opt. Express* **17**, 22209, (2009)
- [8] P. Rabieci, J. Ma, S. Khan, J. Chiles and S. Fathpour, "Heterogeneous lithium niobate photonics on silicon substrates", *Opt. Expr.*, **21**, 25573-25581, (2013)
- [9] A. Guarino, G. Poberaj, D. Rezzonico, R. Degl'Innocenti, P. Günter, "Electro-optically tunable microring resonators in lithium niobate", *Nature Photonics* **1**, 407 - 410 (2007).
- [10] S. Kurimura, Y. Kato, M. Maruyama, Y. Usui, H. Nakajima, "Quasi-phase-matched adhered ridge waveguide in LiNbO<sub>3</sub>", *Appl. Phys. Lett.* **89**, 191123, (2006).
- [11] M. Morin, G. Duree, G. Salamo, M. Segev, "waveguides formed by quasi-steady-state photorefractive solitons", *Opt. Lett.*, **20**, 2066-68, (1995).

## COUPLAGE ENTRE UN GUIDE D'ONDE ET UNE NANOANTENNE EN ARGENT

Benjamin Leroy<sup>1,2,3</sup>, Yida Wen<sup>1,2,3</sup>, Philippe Gogol<sup>1,2</sup>, David Barat<sup>3</sup>, Laetitia Pradere<sup>3</sup>,

Béatrice Dagens<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Électronique Fondamentale UMR CNRS 8622, Université de Paris-Sud, 91405 Orsay, France

<sup>2</sup> Centre National de la Recherche Scientifique, 91405 Orsay, France

<sup>3</sup> PSA Peugeot Citroën, Direction Scientifique, Centre technique de Vélizy, route de Gisy 78140 Vélizy-Villacoublay, France

[benjamin.leroy1@u-psud.fr](mailto:benjamin.leroy1@u-psud.fr)

### RÉSUMÉ

L'utilisation d'antennes métalliques optiques est une solution intéressante pour obtenir un faisceau de lumière directif et cohérent, satisfaisant les exigences de la restitution holographique. La liaison entre la source laser et les antennes peut être réalisée par un réseau de guides d'onde. Nous présentons dans cet article nos récents travaux de simulation sur le couplage par évanescente entre un guide d'onde en Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> enterré dans du SiO<sub>2</sub> et une chaîne de nanostructures d'argent, en particulier le positionnement et le dimensionnement de ces chaînes pour une application dans le visible.

**MOTS-CLEFS :** *optique intégrée passive ; antenne plasmonique ; holographie, plasmon de surface localisé*

### 1. INTRODUCTION

La restitution d'un hologramme en transmission se fait en général avec un système composé d'une source laser et d'un ensemble d'éléments d'optique de volume disposés de manière à obtenir un faisceau ayant les mêmes propriétés que le faisceau utilisé comme référence lors de l'enregistrement de l'hologramme sur le film holographique. Ce système de restitution est encombrant, rendant son intégration impossible pour certaines applications, comme la signalisation automobile. Afin de rendre ce système le plus compact possible, nous avons imaginé un dispositif plan utilisant des éléments d'optique intégrée pour générer, dans notre cas, un faisceau collimaté, cohérent et avec un angle de 56 degrés par rapport à la normal au film holographique [1].

Pour réaliser ce système, des guides d'ondes sont utilisés pour confiner et guider la lumière depuis la source laser afin de la répartir sur une surface plane. Puis, des antennes métalliques sont disposées près de ces guides pour transférer la lumière du guide à l'espace libre, de manière directive et avec un angle déterminé. Ces antennes sont autant de points sources cohérents répartis sur la surface. Elles sont chacune constituées d'une chaîne de particules métalliques qui présentent, sous l'excitation d'un champ électrique, une résonance de plasmon de surface localisé, à une longueur d'onde dépendant du matériau, des dimensions des particules et de leur environnement. Ces plasmons peuvent se coupler par interaction dipolaire le long de la chaîne, ce qui facilite et améliore le couplage du mode guidé dans la chaîne. Ceci a déjà été montré avec des nanostructures d'or aux longueurs d'onde télécoms [2] et autour de 750nm [3]. La direction du champ rayonné par les particules peut ensuite être contrôlée en adaptant la structure de l'antenne, en particulier à une structure de type Yagi-Uda. Les antennes Yagi-Uda sont composées d'un élément alimenté (le radiateur) situé entre un réflecteur (de dimension plus longue) et un ou plusieurs directeurs (plus courts) de manière à obtenir un lobe de rayonnement unique et étroit. Elles font depuis quelques années l'objet d'études aux fréquences optiques. Curto et al. [4] puis Kosako et al. [5] ont montré la

grande directivité d'une antenne Yagi-Uda en or à des longueurs d'onde de résonance respectives de 800nm et 660nm, en excitant le radiateur. Plus récemment, Arango et al. ont étudié une antenne Yagi-Uda en or déposée sur un guide de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  avec une longueur d'onde de résonance à 800nm [6]. Pour une application comme source holographique, nous cherchons à obtenir une résonance dans des longueurs d'onde inférieures à 800nm, ce qui peut poser problème avec l'or en raison d'une forte absorption dans le visible. Il est donc préférable d'utiliser de l'argent, métal permettant d'obtenir une résonance plasmonique à des longueurs d'onde plus courtes.

Dans une première partie, nous étudierons le couplage d'un mode guidé dans une chaîne de cinq nanostructures d'argent identiques en fonction de leur position vis-à-vis du guide et de leurs dimensions. Dans une seconde partie, nous présenterons les premiers résultats de rayonnement de chaînes de particules. Tous les résultats présentés sont des résultats de simulation obtenus par la méthode des différences finies dans le domaine temporel en trois dimensions (FDTD 3D).

## 2. COUPLAGE DU GUIDE A LA CHAÎNE DE NANOSTRUCTURES D'ARGENT

Nous considérons un guide d'onde de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  à section rectangulaire, d'une épaisseur de 280nm, d'une largeur de 250nm, plongé dans un milieu homogène d'indice  $n=1,457$  modélisant la silice. Le guide ainsi dimensionné ne supporte que le mode fondamental TE dans le visible [3]. L'étude est réalisée sur l'intervalle de longueur d'onde 600nm-800nm. La chaîne est composée de 5 nanostructures identiques en argent en forme de disque elliptique, régulièrement espacées de 130nm centre à centre. L'indice de réfraction utilisé pour modéliser l'argent est tiré de la référence [7]. Dans un premier cas, la chaîne de particules est positionnée au-dessus du guide (figure 1(a,b)). Dans un second cas, deux chaînes de particules sont positionnées symétriquement de part et d'autre du guide (figure 1(c)). Dans les deux cas les particules sont espacées du guide d'une distance  $d$ , distance du bord du guide au bord de la particule. Les paramètres de taille des particules sont les rayons  $a_x$  et  $a_y$  et l'épaisseur  $t$ , illustrés en figure 1(a, b). L'épaisseur est fixée à 37nm.

Le couplage entre les particules et le guide se fait par évanescente et est mis en évidence par l'étude du spectre de transmission dans le guide après les antennes. Nous avons fait une étude pour plusieurs dimensions et espacements  $d$ . La figure 1(d) présente l'influence de l'espacement au guide pour des dimensions de particules fixes, dans le premier cas. La figure 1(e) présente l'influence des dimensions  $a_x$  et  $a_y$ , pour un espacement fixe  $d=50\text{nm}$  du guide, dans les deux cas.

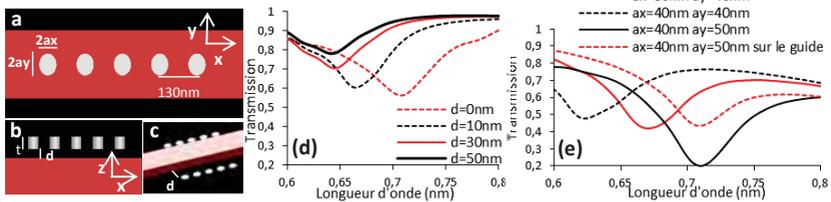


Fig. 1 : (a) Schéma vue de dessus d'une chaîne de particules de rayons  $a_x$  et  $a_y$  au-dessus d'un guide. (b) Vue de côté d'une chaîne de particules d'épaisseur  $t$  au-dessus d'un guide, à une distance  $d$ . (c) Vue de chaînes de particules à côté d'un guide, à une distance  $d$ . (d) Spectres de transmission obtenus avec des chaînes de particules de dimensions  $a_x=55\text{nm}$  et  $a_y=40\text{nm}$  au-dessus d'un guide, avec une distance  $d$  variable. (e) Spectres de transmission obtenus avec des chaînes de dimensions différentes et  $d=50\text{nm}$ .

Les résultats montrent un décalage de la résonance vers le bleu lorsque l'on écarte les particules du guide. Ceci est dû à la modification de l'environnement des particules : l'indice perçu est de plus en plus faible à mesure que l'écart  $d$  augmente, jusqu'à ce que l'environnement de la particule puisse être considéré comme un milieu homogène de silice. Au-dessus de cet écart  $d$  limite, la longueur d'onde de résonance est fixe et il est possible de contrôler l'efficacité de couplage en modifiant  $d$ . D'après les résultats en figure 1(d), on peut estimer l'écart limite à  $d=30\text{nm}$ . En se plaçant au-dessus de cet écart ( $d=50\text{nm}$ ), on étudie l'influence des dimensions des particules (figure 1(e)). D'après les courbes, le couplage s'effectue dans les deux modes de

positionnement des particules (au-dessus et sur le côté) et les longueurs d'onde de résonance sont identiques à dimensions de particules égales. L'ensemble des résultats montre que la résonance des particules peut couvrir l'intervalle 600nm-800nm lorsque l'on modifie leurs dimensions.

### 3. RAYONNEMENT DE LA CHAÎNE DE NANOSTRUCTURES

En conservant les paramètres définis précédemment, nous avons obtenus les diagrammes de rayonnement de la chaîne de particule dans le plan XZ, dans l'axe de la chaîne de particules. Pour mettre en évidence le contrôle de la directivité avec la structure Yagi-Uda, nous avons comparé les spectres de rayonnement d'une chaîne de particules identiques (figure 2(a)) et d'une chaîne de particules de type Yagi-Uda (figure 2(b)). Les diagrammes sont présentés en figure 2(c).

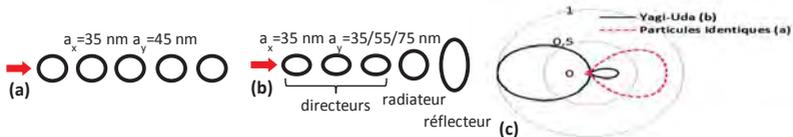


Fig. 2 : (a) Schéma d'une chaîne de particules de taille identique, avec  $a_x=35\text{nm}$  et  $a_y=45\text{nm}$ . Le sens du mode est symbolisé par une flèche rouge. (b) Schéma d'une chaîne de type Yagi-Uda avec  $a_x=35\text{nm}$  et  $a_y=35\text{nm}$  (directeurs),  $55\text{nm}$  (radiateur) et  $75\text{nm}$  (réflecteur). (c) Diagramme de rayonnement (u.a.) dans le plan XZ de l'antenne de type Yagi-Uda (noir) et de la chaîne de particules identiques (rouge).

On remarque que le rayonnement se fait uniquement dans le sens de propagation du guide pour une chaîne de nanostructures identiques alors que l'on obtient un rayonnement en grande partie en sens opposé avec une structure de type Yagi-Uda, mettant en évidence l'effet du réflecteur. Le dimensionnement de la structure est à perfectionner pour obtenir une meilleure directivité, notamment en contrôlant les déphasages des résonances le long de la chaîne [8].

### CONCLUSION

Nous avons mis en évidence le couplage par évanescente du mode guidé dans des chaînes de nanostructures d'argent positionnées au-dessus ou sur les côtés d'un guide de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . La résonance des chaînes est contrôlable en intensité et longueur d'onde en modifiant les dimensions et distances au guide des particules. Enfin, nous avons montré la possibilité de contrôler la direction d'émission en adoptant une structure de type Yagi-Uda, qui reste à optimiser. De plus nous prévoyons de désymétriser l'environnement diélectrique des particules pour émettre hors du plan de guidage.

Ce travail bénéficie du support de la chaire PSA Peugeot Citroën – Optoélectronique et Photonique, portée par l'Université Paris-Sud et soutenue par PSA Peugeot Citroën.

### REFERENCES

- [1] B. Bavoux et al., "Holographic signalling system comprising a unit for generating at least one holographic image", Demande de brevet d'invention WO2014106584, 2014.
- [2] M. Février et al., "Giant coupling effect between metal nanoparticle chain and optical waveguide," *Nano letters*, vol. 12, p. 1032-1037, 2012.
- [3] Y. Wen et al., "Coupling Effect between Silicon Nitride Optical Waveguide and Gold Nanoparticle Chain in the Visible Spectrum," Conférence POEM, 2014.
- [4] A. Curto et al., "Unidirectional Emission of a Quantum Dot Coupled to a Nanoantenna," *Science*, vol. 329, p. 930-933, 2010.
- [5] T. Kosako et al., "Directional control of light by a nano-optical Yagi-Uda antenna," *Nature Photon.*, vol.4, p. 312-315, 2010.
- [6] F. B. Arango et al., "Plasmonic Antennas Hybridized with Dielectric Waveguides," *ACS Nano*, vol. 6, 10156-10167, 2012.
- [7] Palik ED, "Handbook of optical constants of solids," Amsterdam Elsevier, 1998.
- [8] W. Ding et al., "Unidirectional emissions from dielectric photonic circuit decorated with plasmonic phased antenna arrays," *Chin. Phys. B*, vol. 23, n°3, 037301-1 à 037301-7, 2014.

## GENERATION DE SECONDE HARMONIQUE DANS DES CRISTAUX PHOTONIQUES 2D EN GaN SUR SILICIUM

Iannis Roland<sup>1</sup>, Yijia Zeng<sup>1</sup>, Xavier Checoury<sup>1</sup>, Moustafa El Kurdi<sup>1</sup>, Sébastien Sauvage<sup>1</sup>,  
Bruno Gayral<sup>2,3</sup>, Julien Sellés<sup>4</sup>, Christelle Brimont<sup>4</sup>, Thierry Guillet<sup>4</sup>, Méléti Mexis<sup>5</sup>,  
Maksym Gromovyi<sup>5</sup>, J. Y. Duboz<sup>5</sup>, Fabrice Semond<sup>5</sup>, Philippe Boucaud<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Electronique Fondamentale, CNRS - Univ. Paris Sud 11, Bâtiment 220,  
91405 Orsay, France

<sup>2</sup> Univ. Grenoble Alpes, INAC-SP2M, CEA-CNRS group "Nanophysique et Semiconducteurs",  
38000 Grenoble, France

<sup>3</sup> CEA, INAC-SP2M, CEA-CNRS group "Nanophysique et Semiconducteurs",  
38000 Grenoble, France

<sup>4</sup> Université Montpellier 2, Laboratoire Charles Coulomb UMR 5221, 34905 Montpellier, France  
<sup>5</sup> CRHEA-CNRS, Rue Bernard Grégory, 06560 Valbonne, France

[iannis.roland@u-psud.fr](mailto:iannis.roland@u-psud.fr)

### RÉSUMÉ

Des circuits optiques incluant des cristaux photoniques pour le proche infrarouge ont été réalisés sur des membranes de GaN/AlN déposées sur silicium. Les cristaux photoniques contiennent des microcavités formées par la modulation en largeur de guides d'onde de type W1. Des facteurs de qualité compris entre 15 000 et 34 000 ont été obtenus. La génération de seconde harmonique dans ces cavités a été mesurée en régime continu. L'imagerie à haute résolution de l'harmonique est corrélée à la polarisation induite par le mode fondamental de la cavité.

**MOTS-CLEFS :** *cristaux photoniques, effets non linéaires, III-N, seconde harmonique*

### 1. INTRODUCTION

Les circuits photoniques en matériaux nitrure III-N suscitent l'intérêt en raison de leur large bande interdite, de leur fenêtre de transparence qui va de l'infrarouge à l'UV et de leur structure cristalline non-centro-symétrique autorisant les phénomènes optiques non-linéaires tels que la génération de seconde harmonique.

### 2. CRISTAUX PHOTONIQUES INTEGRES DANS DES CIRCUITS OPTIQUE EN GaN

Les circuits optiques présentés sont réalisés dans des couches de GaN sur AlN épitaxiées sur du silicium (111). Ces couches sont monocristallines et ont une épaisseur totale de 350 nm, elles sont constituées d'une couche de 50 nm d'AlN déposée sur Si (111) et d'une couche de 300 nm de GaN qui contrebalance les contraintes présentes dans l'AlN.

Chaque circuit optique est composé d'un cristal photonique connecté à un guide suspendu par des nano-poutrelles (fig 1). Les deux extrémités de ce guide se terminent par des tapers inversés qui permettent d'optimiser la transmission vers des fibres lentillées. Le cristal photonique est dimensionné pour avoir une bande interdite autour de 1550 nm, sa période est de 580 nm et le diamètre des trous est proche de 290 nm. Ce cristal est traversé par un guide W1 qui correspond au retrait d'une rangée de trous. Au centre du cristal, la largeur de ce guide est modulée par le décalage de certains trous [1]. Les trous les plus décalés sont déplacés de 3 à 16 nm selon les cas. Sur la majorité de sa longueur, le guide suspendu a une largeur de 580 nm, à proximité du cristal sa largeur est progressivement adaptée à celle du guide W1 :  $\sqrt{3}a \cong 1 \mu\text{m}$ . A chaque extrémité, le guide s'amincit jusqu'à une largeur de 100 nm. Le guide est suspendu par des poutrelles de 1  $\mu\text{m}$  de long qui s'amincissent jusqu'à une largeur de 100 nm au point d'attache avec le guide.

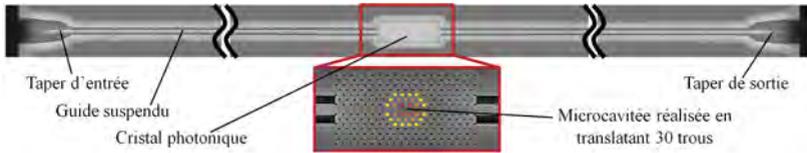


Fig. 1 : Images MEB d'un circuit photonique nitrure sur silicium.

La fabrication commence par une lithographie électronique sur de la résine ZEP 520A. Les motifs sont transférés dans une couche de silice par gravure ionique réactive dans un plasma de  $\text{CHF}_3$ . La couche de silice est ensuite utilisée comme masque pour graver la couche de III-N. Les III-N sont gravés dans un plasma chloré activé par induction (ICP). La couche de III-N est ensuite libérée par gravure isotrope du silicium avec du  $\text{XeF}_2$  sous forme gazeuse.

Le spectre en transmission des circuits est présenté sur la figure 2. Le spectre présente une bande interdite due au cristal photonique entre 1570 et 1590 nm. Dans cette bande interdite se trouve une résonance à 1575 nm qui est due à la microcavité (fig. 1). Le facteur de qualité des microcavités est compris entre 15 000 et 34 000 [2].

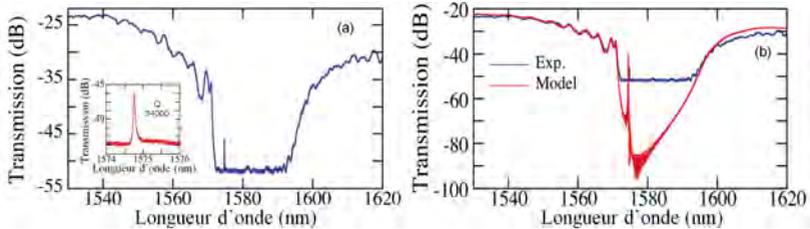


Fig. 2 : Spectre en transmission d'un circuit photonique.

(a) Spectre mesuré avec un zoom sur la résonance en insert.

(b) Comparaison entre le spectre mesuré (en bleu) et calculé en simulation par élément finis (en rouge)

### 3. CARACTERISATION DE LA SECONDE HARMONIQUE

L'émission harmonique est collectée par la surface à l'aide d'un objectif de grande ouverture numérique. Les images sont enregistrées par une caméra permettant de compter les photons. L'émission infrarouge due à la source a été éliminée par un filtre optique. Le signal mesuré est proportionnel au carré de la puissance d'entrée ce qui confirme qu'il s'agit d'un mécanisme non linéaire d'ordre 2 (fig. 2).

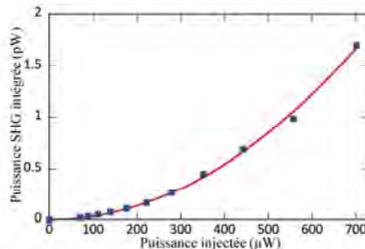


Fig. 2 : Puissance SHG en fonction de la puissance injectée dans le cristal photonique

La génération de seconde harmonique (SHG) a été cartographiée (fig. 3) [3]. La répartition spatiale du signal SHG présente plusieurs spécificités intéressantes. Tout d'abord, le signal SHG peut se propager dans le cristal photonique puisque sa longueur d'onde se situe dans la zone de transparence du matériau et en dehors de la bande interdite. Le signal SHG est réparti en une série de lignes parallèles au guide et situées de part et d'autre de celui-ci. Un profil en forme de X peut être observé. Autre spécificité notable : le signal SHG s'annule au milieu du guide, là où le signal source est maximum. Ces spécificités résultent de la symétrie de la polarisation induite par le mode fondamental. La répartition spatiale de la SHG a été vérifiée en simulation par éléments finis en déterminant la polarisation induite par le mode fondamental à 1575 nm puis la propagation du signal SHG (fig. 4).

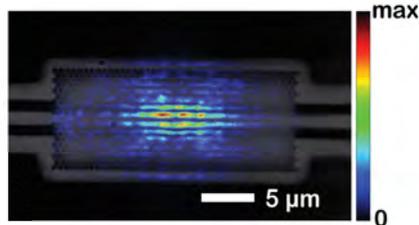


Fig. 3 : Cartographie de la SHG superposée à une image optique de la structure enregistrée successivement avec la même caméra. La microcavité est située au centre du cristal photonique.

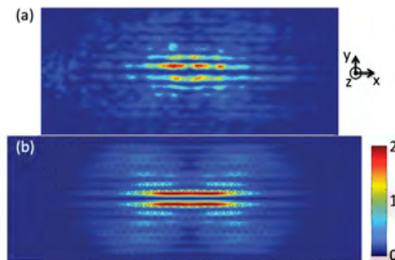


Fig. 4 : Comparaison entre la SHG mesurée (a) et la SHG simulée (b)

## CONCLUSION

Des circuits optiques en GaN/AlN sur substrat silicium ont été réalisés, ils sont formés d'un guide connecté à un cristal photonique dans lequel se trouve une microcavité. La résonance de la microcavité a été mesurée en transmission et sa SHG a été imagée par un dispositif hors plan. L'image du mode SHG obtenue est en accord avec les modélisations. A la suite de cette étude des structures conçues pour optimiser la SHG vont être réalisées et caractérisées.

## RÉFÉRENCES

- [1] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, T. Watanabe, (2006). Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect. *Applied physics letters*, 88(4), 041112.
- [2] I. Roland, Y. Zeng, Z. Han, X. Checoury, C. Blin, M. El Kurdi, A. Ghrif, S. Sauvage, B. Gayral, C. Brimont, T. Guillet, S. Semond, P. Boucaud (2014). Near-infrared gallium nitride two-dimensional photonic crystal platform on silicon. *Applied Physics Letters*, 105(1), 011104.
- [3] Y. Zeng, I. Roland, X. Checoury, Z. Han, M. El Kurdi, S. Sauvage, B. Gayral, C. Brimont, T. Guillet, M. Mexis, F. Semond, P. Boucaud (2015). Resonant second harmonic generation in a gallium nitride two-dimensional photonic crystal on silicon. *Applied Physics Letters*, 106(8), 081105.

## NOUVELLE DYNAMIQUE DE LA DIFFUSION BRILLOUIN DANS UNE FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTURÉE ET EFFILÉE

Joël Cabrel Tchahame<sup>1</sup>, Jean-Charles Beugnot<sup>1</sup>, Alexandre Kudlinski<sup>2</sup>, Thibaut Sylvestre<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut FEMTO-ST, UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, Besançon

<sup>2</sup> Laboratoire PhLAM, IRCICA, UMR 8523 CNRS, Université de Lille 1, Villeneuve D'Ascq

joelcabrel.tchahame@femto-st.fr

### RÉSUMÉ

Nous démontrons une dynamique nouvelle et originale de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre microstructurée et éfilée, faisant intervenir plusieurs modes acoustiques hybrides et provoquant ainsi un fort élargissement du spectre tout en augmentant le seuil de puissance Brillouin. Cette étude laisse présager un nouveau moyen passif pour le contrôle ou la suppression de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques par la microstructuration.

**MOTS-CLEFS :** *diffusion Brillouin ; fibres optiques microstructurées; birefringence*

### 1. INTRODUCTION

La diffusion Brillouin stimulée (DBS) est une diffusion inélastique de la lumière résultant de son interaction avec des ondes acoustiques se propageant dans les fibres optiques [1]. Elle est la première cause de la limitation de puissance optique transmise dans les fibres. Toutefois, cette diffusion a suscité un grand intérêt ces dernières années en raison de ses propriétés fondamentales et de ses nombreuses applications innovantes dans les domaines des lasers, des capteurs à fibre et des télécommunications [1, 2]. Dans ce contexte, de nombreux travaux portent actuellement sur des études amonts de la DBS dans des nouveaux guides fortement confinés tels que les fibres optiques microstructurées (FOM), les microfils, ou encore les puces photoniques silicium ou en verre de chalcogénure [3, 4, 5, 6]. La réduction importante des dimensions transverses de ces guides jusqu'à des tailles bien inférieures à la longueur d'onde impose de nouvelles conditions aux limites optiques et élastiques. Par conséquent, les composantes transverses des ondes élastiques ne sont plus négligeables et peuvent modifier profondément la dynamique de la DBS, provoquant ainsi la génération d'ondes acoustiques hybrides ou de surface dans les microfils optiques [5].

Dans cette communication, nous présentons une étude expérimentale et numérique détaillée de la DBS dans une fibre optique microstructurée, éfilée et fortement biréfringente. Nos résultats montrent d'une part que cette fibre éfilée induit un décalage et un élargissement significatif du spectre Brillouin avec notamment l'apparition de plusieurs modes acoustiques hybrides. D'autre part, la biréfringence est responsable d'un fort décalage fréquentiel du spectre Brillouin.

### 2. EXPÉRIENCES, RÉSULTATS ET SIMULATIONS

La figure 1(a) présente une image MEB de la fibre microstructurée et de son cœur ainsi que l'évolution longitudinale de son diamètre externe, mesurée durant son étirage à l'IRCICA à Lille. Son diamètre décroît linéairement de 205 à 80  $\mu\text{m}$  sur une longueur de 125 m, tout en préservant la microstructure air-silice avec un rapport homothétique d'environ 0,4. Deux trous d'air ont été également insérés autour du cœur pour le rendre elliptique et générer une biréfringence de forme importante. Les dimensions d'entrée du cœur de la fibre sont de  $2 \times 3 \mu\text{m}$  et se réduisent à  $0,8 \times 1,17 \mu\text{m}$  à la sortie. À partir de la section transverse de la fibre, nous avons calculé numériquement les indices effectifs à 1,55  $\mu\text{m}$  en fonction du diamètre de cœur. La Figure 1(b) montre ces indices pour l'axe lent et rapide de la fibre, ainsi que la biréfringence en rouge, qui varie significativement de  $3,10^{-3}$  à  $1,4 \cdot 10^{-2}$ . Ces variations longitudinales d'indices vont intrinsèquement donner lieu à des variations de la fréquence et du spectre Brillouin dans un intervalle compris entre environ 9,75 et 10,78 GHz, d'après la formule standard de la

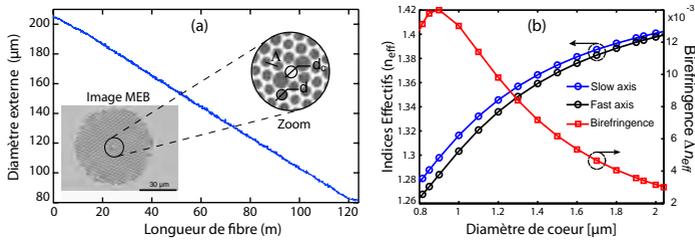


FIGURE 1 : (a) Evolution longitudinale du diamètre externe de la FOM effilée. Les encarts montrent une image de la section transverse de l'entrée et un zoom sur le cœur. (b) Variations des indices effectifs et de la biréfringence en fonction du diamètre de cœur à 1,55 μm.

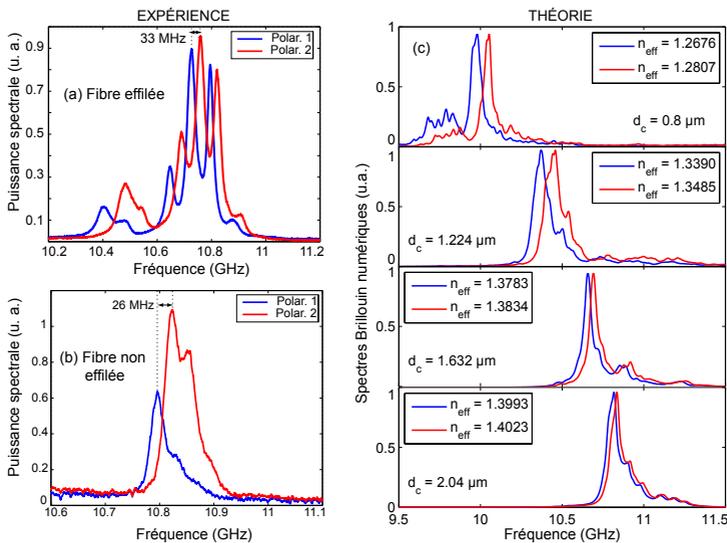


FIGURE 2 : Spectres Brillouin pour deux polarisations incidentes croisées : (a) Fibre effilée, avec une puissance pompe de 24,7 dBm ; (b) Fibre uniforme non effilée, avec une puissance pompe de 22,3 dBm. (c) Simulations numériques du spectre Brillouin en fonction du diamètre de cœur et de la polarisation incidente.

fréquence Brillouin qui s'écrit sous la forme suivante [1] :  $\nu_B = 2n_{\text{eff}}V_A/\lambda$ , où  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif ;  $V_A = 5960 \text{ m.s}^{-1}$  est la vitesse acoustique dans la silice, et  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  la longueur d'onde optique.

Sur les figures 2(a-b) nous montrons les spectres Brillouin expérimentaux pour la fibre effilée et, en comparaison, pour la même fibre non effilée. Le principe de mesure, détaillé dans la référence [4], repose sur la détection hétérodyne dans le domaine radio-fréquence à l'aide d'un analyseur de spectre électrique. Comme on peut le constater, le spectre de la FOM effilée présente plusieurs pics de résonance, autour de 10,76 GHz, pour deux états de polarisations incidentes. Ce spectre multimode et élargi est lié principalement au fait que le diamètre du cœur est proche de la longueur d'onde. Dans ces conditions, il apparaît plusieurs modes acoustiques hybrides, avec chacun sa relation de dispersion, qui contribuent

à la diffusion de la lumière incidente [3]. Les modes acoustiques hybrides sont constitués d'un couplage d'ondes de cisaillement et de compression. Il est important de mentionner que dans le cas d'une fibre optique standard (diamètre du cœur  $\sim 10 \mu\text{m}$ ), les ondes transverses sont aussi présentes. Toutefois, le couplage avec les ondes longitudinales reste faible. Par conséquent, il subsiste essentiellement un mode acoustique longitudinal, comme c'est le cas pour la fibre uniforme dont le spectre est présenté sur la figure 2(b). On peut voir en particulier que les spectres Brillouin sont quasi mono-modes ou présentent tout au plus un pic secondaire peu prononcé. La figure 2(c) présente des simulations numériques du spectre Brillouin en fonction du diamètre du cœur, réalisées à partir de l'équation élasto-dynamique incluant le tenseur d'électrostriction [5]. Ces simulations confirment assez bien nos interprétations puisque l'on constate que le spectre Brillouin subit à la fois un fort décalage et un élargissement spectral lorsque que le cœur de la fibre diminue. Le décalage spectral induit par la biréfringence de la fibre est également bien observé avec un bon accord quantitatif entre la théorie et l'expérience.

Le tableau ci-dessous compare les mesures faites sur la fibre effilée et uniforme, notamment en terme de puissance seuil Brillouin mesurées respectivement à 28,9 et 26 dBm. En définissant le paramètre  $I_{\text{th}} \times L_{\text{eff}}$  comme seuil [3], avec  $I_{\text{th}} = P_{\text{th}}/A_{\text{eff}}$ , on peut en déduire que la fibre effilée présente un accroissement du seuil Brillouin d'environ 6 dB par comparaison à la fibre uniforme.

Paramètres	Fibre uniforme	Fibre effilée
Diamètre du cœur ( $\mu\text{m}$ )	2,04	De 2,04 à 0,8
Aire effective, $A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	5,07	5,07 à 2,50
Pertes linéaire ( $\text{dB.m}^{-1}$ )	0,089	0,104
Longueur (m)	<b>47</b>	<b>124</b>
Longueur effective, $L_{\text{eff}}$ (m)	30	40
Puissance seuil Brillouin, $P_{\text{th}}$ (dBm)	<b>26</b>	<b>28,9</b>
$I_{\text{th}} \times L_{\text{eff}}$ ( $\text{W.m.}\mu\text{m}^{-2}$ )	2,36	9,04

### 3. CONCLUSION

Nous avons présenté une étude détaillée de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique microstructurée et effilée. Nos résultats montrent d'une part que cette fibre effilée induit un élargissement significatif du spectre Brillouin avec notamment l'apparition de plusieurs modes acoustiques hybrides. D'autre part, la biréfringence est responsable d'un fort décalage fréquentiel du spectre Brillouin.

### RÉFÉRENCES

- [1] A. Kobayakov, M. Sauer, and D. Chowdhury, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," *Adv. Opt. Photon.* 2, 1-59 (2010).
- [2] C. A. Galindez-Jamioy and J. M. Lopez-Higuera, "Brillouin Distributed Fiber Sensors : An Overview and Applications," *Journal of Sensors*, vol. 2012, ID 204121 (2012).
- [3] P. Dainese, P. St. J. Russell, N. Joly, J. C. Knight, G. S. Wiederhecker, H. L. Frangnito, V. Laude and A. Khelif, *Nature Physics* 2, 388–392 (2006).
- [4] J. C. Beugnot, T. Sylvestre, D. Alasia, H. Maillotte, V. Laude, A. Monteville, L. Provino, N. Traynor, S. F. Mafang, and L. Thévenaz, "Complete experimental characterization of stimulated Brillouin scattering in photonic crystal fiber;" *Opt. Express* 15, 15517-15522 (2007).
- [5] J.-C. Beugnot, S. Lebrun, G. Pauliat, H. Maillotte, V. Laude, T. Sylvestre, "Brillouin light scattering from surface acoustic waves in a subwavelength-diameter optical fibre." *Nat. Commun.* 5, 5242 (2014).
- [6] Benjamin J. Eggleton, Christopher G. Poulton, and Ravi Pant, "Inducing and harnessing stimulated Brillouin scattering in photonic integrated circuits," *Adv. Opt. Photon.* 5, 536-587 (2013).

### REMERCIEMENTS

Nous remercions le Labex Action (contrat No. ANR-11-LABX-0001-01) pour le financement de ce travail de recherche.

## TRANSMISSION À 30 GBIT/S SUR 1 KM DE FIBRE MULTIMODE CONVENTIONNELLE PAR MULTIPLEXAGE EN GROUPES DE MODES

Guillaume Labroille<sup>1</sup>, Pu Jian<sup>1</sup>, Lionel Garcia<sup>1</sup>, Jean-Baptiste Trinel<sup>2</sup>, Redha Kassi<sup>3</sup>,  
Laurent Bigot<sup>2</sup>, Jean-François Morizur<sup>1</sup>

<sup>1</sup> CAILabs SAS, 8 rue du 7e d'Artillerie, 35000 Rennes, France

<sup>2</sup> PhLAM/IRCICA, Université Lille 1, CNRS UMR8523/USR3380, 59658 Villeneuve d'Ascq, France

<sup>3</sup> IEMN/IRCICA, Université Lille 1, CNRS UMR8520/USR3380, 59658 Villeneuve d'Ascq, France

pu@cailabs.com

### RÉSUMÉ

Ce travail montre une transmission à  $3 \times 10$  Gbit/s avec un BER  $< 10^{-11}$  sur 1 km de fibre multimode conventionnelle en utilisant le format de modulation OOK et la détection directe. L'augmentation de débit est rendue possible en multiplexant de manière sélective par conversion multiplan de la lumière (MPLC) dans 3 groupes de modes d'une fibre OM2.

**MOTS-CLEFS :** *multiplexage spatial ; fibre multimode ; communication optique*

### 1. INTRODUCTION

Les fibres multimodes (MMF) sont très largement utilisées pour les liaisons optiques de courte portée, comme par exemple pour les liaisons entre bâtiments, en raison de leur bonne tolérance à l'alignement et au faible coût des *transceivers* utilisés. Cependant, la dispersion inter-modale dans les MMF à gradient d'indice (GI MMF) limite fortement le débit atteignable en fonction de la longueur de la fibre. Ainsi, la portée maximale d'un signal à 10 Gbit/s est de 500 m pour une fibre OM4 et 80 m pour une fibre OM2, alors qu'elle est de 2 km pour un signal à 100 Mbit/s.

Afin de surpasser cette limitation de capacité et de distance tout en conservant les fibres existantes, l'une des possibilités est d'utiliser la diversité spatiale [1]. Une approche consiste à adopter des techniques similaires au multiplexage en modes utilisé sur des transmissions longue portée : l'utilisation de formats de modulation complexes, de détection cohérente, et de traitement numérique MIMO, a permis d'atteindre des records de capacité et de distance sur une liaison GI MMF [2]. Cependant, ces techniques ne sont pas compatibles avec les exigences de faible coût et de simplicité des liaisons courte portée. Une autre approche, dans laquelle les modes dégénérés de la GI MMF sont considérés comme un seul canal d'information, permet de négliger le couplage au sein d'un groupe de modes ; elle s'affranchit ainsi de l'utilisation de MIMO, et permet d'utiliser le format de modulation *on-off keying* (OOK) et la détection directe.

Le potentiel d'un tel système de multiplexage par groupe de mode (MGDM) a été démontré en transmettant un signal à 10 Gbit/s sur chacun des 8 premiers groupes de modes d'une fibre OM4 sur plusieurs kilomètres [3]. Cependant, les groupes de modes n'ont pas été multiplexés lors de ces expériences. D'autres expériences basées sur le filtrage de mode ont montré qu'il est possible de multiplexer spatialement dans une GI MMF, mais l'absence de sélectivité de mode lors de la détection a limité la portée de ces transmissions à 20 m [4].

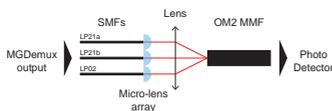
Dans ce travail, nous révélons pour la première fois l'intégralité du potentiel du MGDM pour augmenter le débit et la distance des liaisons MMF existantes. En utilisant un multiplexeur (MUX) à 6 modes, sélectif en mode, basé sur la conversion multiplan de la lumière (MPLC) [5], ainsi qu'une technique de détection qui prend en compte toute la diversité modale de chacun des groupes de modes, nous avons obtenu une liaison à  $3 \times 10$  Gbit/s sur les 3 premiers groupes de mode de 1 km de fibre conventionnelle OM2. Pour chacun des canaux, le *bit error rate* (BER) mesuré a été inférieur à  $10^{-11}$  alors que des transmissions avaient lieu simultanément dans les autres canaux.

## 2. MULTIPLEXAGE PAR GROUPE DE MODES

Dans une GI MMF dont l'indice de réfraction est de profil parabolique, les modes  $LP_{l,m}$  de même valeur  $l + 2m + 1$  présentent des constantes de propagation dégénérées. Au sein de la fibre, le couplage entre modes dégénérés est très élevé, tandis que les modes de groupes différents sont plus isolés et peuvent être considérés comme des canaux de transmission indépendants. Dans ce travail, une bobine de 1 km de fibre OM2 est utilisée. Une telle fibre porte 45 modes dans 9 groupes à 1550 nm. Ici, nous utilisons les 3 premiers groupes de modes, constitués par le mode  $LP_{01}$ , le groupe  $LP_{11}$  avec les modes  $LP_{11a}$  et  $LP_{11b}$ , et le groupe  $LP_{21}+LP_{02}$  composé des modes  $LP_{21a}$ ,  $LP_{21b}$  et  $LP_{02}$ .

Afin d'éviter l'utilisation de procédés de détection complexes, il est nécessaire que le multiplexage considère chaque groupe de mode dans son ensemble comme un canal. Plus précisément, le MUX excite un seul mode de chaque groupe ; après propagation dans la fibre, du fait de la dégénérescence des modes, l'information se diffuse dans tous les modes du même groupe qui doivent donc être tous détectés par le démultiplexeur (DEMUX). Pour ce faire, nous utilisons des MUXs à 6 modes sélectifs en modes basés sur la MPLC [5, 7, 8]. 3 canaux d'entrée du MUX sont utilisés afin d'exciter les modes  $LP_{01}$ ,  $LP_{11b}$  et  $LP_{21a}$  de la fibre. Le démultiplexage par groupe de mode (MGDEMUX) est obtenu en démultiplexant les modes individuels, puis en sommant les puissances optiques des modes dégénérés dans un *pigtail* OM2. Un couplage de 85% est obtenu pour tous les canaux d'un même groupe de modes. Le schéma de détection est présenté en Fig. 1a.

La matrice de transmission du système MGMUX + fibre OM2 + MGDEMUX est mesurée pour 10 m de fibre OM2 puis pour la bobine de 1 km. Ceci permet de caractériser les performances du MGMUX et du MGDEMUX, représentées en Fig. 1b. Les performances similaires obtenues par le système *back-to-back* et le système sur 1 km montrent que le MGMUX et le MGDEMUX sont effectivement sélectifs sur les modes de la fibre.



(a) Système de sommation de modes pour la détection de groupe de modes, ici dans le cas du groupe  $LP_{21}+LP_{02}$ .

	$LP_{01}$	$LP_{11}$	$LP_{21}$
B2B OSNR	14.1	10.0	9.0
1 km OSNR	14.9	9.7	7.8
Total losses	6.9	8.1	8.7

(b) Rapport signal à bruit (OSNR) par canal de groupe de modes, lorsque les 3 canaux sont injectés, et pertes par canal de groupe de modes, en dB.

FIGURE 1: Système de multiplexage et démultiplexage en groupe de modes.

## 3. EXPÉRIENCE DE TRANSMISSION AVEC MULTIPLEXAGE EN GROUPE DE MODES

Le montage utilisé pour évaluer la transmission avec multiplexage en groupe de modes à travers une fibre OM2 est représenté dans la Fig. 2. Un système de test de BER Agilent N4903A a été utilisé pour générer les données et pour la détection d'erreurs. Un *distributed feedback laser* (DFB) à 1550 nm est modulé par un signal à 10 Gbit/s avec un motif de  $2^{23} - 1$  PRBS. Un amplificateur optique EDFA permet l'ajustement de la puissance optique au niveau du récepteur. La lumière est ensuite séparée sur 3 canaux avec des retards différents, produisant ainsi 3 signaux décorrélés. Les 3 signaux sont multiplexés dans 1 km de fibre OM2 par le MGMUX, puis démultiplexés par le MGDEMUX avec un *pigtail* OM2. Une photodiode amplifiée InGaAs Pin de bande passante 9,5 GHz permet de détecter les signaux qui sont ensuite amplifiés. Le signal est enfin envoyé à l'entrée du système de BERT. Aucune récupération d'horloge n'est effectuée.

La puissance optique dans chaque groupe de modes est égalisée au niveau du récepteur à l'aide d'atténuateurs optiques variables (VOA). Les courbes de BER pour chaque canal de groupe de modes, lorsque tous les canaux sont utilisés, sont représentées sur la Fig. 3a. Pour chaque groupe de modes, le

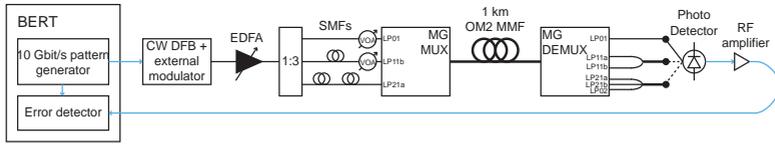
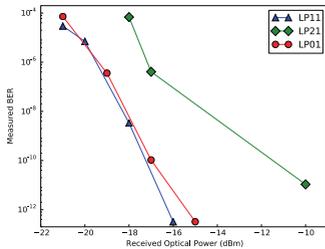


FIGURE 2: Montage expérimental.

BER mesuré est inférieur à  $10^{-11}$ . Les canaux LP<sub>01</sub> et LP<sub>11</sub> ont des courbes de BER similaires, tandis que le canal LP<sub>21</sub>+LP<sub>02</sub> présente une pénalité d'environ 3 à 4 dB. Ceci peut-être expliqué par la diaphonie plus élevée dans ce groupe de mode. Nous avons également enregistré des diagrammes d'oeil à l'aide d'un oscilloscope Agilent DSO81204A, en présence ou non de signal dans les autres canaux (Fig. 3b). Bien que le diagramme se détériore un peu à cause de la diaphonie des autres canaux, l'oeil reste bien ouvert lorsque tous les signaux sont allumés.



(a) Mesure de BER pour chaque groupe de modes.

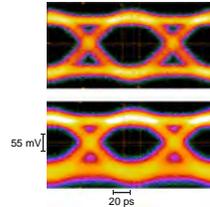
(b) Diagramme d'oeil typique, ici groupe de modes LP<sub>11</sub>. Haut : autres signaux éteints. Bas : autres signaux allumés.

FIGURE 3: Résultats des tests sur 1 km de fibre OM2.

#### 4. CONCLUSION

Nous avons démontré une transmission à  $3 \times 10$  Gbit/s sur 1 km de fibre conventionnelle à gradient d'indice OM2, en utilisant 3 groupes de modes comme des canaux de transmission indépendants. Il s'agit de la première démonstration complète que le multiplexage en groupe de modes permet une augmentation de la capacité et de la portée d'une transmission à travers une fibre MMF, en utilisant le format de modulation OOK et la détection directe. Grâce à des convertisseurs multiplans, les groupes de mode ont été multiplexés et démultiplexés de manière sélective et efficace, notamment en détectant tous les modes de chaque groupe, ce qui a permis d'atteindre des BER inférieurs à  $10^{-11}$  pour chaque canal de groupe de modes. Ces résultats illustrent le potentiel du multiplexage en groupe de modes dans les MMF pour les interconnexions optiques sur de courtes distances.

Nous remercions la plateforme télécom de l'IEMN/IRCICA, ainsi que Denis Molin et Pierre Sillard de Prysmian Group pour leur contribution.

#### RÉFÉRENCES

- [1] H. R. Stuart, *Science* **289**, 281–283 (2000).
- [2] R. Ryf *et al.*, ECOC 2014, PD.3.5.
- [3] B. Franz and H. Bulow, *Photonics Technology Letters, IEEE* **24**, 1363 (2012).
- [4] H. Chen *et al.*, OFC 2011, OWB1.
- [5] G. Labroille *et al.*, *Optics express* **22**, 15599 (2014).
- [6] J. Carpenter and T. D. Wilkinson, *Journal of Lightwave Technology* **30**, 1386 (2012).
- [7] P. Jian *et al.*, *Proceedings SPIE* 2015, 93890A.
- [8] P. Genevaux *et al.*, OFC 2015, W1A.5.

## STABILISATION A LONG TERME DE LASERS A VERROUILLAGE DE MODES PASSIF A BASE DE BATONNETS QUANTIQUES A L'AIDE D'UNE RETROACTION OPTIQUE EXTERNE

Kamel Merghem<sup>1</sup>, Vivek Panapakkam<sup>1</sup>, Anthony Martinez<sup>1</sup>, Abderrahim Ramdane<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 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 dédiée aux lasers à verrouillage de mode à base de bâtonnets quantiques InAs/InP. Nous nous intéressons plus particulièrement à la stabilité en fréquence à long-terme évaluée à partir de la variance d'Allan. Cette technique basée sur une rétroaction optique contrôlée permet d'atteindre une stabilité en fréquence de  $1,5 \times 10^{-9}$  pour une période d'échantillonnage de 1230 secondes.

**MOTS-CLEFS :** Lasers à verrouillage de modes ; stabilité à long terme.

### 1. INTRODUCTION

Les lasers à semi-conducteurs à verrouillage de modes 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 ( $\geq 10$  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 basée sur une rétroaction optique contrôlée qui permet d'améliorer considérablement la stabilité à long terme de la fréquence de répétition du laser.

### 2. STRUCTURE LASER ET CARACTÉRISATIONS DANS LE DOMAINE RADIO-FRÉQUENCE

La structure active laser est composée d'un empilement de 3 plans de bâtonnets quantiques InAs/InP dans des barrières InGaAsP (structure dite « dash-in-a-barrier »). Les lasers à base de bâtonnets quantiques sont des lasers autopulsants permettant de générer des impulsions sans l'aide de section à absorbant saturable [2]. Les lasers étudiés sont de type BRS (Buried Ridge Stripe) et consiste en une section de gain d'une longueur de cavité totale de  $4230 \mu\text{m}$  correspondant à une fréquence de répétition de 10,21 GHz. Les lasers sont montés « p-side up » sur des embases en cuivre pour un bon contrôle en température.

Nous nous sommes intéressés aux caractéristiques du laser à verrouillage de modes, dans le domaine Radio-Fréquence (RF) évaluées à l'aide d'un analyseur de spectre électrique couplé à une photodiode rapide. Les figures 1 et 2 montrent respectivement l'évolution de la fréquence de répétition en fonction du courant d'injection et de la température. Pour une grande plage de fonctionnement, on observe un verrouillage de modes avec de faibles largeurs de spectre RF de l'ordre de 10 kHz, synonyme de forte corrélation de phase entre les modes de la cavité et d'un mécanisme de verrouillage de modes très efficace. Sur la figure 1, la fréquence de répétition décroît lorsque le courant d'injection augmente avec plusieurs sauts de fréquence. Sur la plage de courant 70 – 100 mA, le spectre RF est instable avec des fluctuations importantes. A partir de 100 mA jusque 133 mA, on observe le premier régime de verrouillage de modes. A partir de 130 mA, le spectre RF s'élargit et la fréquence change de manière abrupte. A partir de 134 mA, on retrouve une largeur de spectre RF relativement faible ( $\sim 10$  kHz) et la fréquence décroît à nouveau jusqu'à 180 mA. On observe la même succession de régimes avec de multiples sauts en fréquences. Ce

comportement s'explique par une compétition entre différents groupes de modes longitudinaux verrouillés en phase. Ce comportement a déjà été observé sur des lasers à boîtes quantiques [3]. La figure 2 nous renseigne sur l'évolution de la fréquence RF avec la température pour un courant fixe de 250 mA. On note que la fréquence décroît de manière linéaire à raison de 909 kHz/K.

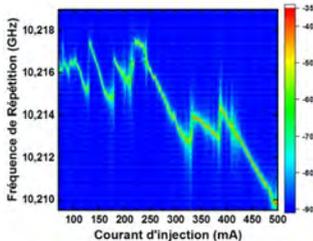


Fig. 1 : Evolution de la fréquence de répétition en fonction du courant d'injection

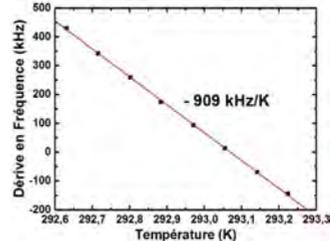


Fig. 2 : Evolution de la fréquence de répétition en fonction de la température du composant

### 3. STABILITÉ DE LA FRÉQUENCE A LONG TERME

En raison du bruit environnemental lié aux conditions expérimentales (variation de température ou de courant de polarisation, rétroaction optique non contrôlée...), la fréquence de répétition du laser peut fluctuer dans le temps, ce qui a pour effet de dégrader la stabilité à long terme de la 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  $5.10^{-8}$  pour un temps d'échantillonnage de 100 secondes [4-5]. Cette fois-ci, afin d'améliorer cette stabilité, nous avons développé une technique de stabilisation basée sur une rétroaction optique contrôlée qui compense la dérive en fréquence. De nombreuses études ont été réalisées sur les performances des lasers à verrouillage de modes soumis à une rétroaction optique [6]. Il a été démontré une réduction du bruit de phase selon le niveau et la phase de la rétroaction optique. On peut également observer une dérive en fréquence dépendant de la phase de la rétroaction.

Pour notre étude, nous avons exploité cet effet pour améliorer la stabilité à long terme. Pour cela, nous avons utilisé une fibre optique lentillée ayant deux fonctions essentielles : la première est de coupler la lumière émise par le laser et la seconde est de jouer le rôle de réflecteur optique.

La figure 3 représente l'évolution de la fréquence de répétition en fonction de la position relative de la fibre optique par rapport au laser. La fréquence de répétition varie de manière sinusoïdale avec la position relative de la fibre. La périodicité est de l'ordre de  $0,8 \mu\text{m}$ , correspondant à la moitié de la longueur d'onde d'émission. La dérive maximale de fréquence est de  $\sim 250 \text{ kHz}$  pour une position de la fibre comprise entre  $2,5$  et  $3,2 \mu\text{m}$ . Cette position correspond au taux de réinjection optique maximale et à une diminution de la puissance optique couplée de l'ordre de 10 dB. Il est à noter que, pour toutes les conditions de réinjection, nous conservons un verrouillage de modes efficace.

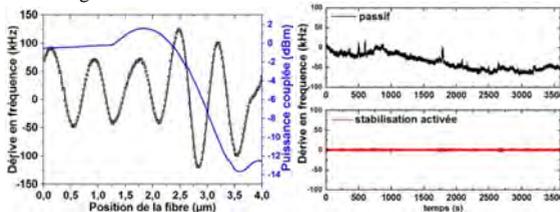


Fig. 3 : fréquence de répétition et puissance optique couplée en fonction de la position de la fibre

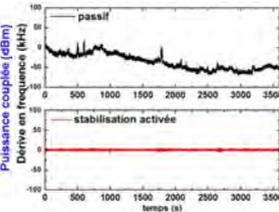


Fig. 4 : Mesures de la dérive en fréquence pendant 1 h avec/sans stabilisation.

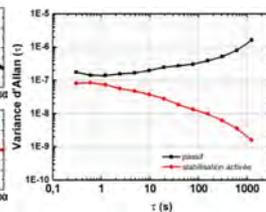


Fig. 5 : Variances d'Allan calculées à partir des données expérimentales de la fig. 4.

Pour mettre en œuvre notre système de stabilisation, il est nécessaire d'exercer un contrôle fin de la température du composant ainsi que la position de la fibre optique. Pour cela, nous avons construit un système expérimental avec des stabilités thermiques et mécaniques améliorées.

La figure 4 montre la dérive de la fréquence pendant une heure d'acquisition avec une période d'échantillonnage de 300 ms avec et sans système de stabilisation. Sans stabilisation, la variation maximale observée est de  $\sim 88$  kHz. Lorsque la boucle de rétroaction est activée, on obtient une dérive maximale de 12 kHz et un écart type de  $\sim 1.2$  kHz.

Afin d'évaluer la stabilité à long-terme, nous avons calculé la variance d'Allan [7] à partir des mesures représentées sur la figure 4. La variance calculée est de  $8 \times 10^{-8}$  pour 300 ms et on atteint la valeur de  $1,5 \times 10^{-9}$  pour 1230 secondes avec le système de stabilisation (Fig. 5). En comparaison, sans stabilisation, la valeur de la variance d'Allan est toujours supérieure à  $1 \times 10^{-7}$  pour les différents temps d'échantillonnage.

#### 4. CONCLUSION

En conclusion, nous avons développé un système de stabilisation dédiée aux lasers à verrouillage de mode à base de bâtonnets quantiques InAs/InP. Cette technique permet de limiter la dérive de fréquence à long-terme, et d'atteindre des stabilités allant jusque  $1,5 \times 10^{-9}$  pour un temps d'échantillonnage de 1230 secondes. La facilité de mise en œuvre de cette technique de stabilisation nous permet de réaliser des sources optiques ultra-stables destinées aux applications de métrologie.

#### RÉFÉRENCES

- [1] M. Faugeron et al, "High Peak Power, Narrow RF Linewidth Asymmetrical Cladding Quantum Dash Mode-Locked Lasers," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 19, 1101008–1101008 (2013).
- [2] R. Rosales et al, "High performance mode locking characteristics of single section quantum dash lasers," Optics Express, vol. 20, p. 8649, Mar. 2012.
- [3] F. Kéfélian et al, "RF Linewidth in Monolithic Passively Mode-Locked Semiconductor Laser," IEEE Photonics Technol. Lett. 20, 1405–1407 (2008)
- [4] 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).
- [5] K. Merghem et al, "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," JNOG 2014, Oct. 2014.
- [6] E.A. Avrutin and B.M. Russell, IEEE J. Quantum Electron. 45, 1456–1464 (2009)
- [7] 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-LETT") pour la fourniture des composants.

## ONDES SIAMOISES EN PAROIS DE DOMAINE POUR DES COMMUNICATIONS OPTIQUES AU-DELÀ DE LA NON-LINÉARITÉ KERR

M. Gilles, P.-Y. Bony, M. Guasoni, A. Picozzi et J. Fatome

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

jfatome@u-bourgogne.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons la génération et la propagation de solitons en parois de domaine de polarisation dans une fibre optique standard Télécom en régime de dispersion normale. Ces structures vectorielles sont ensuite implémentées afin de transmettre des données optiques à 1550 nm cadencées à 10 Gbit/s et 40 Gbit/s.

**MOTS-CLEFS :** *fibre optique, optique non-linéaire, polarisation*

### 1. INTRODUCTION

Il est bien connu que l'effet non-linéaire Kerr dans les fibres optiques peut compenser la dispersion chromatique, en particulier en régime de dispersion anormale, grâce à l'automodulation de phase (SPM). L'exemple le plus connu de cet équilibre est le soliton *sech* associé à l'équation de Schrödinger non-linéaire scalaire (NLSE). L'extension directe de cette équation vient de sa forme vectorielle pour laquelle les polarisations orthogonales sont couplées de manière incohérente à travers la modulation de phase croisée non linéaire (CPM). Dans ce cas particulier, quand la force de rappel induite par la CPM est supérieure à la SPM, Berkhoer et Zakharov ont démontré qu'une instabilité modulationnelle de polarisation (PMI) peut apparaître dans le régime de dispersion normale. La CPM peut alors compenser les effets de dispersion permettant la propagation d'énergie localisée entre des régions de polarisation adjacentes [1]. Ces solutions vectorielles, appelées solitons en parois de domaines de polarisation (PDWs) ont été décrites théoriquement il y a 20 ans par M. Haelterman dans des fibres optiques isotropes pour lesquelles le rapport CPM/SPM vaut 2 et correspondent à des structures localisées de type kink pour lesquelles le champ électrique alterne entre deux états de polarisation orthogonaux [2]. On peut alors imaginer transmettre de l'information en codant non plus l'intensité mais la polarisation de l'onde incidente en basculant vers un état de polarisation orthogonal pour chaque transition de bits 0-1 ou 1-0. Bien que l'existence des PDWs ait été démontrée en 1999 grâce à une expérience de PMI dans une fibre optique spun isotrope de 2 mètres de longueur [3], la nature solitonique de ces structures au cours de leur propagation était alors empêchée par la récurrence non linéaire Fermi-Pasta Ulam imposée par le processus d'instabilité de modulation [4]. De plus, une fibre optique standard Télécom est caractérisée par une biréfringence résiduelle aléatoire qui la rend de surcroît non-isotrope. Pour de grandes longueurs de propagation, typiquement plusieurs kilomètres, cette anisotropie stochastique peut être moyennée de sorte que la fibre optique peut être modélisée par le système d'équations couplées de Manakov [5]. Dans ce modèle théorique, le rapport CPM/SPM se réduit alors à 1, ce qui interdit l'existence de structure vectorielle en parois de domaine. Or, dans cette contribution, nous démontrons pour la première fois l'existence et la propagation de solitons en parois de domaine de polarisation dans une fibre optique standard Télécom de plusieurs kilomètres ainsi que la première transmission de données optiques codées en parois de domaines à 10 et 40 Gbit/s.

### 2. OBSERVATION DES SOLITONS EN PAROIS DE DOMAINE

La première étape consiste à générer des solitons en parois de domaine de polarisation. Pour cela, nous utilisons le dispositif expérimental représenté sur la Figure 1a. Une onde continue centrée à 1555 nm est modulée en phase ( $M\phi$ ) afin de s'affranchir de la diffusion Brillouin stimulée. Un train d'impulsions

de forme super-gaussienne et 35 ps de largeur à mi-hauteur est ensuite généré à un taux de répétition de 14 GHz (rapport cyclique 1 : 2) grâce à un modulateur d'intensité (MI) piloté par un générateur de séquence (PPG) cadencé à 28 Gbit/s émettant une simple alternance de bits 1-0. Ce signal est ensuite divisé en deux répliques, dont l'une est retardée d'une demi-période afin d'obtenir un signal temporel complémentaire. Ces deux répliques sont ensuite multipléxées en polarisation à l'aide d'un séparateur de polarisation (PBS) avant d'être amplifiées puis injectées dans une fibre optique de 10 km. La fibre optique utilisée est un produit standard de chez *ofs* (TWHD) dont les paramètres sont  $D = -15 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$  à 1550 nm,  $\gamma = 2.3 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ ,  $\alpha = 0.2 \text{ dBm}$ ,  $PMD = 0.02 \text{ ps km}^{-1/2}$ . En sortie du dispositif, les signaux sont démultipléxés par un second PBS avant détection par un couple de photodiodes et oscilloscope à échantillonnage électrique.

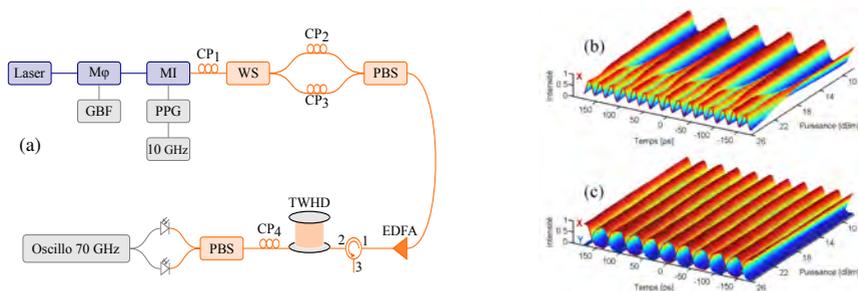


FIGURE 1: (a) Montage expérimental. *GBF* : Générateur Basse Fréquence, *WS* : WaveShaper, *EDFA* : Erbium-Doped Fiber Amplifier, *CP<sub>x</sub>* : Contrôleur de Polarisation. (b)-(c) Profils d'intensité en sortie de fibre en fonction de la puissance moyenne injectée (b) Cas scalaire, une seule composante de polarisation se propage (c) Solitons en parois de domaine de polarisation.

Les figures 1b et 1c illustrent les profils d'intensité en sortie de la fibre optique en fonction de la puissance moyenne injectée. Lorsqu'une seule des 2 ondes siamoises se propage (cas scalaire Figure 1b), le signal est alors hautement dégradé par les effets combinés de la dispersion chromatique et de l'auto-modulation de phase et évolue vers un motif périodique complexe. Au contraire, lorsque les 2 ondes de polarisations orthogonales sont injectées simultanément (Figure 1c), la modulation de phase croisée lie alors les 2 signaux par leurs fronts montants et descendants piégeant ainsi l'énergie contenue dans chaque domaine de polarisation. Les profils d'intensité sur chaque composante de polarisation sont alors conservés, démontrant ainsi la robustesse des solitons à parois de domaine au cours de leur propagation.

### 3. TRANSMISSION DE DONNÉES EN PAROIS DE DOMAINE

Afin de démontrer le potentiel nous avons ensuite transmis des données optiques via ce processus. En effet, comme le soliton en parois de domaine n'est uniquement défini que par la transition de polarisation (soliton kink), la largeur des domaines n'a théoriquement pas d'influence sur la propagation, seuls les fronts montants et descendants définissent ces structures vectorielles. Par conséquent, il est possible de les coder. Afin de générer ces structures vectorielles, nous avons utilisé le montage d'émission représenté sur la Figure 2a. Le signal n'étant plus périodique comme dans la section précédente, une réplique retardée ne suffit plus à générer le signal complémentaire. Nous avons donc mis en place un dispositif incluant 2 modulateurs d'intensité alimentés respectivement par *data* et *data*, synchronisés temporellement puis multipléxés en polarisation. Afin d'illustrer le principe, le motif transmis est ici une séquence de 40 bits cadencés à 10 Gbit/s représentant le code ASCII de l'acronyme du projet PETAL : 01010000010001010101000100000101001100. Ce motif est injecté dans un premier tronçon de 25 km de TWHD avant d'être réamplifié puis réinjecté dans un second tronçon de 25 km.

La Figure 2b illustre la séquence PETAL après 50 km de propagation en fonction de la puissance moyenne injectée lorsqu'une seule des 2 ondes se propage. Dans ce cas, on observe clairement une forte

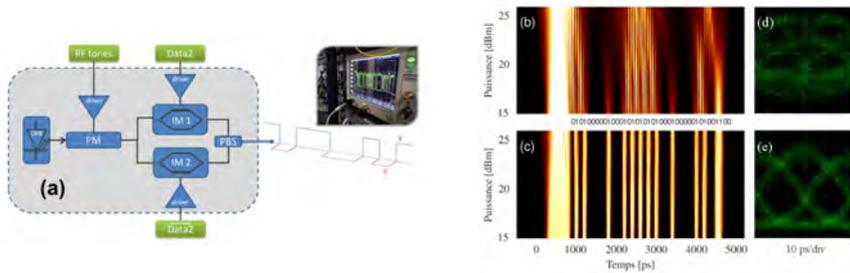


FIGURE 2: (a) Dispositif expérimental. (b)-(c) Évolution du profil temporel de la séquence 10 Gbit/s PETAL après 50 km en fonction de la puissance moyenne (b) Cas scalaire (c) PDWs (d)-(e) Diagrammes de l'œil 40 Gbit/s après 5 km de fibre et une puissance moyenne de 29 dBm (d) Cas scalaire (e) PDWs.

dégradation du signal, essentiellement due aux effets combinés de la dispersion chromatique en régime normale et de l'auto-modulation de la phase des impulsions, allant même jusqu'à la perte totale des données. Dans un deuxième temps, lorsque les 2 ondes siamoises se propagent simultanément (Figure 2c), l'observation du motif PETAL propagé sur 50 km montre très clairement l'efficacité du processus. La CPM induite sur les fronts adjacents lie alors les 2 ondes entre elles au niveau des transitions, préservant ainsi les domaines de polarisation de toute dégradation. La séquence PETAL est parfaitement conservée démontrant ainsi la capacité des solitons en parois de domaine à être codés. Une expérience similaire a été effectuée à 40 Gbit/s avec une séquence pseudo-aléatoire se propageant sur 5 km et une puissance moyenne de 29 dBm et démontre également la robustesse des PDWs (diagrammes de l'œil Figure 2d-e).

#### 4. CONCLUSION

Près de 20 ans après la description théorique des solitons en parois de domaine de polarisation, nous apportons ici la preuve expérimentale de leur existence et du caractère solitonique de ces structures kinks dans une fibre optique standard Télécom en régime de dispersion normale. Nous avons démontré que ces parois de domaine pouvaient être utilisées afin de transmettre des données optiques à haut débit en régime de dispersion normale et fortement non-linéaire grâce à la force de résilience exercée par la modulation de phase croisée. Ces résultats démontrent que la polarisation de la lumière peut être envisagée comme un degré de liberté supplémentaire pour coder l'information optique et ouvrent la question de la validité du modèle de Manakov pour les fibres optiques standards de haute qualité produites actuellement. Enfin, ces résultats pourraient trouver des applications dans les domaines de la transmission d'informations ou d'impulsions courtes haute puissance en régime de dispersion normale.

#### 5. RÉFÉRENCES

- [1] A. L. BERKHOER et V. E. ZAKHAROV : Self Excitation of Waves with Different Polarizations in Nonlinear Media. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 58 : 903-11(Mar 1970)., janvier 1970.
- [2] M. HAELTERMAN et A. P. SHEPPARD : Polarization domain walls in diffractive or dispersive Kerr media. *Optics Letters*, 19(2):96-98, janvier 1994.
- [3] F. GUTTY, S. PITOIS, P. GRELU, G. MILLOT, M. D. THOMSON et J. M. DUDLEY : Generation and characterization of 0.6-THz polarization domain-wall trains in an ultralow-birefringence spun fiber. *Optics Letters*, 24(20):1389-1391, octobre 1999.
- [4] G. VAN SIMAEYS, Ph. EMLIT et M. HAELTERMAN : Experimental Demonstration of the Fermi-Pasta-Ulam Recurrence in a Modulationally Unstable Optical Wave. *Physical Review Letters*, 87(3):033902, 2001.
- [5] G. P. AGRAWAL : *Nonlinear fiber optics*. Academic, Oxford, 2013.

## IMPACT DE LA MONTEE EN DEBIT SUR LE CWDM BIDIRECTIONNEL DANS UNE ARCHITECTURE C-RAN

Z. TAYQ<sup>1,2</sup>, P. CHANCLOU<sup>1</sup>, F. SALIOU<sup>1</sup>, T. DIALLO<sup>1</sup>, C. AUPETIT-BERTHELEMOT<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Orange Labs Networks, 2 avenue Pierre Marzin, 22300 Lannion, France

<sup>2</sup> Laboratoire XLIM, 123 rue Albert Thomas, 87060 Limoges, France

zakaria.tayq@orange.com

### RÉSUMÉ

L'objectif du présent article est d'évaluer les performances des émetteurs optiques bidirectionnels dans le cadre d'une architecture C-RAN CWDM. Nous déterminons l'impact de la montée en débit jusqu'à 6,14 Gbps sur le budget optique et la portée du système.

**MOTS-CLEFS :** C-RAN ; CWDM ; bidirectionnel ; débit

### 1. INTRODUCTION

Le C-RAN (Centralized ou Cloud Radio access network) est une architecture innovante qui vise à résoudre les problèmes des réseaux d'accès mobiles actuels, notamment en termes de performances et de coût de déploiement.

Dans les stations de bases traditionnelles, la RRH (Remote Radio Head) et la BBU (Base Band Unit) constituant la station de base se trouvent sur le site radio. Dans le cas du C-RAN, des BBU associées à plusieurs sites radios sont placées à distance du site antenne, dans un même local appelé BBU hôtel [1].

Un nouveau segment de réseau appelé Fronthaul apparait donc entre la RRH et la BBU, il est basé sur la radio numérique sur fibre (D-ROF) suivant des interfaces telles que le CPRI [2] (Common Public Radio Interface) ou l'OBSAI (Open Base station Architecture Initiative).

Une solution à bas coût pour intégrer le fronthaul consiste à multiplexer 16 liens CPRI sur 2 fibres grâce au CWDM (Coarse Wavelength Division Multiplexing) bi-fibres, comme le montre la Figure 1. Cette solution robuste et adaptée aux environnements extérieurs reste malgré tout encombrante et coûteuse. Une solution basée sur le CWDM mono-fibre permettra de réduire le nombre de fibres et de multiplexeurs à déployer et fournira un lien symétrique favorable aux problèmes de synchronisation rencontrés en LTE-A. Ce dernier en plus de la future génération de réseaux mobiles (5G) demanderont des débits CPRI de plus en plus important avec l'utilisation du CA (Carrier Aggregation) et du MIMO (Multiple Input Multiple Output) massif, d'où la nécessité d'étudier les impacts de la montée en débit dans le lien Fronthaul.

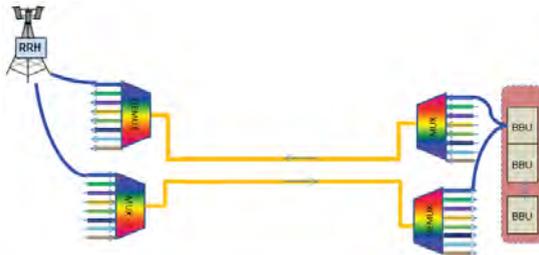


Figure 1 : Architecture CWDM bi-fibres

Nous évaluons dans ce papier les performances des émetteurs optiques bidirectionnels lors de la montée en débit ; en les comparant aux performances des émetteurs bi-fibres déjà existants.

## 2. DU CWDM BI-FIBRES AU MONO-FIBRE

Lors de la mise en place d'une solution de transport des liens CPRI, il est indispensable de prendre en compte plusieurs contraintes [1], à savoir :

- Les débits transportés vont de 614.4Mbps (CPRI 1) à 10,137 Gbps (CPRI 8) selon la technologie radio (2G, 3G, 4G), la bande passante de la porteuse radio et l'option de MIMO employée. Pour du LTE 20MHz en 2x2 MIMO, le débit CPRI est 2,457Gbps.
- Le taux d'erreur binaire (TEB) doit être inférieur à  $10^{-12}$ , le lien fronthaul ne doit pas dégrader les performances radio qui sont évaluées en termes d'EVM (Error Vector Magnitude) à la sortie de la RRH. Pour du LTE, l'EVM ne doit pas dépasser 17.5% pour une QPSK et 9% pour une 64QAM.
- Le temps de propagation aller-retour doit être inférieur à 400 $\mu$ s.

Dans l'architecture bi-fibres existante, la transmission optique se fait par des « transceivers » bi-fibres de type SFP (Small Form-factor Pluggable) branchés dans chaque RRH et chaque BBU. Avec l'apparition des SFPs bidirectionnels, il est possible de réaliser un lien de Fronthaul mono-fibre.

Plusieurs options se présentent pour réaliser cela, SWSF (Single Wavelength Single Fiber) est une première solution qui consiste à utiliser la même longueur d'onde pour l'émission et la réception grâce à un coupleur optique, un isolateur placé après la diode laser et un filtre CWDM placé avant la photodiode. Cette solution réserve de faibles performances à cause des réflexions liées aux connecteurs ou à la rétrodiffusion de Rayleigh.

Une deuxième solution consiste à implémenter un dispositif RIO (Reflection Immune Operation) dans un SFP SWSF ce qui permet de détecter les réflexions parasites et de les annuler [3].

Une troisième solution appelée CSC (Cooled Single Channel) repose sur la division du canal CWDM de 20nm en deux sous-canaux, un pour le sens montant et un pour le sens descendant [4]. Cette solution offre le meilleur budget optique comparé aux autres solutions [3] et garantit aujourd'hui des débits jusqu'à 6,14Gbps.

## 3. EXPERIMENTATION

Nous proposons de tester les performances d'un SFP CSC à 1550nm et d'évaluer l'impact de la montée en débit en le comparant à un SFP bi-fibres. Pour cela, un testeur CPRI permet de générer des trames CPRI. Ces trames sont émises par le SFP1 puis transmises par la fibre optique vers le récepteur du SFP2 en passant par un atténuateur variable pour fixer le budget optique du lien comme montré dans la figure2 (a). Le taux d'erreur binaire sera le critère d'évaluation des performances. Comme indiqué dans la figure2 (b), une mesure de la distance maximale de la fibre a été effectuée en tenant compte des pertes introduites par les multiplexeurs, la contrainte étant d'avoir un TEB de  $10^{-12}$ .

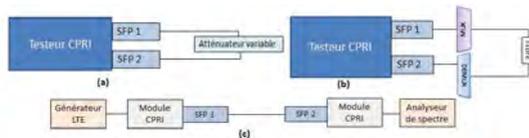


Figure 2 : Schémas d'expérimentation

Une troisième manipulation consiste à mesurer l'EVM (Error Vector Magnitude) afin de vérifier la qualité de transmission du signal radio transporté par le lien Fronthaul. Pour cela, un générateur de signaux est utilisé pour le signal LTE qui est ensuite encapsulé dans des trames CPRI via une conversion analogique-numérique. Un SFP, connecté à ce dernier, transmet le signal optique sur fibre à un deuxième SFP. Ce signal sera traité par un analyseur de spectre après être passé par le module permettant de récupérer le signal radio des trames CPRI. Une caractérisation des multiplexeurs a été faite également afin de déterminer le budget optique minimal requis et les pertes induites.

#### 4. RESULTATS

Dans un premier temps, nous avons effectué un comparatif entre les performances du SFP bi-fibres et du SFP mono-fibre comme montré dans le tableau 1 :

Débit CPRI (Gbps)	Budget optique SFP bi-fibres (dB)	Budget optique SFP CSC (dB)
2,45	30,8	22,4
3,07	29,9	21,5
4,91	26,9	14,3
6,14	22,6	11,8

Tableau 1 : Comparatif entre les performances du SFP bi-fibres et mono-fibre

Pour le SFP CSC, nous obtenons un budget optique de 22,4dB pour un débit de 2,45Gbps qui décroît jusqu'à 11,8dB pour un débit de 6,14Gbps. Les budgets optiques mesurés dans les SFPs bi-fibres sont meilleurs, ils vont de 30,8dB à 22,4dB. La dégradation des performances remarquée dans le SFP CSC est due aux perturbations entre les deux sous canaux, les filtres utilisés ne permettent pas une isolation parfaite de ces derniers.

Le budget optique limite la portée maximale du système, les valeurs obtenues sont recommandées pour des distances entre 10 et 80km. Dans l'architecture proposée, les multiplexeurs CWDM et les connectiques entre les différents éléments engendrent des pertes qui doivent être comptabilisées également. Nous avons mesuré des pertes d'insertion de 1,3 dB par canal des multiplexeurs CWDM, et les pertes causées par l'ensemble des connectiques sont estimées à 1dB. Les résultats des mesures de la distance maximale de fibre sont représentés dans le tableau 2 :

Débit CPRI (Gbps)	Longueur max de fibre (km)	Latence ( $\mu$ s)	EVM (%)	TEB
2,45	90	495,38	0,08	$10^{-12}$
3,07	85	473,12	0,08	$10^{-12}$
4,91	65	348,04	-	$10^{-12}$
6,14	45	222,23	-	$10^{-12}$

Tableau 2 : Impacts de la montée en débit sur les performances du SFP CSC

Nous obtenons des distances qui vont de 90km à 45km quand le débit augmente avec un TEB de  $10^{-12}$  et un EVM de 0.08%.

Théoriquement, en considérant une atténuation de 0,2dB/km associée aux lasers de bande C et en tenant compte les différentes pertes introduites, on obtient pour un budget optique de 22.4dB une distance de fibre de 94km. La différence de 4km avec le résultat expérimental peut être associée à la dispersion chromatique considérée importante dans la bande 1550nm.

La latence est également un facteur à prendre en compte lors du dimensionnement du fronthaul. Celle-ci étant limitée à 200 $\mu$ s à cause des contraintes liées à l'implémentation de la COMP (Coordinated Multipoint), nous mesurons une distance maximale de fibre limitée à 40km quel que soit le débit.

#### CONCLUSION

Les SFPs CSC respectent donc les contraintes du lien Fronthaul garantissant des performances adéquates jusqu'à 6,14Gbps avec un budget optique entre 22,4 et 11,8dB.

Ces composants permettront le passage à une architecture CWDM mono-fibre et donc la réduction du nombre de fibres à déployer ou l'opportunité de bénéficier de plus de canaux dans les réseaux bi-fibres existants.

#### RÉFÉRENCES

- [1] P.Chanclou et al., "Optical Fiber Solution for mobile Fronthaul to Achieve C-RAN," Proc.FuNeMS (2013)
- [2] CPRI Interface Specification, v.6.1, July 1<sup>st</sup>, 2014
- [3] A.Pizzinat, P.Chanclou, F.Saliou, T.Diallo, "Things You Should Know About Fronthaul", Journal of Lightwave Technology, (2015)
- [4] J.Shin et al., "CWDM Network with Dual Sub-channel Interface for Mobile Fronthaul and Backhaul Deployment", Proc. ICACT, Pyongchang, Korea, (2014).

## VERS UN DÉBIT DE 40 GB/S MONOPORTEUSE DANS LES RÉSEAUX OPTIQUES D'ACCÈS AVEC UNE MODULATION DUALE

Mohamed E. Chaibi<sup>1\*</sup>, Luiz A. Neto<sup>2</sup>, Christophe Kazmierski<sup>3</sup>, Frédéric Grillot<sup>1</sup>, Didier Erasme<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut MINES-TELECOM, TELECOM ParisTech, CNRS LTCI, 46 Rue Barrault, 75634 Paris, France

<sup>2</sup> UMR FOTON, CNRS, Université de Rennes 1, INSA-Rennes, 22305 Lannion, France

<sup>3</sup> III-V Lab-Common laboratory of "Alcatel-Lucent Bell Labs France", "Thales Research and Technology" and "CEA Leti" Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

\*chaibi@telecom-paristech.fr

### RÉSUMÉ

Un laser modulateur intégré à modulation duale (D-EML) est utilisé pour générer des signaux optiques SSB (*Single SideBand*) adaptés à la transmission à travers un canal dispersif à détection directe. Le signal modulant est constitué de trois sous-bandes OFDM de 4GHz chacune. Des transmissions à 39,14Gb/s sur 25km SSMF et à 32,02Gb/s sur 50km et 100km SSMF sont rapportées.

**MOTS-CLEFS :** *Modulation duale; Single SideBand; OFDM;*

### 1. INTRODUCTION

Dans les réseaux d'accès et métropolitains optiques, une architecture basée sur la modulation d'intensité (IM) d'une source optique à l'émission et une détection directe à la réception reste intéressante pour des raisons de coût et simplicité de déploiement. Cependant, la montée en débit et/ou en portée dans de telles architectures n'est pas une tâche facile. L'IM donne naissance à des signaux à deux bandes latérales (DSB : *Double SideBand*) connus par leur inefficacité spectrale et les composants d'émission/réception sont généralement limités en bande passante. La dispersion chromatique de la fibre optique (importante en bande C ou L) et la détection directe du récepteur rendent le canal sélectif en fréquences. Ce phénomène s'accroît au fur et à mesure que le produit Bande x Portée croît [1]. Étant donné ces défis et afin de migrer de 10Gb/s à 40Gb/s dans les réseaux d'accès, l'ITU-T a adopté une solution WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) consistant à multiplexer 4 longueurs d'onde modulées en tout-ou-rien à 10Gb/s [2].

La demande incessante de très haut débit induite par l'émergence d'applications gourmandes en bande passante à l'instar de la télévision haute définition (HDTV) déclenche le débat sur l'architecture à adopter pour monter plus en débit et en portée. Continuer à augmenter le nombre de canaux WDM n'est pas envisageable dans un contexte où le coût, l'encombrement et la consommation d'énergie sont des défis. La montée en débit pourra donc passer par l'augmentation du débit par canal. Ceci revient à opter pour des formats de modulation à haute efficacité spectrale (M-QAM). D'autre part, les signaux SSB permettent une propagation à travers un canal dispersif à détection directe sans sélectivité fréquentielle. Ainsi, transmettre des signaux à haute efficacité spectrale dans un contexte SSB optique permet des transmissions à très haut débit sur longues portées dans les réseaux optiques d'accès.

Dans [3], une technique prometteuse pour la génération de signaux SSB par un D-EML a été expérimentalement démontrée pour un signal OFDM modulant de 5,3GHz de bande. Un D-EML [4] est un laser DFB monolithiquement intégré avec un modulateur à électro-absorption (EAM) avec deux accès indépendants de modulation. La modulation du laser DFB vise à favoriser et à contrôler son comportement fréquentiel. Le D-EML peut se comporter donc comme un modulateur de fréquence (FM) couplé avec un modulateur d'intensité. Cette structure permet la génération de signaux SSB si les modulations IM et FM sont en phase ou en opposition de phase et leur rapport d'indices de modulation vaut 2 [3].

Dans cet article, nous étudions les potentialités du composant D-EML pour les futurs réseaux optiques d'accès en exploitant toute sa bande passante, mesurée à 12GHz, pour générer des signaux SSB et en transmettant des signaux OFDM à haute efficacité spectrale.

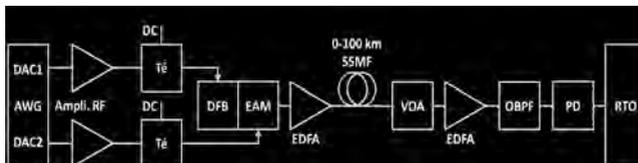


FIGURE 1: Montage expérimental. AWG : Générateur de fonctions arbitraires. EDFA : Amplificateur à fibre dopée à l'erbium. OBPf : Filtre passe-bande optique. PD : Photo-détecteur. RTO : Oscilloscope temps réel. SSMF : Fibre monomode standard. Té : Té de polarisation. VOA : Atténuateur optique.

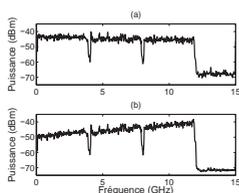


FIGURE 2: Spectres électriques de signaux OFDM modulés par l'EAM (a) et le laser DFB (b).

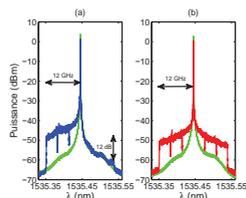


FIGURE 3: Spectres optiques de signaux SSB (a) et DSB (b) générés par le D-EML.

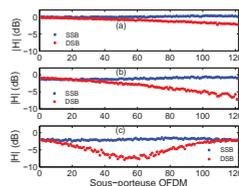


FIGURE 4: Réponse du canal après 25(a), 50(b) et 100(c) km pour la deuxième sous-bande.

## 2. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Le montage expérimental utilisé pour générer et transmettre un signal OFDM de 12GHz de bande dans un contexte SSB optique généré à l'aide d'un D-EML est montré sur la figure 1. La modulation OFDM est constituée de trois sous-bandes de 4GHz chacune portées à 2GHz, 6GHz et 10GHz comme le montre la figure 2.a. Pour chacune de ces 3 sous-bandes, 121 sous-porteuses sur 128 sont modulées en M-QAM ( $M=4, 8$  ou  $16$ ) et 8 échantillons sont utilisés comme préfixe cyclique. Deux copies du signal numérique sont utilisées : la première est directement envoyée sur le convertisseur numérique analogique (DAC : *Digital-to-Analog-Converter*) pour moduler l'EAM et la deuxième est numériquement filtrée en phase et en amplitude [3] pour satisfaire les conditions de génération de signaux SSB avant d'être envoyée au DAC et moduler le laser DFB. Les deux DACs sont implémentés dans un AWG Keysight M8195A. Les signaux analogiques sont amplifiés puis superposés aux composantes DC de 80mA pour le laser DFB et -2,6V pour l'EAM, avant de moduler le D-EML. Les spectres électriques de signaux modulés sont montrés sur la figure 2. Les signaux optiques générés sont amplifiés puis transmis à travers une fibre SSMF. Les portées testées sont de 25, 50 et de 100km. Elles sont suffisamment longues pour démontrer l'avantage de signaux SSB puisque des trous de *fading* apparaissent dans la bande [DC ; 12GHz] quand un signal DSB issu d'une pure modulation IM est transmis. À la réception, un atténuateur optique contrôle la puissance optique reçue. Le signal optique est ensuite pré-amplifié, filtré pour éliminer le bruit dû à l'émission spontanée amplifiée et enfin photo-détecté. Un oscilloscope temps réel opère la conversion analogique numérique. Les signaux OFDM sont traités *offline* avec Matlab. Les transmissions sont évaluées en termes d'EVM (*Error Vector Magnitude*) moyenné sur 300 symboles OFDM et comparées au contexte DSB obtenu en modulant uniquement l'EAM.

## 3. RÉSULTATS ET DISCUSSION

Le spectre du signal SSB généré, pris par un OSA APEX AP2050A, est montré sur la figure 3.a superposé au spectre non modulé du laser DFB. Le rapport de puissances entre les deux bandes latérales

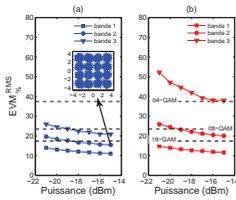


FIGURE 5: EVM en fonction de la puissance reçue après 25km en SSB (a) et DSB (b).

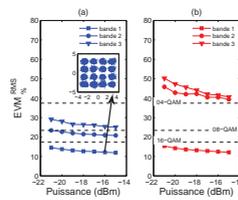


FIGURE 6: EVM en fonction de la puissance reçue après 50km en SSB (a) et DSB (b).

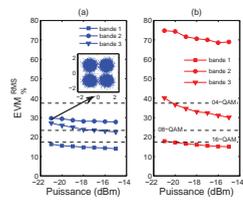


FIGURE 7: EVM en fonction de la puissance reçue après 100km en SSB (a) et DSB (b).

(SBPR : *SideBand Power Ratio*) dépasse 12dB pour toutes les composantes fréquentielles. Le spectre du signal DSB correspondant est présenté sur la figure 3.b montrant une parfaite symétrie entre les deux bandes latérales. L'élimination de l'une de ces deux bandes garantit une propagation à travers un canal dispersif à détection directe sans *fading*. Ceci est illustré dans la figure 4 montrant la réponse du canal par sous-porteuse OFDM après 25, 50 et 100km SSMF pour la deuxième sous-bande OFDM pour une puissance optique à l'entrée du pré-amplificateur de -17dBm. Dans un contexte DSB, le *fading* est remarquable et il se déplace vers les basses fréquences au fur et à mesure que la portée est augmentée [1]. Les figures 5, 6 et 7 illustrent les performances de transmissions en SSB et DSB après 25km, 50km et 100km SSMF pour les trois sous-bandes OFDM en fonction de la puissance optique reçue par le pré-amplificateur. En considérant un seuil de taux d'erreur binaire de  $3,8 \times 10^{-3}$ , l'EVM correspondant pour chaque modulation M-QAM est précisé. Après 25km SSMF, les deux premières sous-bandes OFDM peuvent être modulées en 16-QAM et la troisième en 8-QAM circulaire en SSB permettant un débit binaire utile de 39,14Gb/s. Après 50km et 100km, un débit binaire de 32,02Gb/s peut être atteint en SSB car les trois sous-bandes peuvent être modulées en 16-QAM, 08-QAM circulaire et 04-QAM. D'autre part, les performances de sous-bandes OFDM en DSB varient considérablement en fonction de la fréquence et de la portée. Ceci s'explique par le fait que les trous de *fading* caractérisant un canal optique sélectif en fréquence se déplacent vers les basses fréquences au fur et à mesure que la portée est augmentée [1].

#### 4. CONCLUSION

La génération de signaux SSB par un D-EML est démontrée pour un signal modulant de 12GHz de bande. En transmettant des signaux OFDM à haute efficacité spectrale dans un contexte SSB optique, le très haut débit sur longues portées dans les réseaux d'accès est atteint. Le débit binaire peut être considérablement amélioré en adoptant l'OFDM adaptative ou en utilisant d'autres techniques de modulation avancées comme le CAP (*Carrier-less Amplitude and Phase*) [5]. En ajoutant sa taille réduite, sa faible consommation d'énergie et sa simple structure, le D-EML se présente donc comme un candidat pour les prochains réseaux optiques d'accès.

#### RÉFÉRENCES

- [1] Bjerkan, L.; *et al.*, Lightwave Technology, Journal of , vol.14, no.5, pp.839,850, May 1996
- [2] ITU-T, "40-Gigabit-capable passive optical networks 2 (NG PON2) : Physical media dependent (PMD) layer specification"
- [3] M. Chaïbi, *et al.*, in CLEO : 2014, OSA Technical Digest (online), paper SW1J.6.
- [4] D. Erasme, *et al.*, J. Lightwave Technol. 32, 3466-3476 (2014).
- [5] Li Tao, *et al.*, Photonics Technology Letters, IEEE , vol.25, no.23, pp.2346,2349, Dec.1, 2013

## ETUDE EXPERIMENTALE DU FACTEUR DE COUPLAGE PHASE-AMPLITUDE DANS UN LASER À CASCADE QUANTIQUE ÉMETTANT DANS LE MOYEN INFRA-ROUGE

Louise Jumpertz<sup>1,2</sup>, Florian Michel<sup>3</sup>, Robert Pawlus<sup>3</sup>, Wolfgang Elsässer<sup>3</sup>, Mathieu Carras<sup>2</sup>, et Frédéric Grillot<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Télécom ParisTech, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, CNRS LTCI, 46 rue Barrault, 75013 Paris, France*

<sup>2</sup> *mirSense, 86 rue de Paris, bat. Erable, 91400 Orsay, France*

<sup>3</sup> *Technische Universität Darmstadt, Schlossgartenstr. 7, D-64289 Darmstadt, Allemagne*

[louise.jumpertz@telecom-paristech.fr](mailto:louise.jumpertz@telecom-paristech.fr)

### RÉSUMÉ

Le facteur de couplage phase-amplitude d'un laser à cascade quantique émettant dans le moyen infra-rouge est évalué au dessus du seuil par deux méthodes distinctes exploitant d'une part la dérive en longueur d'onde induite par la réinjection optique et d'autre part l'interférométrie par auto-mélange. Les résultats de mesures révèlent que le facteur de couplage phase-amplitude d'un laser à cascade quantique opérant en régime d'émission stimulée est non nul et relativement dépendant du courant de pompe.

**MOTS-CLEFS :** *laser à cascade quantique ; facteur de couplage phase-amplitude ; interférométrie par auto-mélange ; réinjection optique*

### 1. INTRODUCTION

Dans les lasers à semiconducteurs, les fluctuations de la densité de porteurs couplées à celles de l'émission spontanée entraînent une modification supplémentaire de la phase optique [1]. Ce mécanisme provoque une augmentation significative de la largeur spectrale du laser ainsi qu'une asymétrie de la courbe de gain. Le facteur de couplage phase-amplitude, également appelé facteur  $\alpha$  quantifie le couplage entre la phase et l'amplitude du champ dans la cavité. Ainsi, par rapport à la limite fondamentale définie par Shawlow et Townes, la largeur spectrale naturelle d'un laser à semiconducteurs est augmentée d'une quantité proportionnelle à  $\alpha^2$ , avec  $\alpha$  variant typiquement entre 2 et 6 pour des structures à multipuits quantiques. Le facteur de couplage phase-amplitude est un paramètre remarquable à l'origine de nombreuses propriétés telles que la largeur de raie, la dérive de fréquence occasionnée lors de la modulation, la sensibilité aux réflexions parasites ou l'apparition de la filamentation dans les lasers de puissance.

Une méthode éprouvée pour extraire le facteur de couplage phase-amplitude consiste en l'analyse du spectre d'émission spontanée amplifiée afin d'obtenir à la fois le gain différentiel et l'évolution en longueur d'onde du laser en fonction de la pompe, et in fine le facteur  $\alpha$  [2]. Cependant, même si cette méthode donne assurément de bonnes indications quant au potentiel du matériau utilisé, elle ne fournit que la valeur de  $\alpha$  sous le seuil laser et ne correspond donc pas à des conditions réelles d'utilisation. En régime d'émission stimulée, le facteur  $\alpha$  augmente avec la puissance en raison de la décroissance du gain différentiel et des non-linéarités spatiales dans la cavité. Par conséquent, afin de pouvoir mesurer  $\alpha$  au-dessus du seuil, de nombreux protocoles expérimentaux ont été développés comme par exemple ceux exploitant la réinjection optique, ou l'interférométrie par auto-mélange [3].

Les lasers à cascade quantique (LCQ) sont des sources semiconductrices à transitions inter-sous-bandes, au sein desquelles la transition radiative a lieu entre deux sous-niveaux d'énergie de la bande de conduction, ce qui permet d'obtenir une large gamme de longueur d'onde allant du moyen infrarouge (IR) au domaine du terahertz (THz). La courbe de gain étant quasiment symétrique, les études théoriques ont pendant longtemps présupposé l'existence d'un facteur  $\alpha$  quasi-nul dans ces structures. Les premières mesures expérimentales effectuées sous le seuil et à des températures cryogéniques via l'étude du spectre

d'émission spontanée ont conforté cette hypothèse [4]. Cependant, des travaux récents ont rapporté des valeurs autour de 1 ou 2 dans des structures à cascade quantique pompées au-dessus du seuil à température ambiante [5]. Le travail présenté a pour objet d'une part de clarifier les résultats précédents, d'autre part de quantifier l'évolution du facteur de couplage phase-amplitude dans ces structures complexes par deux méthodes différentes.

## 2. DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX POUR LA MESURE DU FACTEUR DE COUPLAGE PHASE-AMPLITUDE

Le LCQ étudié est un laser à réaction distribuée (DFB) en AlInAs/GaInAs émettant vers  $5,6 \mu\text{m}$ . 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 ou des densités optiques et contrôlé par une mesure de puissance. Pour l'interférométrie par auto-mélange, le miroir est monté sur un support piézo-électrique dont le déplacement est sinusoïdal. La seconde partie du flux est envoyée sur un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR) dont la résolution est de  $0,125 \text{ cm}^{-1}$  pour analyser le spectre optique, ou sur un détecteur tellurure de mercure-cadmium (MCT).

### 2.1 Etude par réinjection optique

En utilisant les solutions stationnaires des équations cinétiques du LCQ soumis à une force de rappel optique [6], le facteur de couplage phase-amplitude peut s'exprimer directement en fonction des fréquences angulaires  $\omega_s$  et  $\omega_0$  du laser avec et sans réinjection, du coefficient de réinjection  $k$  et du temps aller-retour dans la cavité externe  $\tau_{ext}$  selon la relation :

$$\alpha = \frac{\omega_0 - \omega_s}{k \cos(\omega_s \tau_{ext})} - \tan(\omega_s \tau_{ext}) \quad (1)$$

La figure 1 montre l'évolution de la dérive en longueur d'onde induite par la réinjection optique. Sachant que le temps aller-retour dans la cavité externe est de quelques nanosecondes, l'application de la relation conduit à  $\alpha = 1,3 \pm 0,5$  pour la structure étudiée à  $10^\circ\text{C}$  et pour un courant de pompe de 435 mA. Malgré l'imprécision due à la résolution limitée du FTIR, ce résultat est parfaitement cohérent avec les valeurs typiques rapportées au-dessus du seuil dans les structures à cascade quantique.

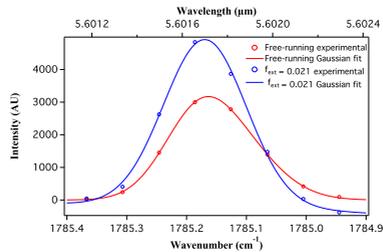


FIGURE 1 : Dérive en longueur d'onde induite par la réinjection optique

### 2.2 Interférométrie par auto-mélange

En se fondant sur la méthode développée dans la référence [5], on peut également déterminer le facteur de couplage phase-amplitude par interférométrie optique. Par exemple, la figure 2(a) montre un interférogramme obtenu par auto-mélange pour lequel les positions des zéros, des minima et maxima

permettent de remonter au paramètre  $\alpha$  moyennant un taux de réinjection très faible, de l'ordre de  $10^{-4}$ . Les valeurs obtenues à  $10^{\circ}\text{C}$  et  $20^{\circ}\text{C}$  sont présentées sur la figure 2(b) pour différentes valeurs de courant de pompe. L'expérience démontre que le facteur de couplage phase-amplitude augmente de manière non négligeable avec le courant de pompe jusqu'à 3,5. Cette variation peut s'expliquer par plusieurs phénomènes prédominants au-dessus du seuil et influençant le facteur  $\alpha$  tels que la compression du gain et la répartition spatiale non-uniforme des porteurs (et des photons) dans la cavité DFB.

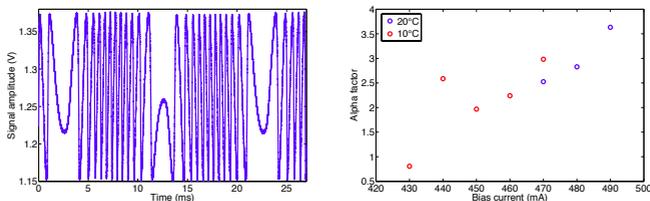


FIGURE 2 : (a) Interférogramme mesurée pour  $f_{ext} = 6 \times 10^{-4}$  (b) Valeurs du facteur  $\alpha$  mesurées par auto-mélange à différents courant et différentes températures

A cette fin, on constate également que la valeur de 1,3 mesurée précédemment à 435 mA et  $10^{\circ}\text{C}$  est en phase avec celle obtenue par auto-mélange. Enfin, il convient de noter que la valeur du facteur  $\alpha$  au seuil augmente avec la température, ce qui explique que les expériences menées à des températures cryogéniques aient toujours donné des valeurs beaucoup plus faibles.

## CONCLUSION

Ce travail démontre que le facteur de couplage phase-amplitude d'un LCQ opérant au-dessus du seuil est non-nul et dépendant du courant de pompe et de la température. Malgré un gain optique homogène et une grande force d'oscillateur liée aux transitions intersousbandes, les différentes méthodes expérimentales utilisées prouvent que le facteur  $\alpha$  peut prendre des valeurs relativement importantes laissant ainsi présager une dégradation potentielle de la largeur spectrale voire de certaines propriétés dynamiques du laser.

Ce travail est financé par la Direction Générale de l'Armement (DGA). Une partie du travail a également été financée par COST Action MP2014 " TERA-MIR radiation : materials, generation, detection and applications".

## RÉFÉRENCES

- [1] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Elect.*, vol. 18, pp. 259–264, 1982.
- [2] I. D. Henning and J. Collins, "Measurement of the semiconductor linewidth broadening factor," *Electron. Lett.*, vol. 19, no. 22, pp. 927–929, 1983.
- [3] J. G. Provost and F. Grillot, "Measuring the chirp and the linewidth enhancement factor of optoelectronic devices with a Mach-Zehnder interferometer," *IEEE Photon. J.*, vol. 3, no. 3, pp. 476–488, June 2011.
- [4] M. Lerttamrab, S. L. Chung, C. Gmachl, D. L. Sivco, F. Capasso, and A. Y. Cho, "Linewidth enhancement factor of a type-I quantum cascade laser," *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 8, pp. 5426–5428, 2003.
- [5] J. von Staden, T. Gensty, M. Peil, W. Elsässer, G. Giuliani, and C. Mann, "Measurements of the alpha factor of a distributed-feedback quantum cascade laser by an optical feedback self-mixing technique," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 17, pp. 2574–2576, 2006.
- [6] L. Jümpertz, S. Ferré, K. Schires, M. Carras, and F. Grillot, "Nonlinear dynamics of quantum cascade lasers with optical feedback," *Proc. SPIE*, vol. 9370, pp. 937 014–937 014–8, 2015.

## DES VERRES POUR VOIR AU-DELA DU VISIBLE

Jacques Lucas, Catherine Boussard-Plédel, Bruneau Bureau, Laurent Calvez, Virginie Nazabal, Johann Troles, Xiang Hua Zhang

*Laboratoire Verres et Céramiques UMR 6226, Campus de Beaulieu 35042*

Jacques.lucas@univ-rennes1.fr

### RÉSUMÉ

Le monde du verre largement dominé par les verres d'oxydes trouve ses limites en raison de l'opacité de ces matériaux au-delà de  $3\mu\text{m}$ . Exploiter le monde de l'infrarouge oblige à concevoir de nouveaux verres formés d'atomes plus lourds comme le Sélénium et le Tellure. Trois approches ont été développées pour la réalisation de lentilles IR : le moulage, la formation de vitrocéramiques IR et la mécano-synthèse. Pour guider la lumière IR trois stratégies ont permis la réalisation de fibres monomodes ou multi-modes dopée Terres Rares, de fibres effilées pour capteurs à ondes évanescentes et de fibres micro-structurées. Des applications dans les domaines spatial, médical, imagerie thermique, analyse déportée sont présentées

**MOTS-CLEFS :** *verre, infrarouge, analyse, imagerie*

### 1. INTRODUCTION

Les verres d'oxydes en particulier ceux à base de silice sont incontournables pour l'optique visible et proche IR. Leur énergies de phonons élevés les rend opaques au-delà de  $3\mu\text{m}$ . Former des verres partir d'atomes plus lourds est donc une nécessité. La chimie du Se, du Te et de leurs voisins de tableau périodique permet d'accéder à une classe de verres dite de chalcogénures qui peuvent transmettre la lumière jusqu' à  $20\mu\text{m}$  [1, 2]. Le domaine spectral de l'infrarouge moyen est très riche en information. Il correspond l'émission thermique des objets à température ordinaire, autour de  $10\mu\text{m}$  et contient aussi les signatures vibrationnelles de toutes les molécules. Le développement de composants optiques à base de verres infrarouge se divise en deux catégories. La première vise à maîtriser la fabrication d'optiques bas-cout comme des lentilles destinées à équiper des systèmes d'imagerie thermique ou de caméras IR. Trois approches ont été tentées avec succès 1) le moulage de verres au dessus de la transition vitreuse 2) la formation de vitrocéramiques transparentes ayant des propriétés thermomécaniques renforcées 3) La mise au point d'une méthode de fabrications de verres basées sur la mécaniques appelés mécano-synthèse.

Le second type de composants optiques qui ont pu être manufacturés sont des fibres optiques élaborées sous différentes configurations.1) Des fibres mono-indice dopés Terres Rares comme  $\text{Dy}^{3+}$  et utilisées comme source IR vers  $4\mu\text{m}$  2) Des fibres monomodes opérant dans la région  $10\mu\text{m}$  3) Des fibres effilées transparentes dans la région  $2\text{-}13\mu\text{m}$  et utilisées comme capteurs de signature moléculaire en mesurant l'absorption des ondes évanescentes 4) Des fibres micro-structurées dont le cœur en verre IR est entourés par des couronnes de trous. Ces fibres ont un comportement monomodal dans la région  $2\text{-}10\mu\text{m}$ .

Les technologies utilisant le rayonnement IR sont en constant développement mais souffrent du manque de composants. Les objets IR présentés dans ce papier sont autant de briques technologiques qui répondent à ce déficit

### 2. DES VERRES BASES SUR LA COMBINAISONS D'ATOMES LOURDS

Le verre nait lorsqu'en refroidissant un liquide celui-ci devient de plus en plus visqueux. Quand la viscosité est infinie ce liquide est devenu un solide appelé verre. Ce solide possède les

propriétés d'un liquide c'est-à-dire un développement continu, sans rupture de la liaison chimique autorisant la production d'objets massifs homogènes. C'est toutefois un solide métastable hors d'équilibre. Chauffé au-dessus de  $T_g$  la transition vitreuse, ce solide redevient plastique facile à mettre en forme par moulage ou fibrage. Ces opérations ne sont pas sans danger car ce solide hors d'équilibre peut à tout moment cristalliser en affectant sérieusement la propagation de la lumière.

Hormis le cas des verres d'oxydes la formation de verres stables utilisables en optique est un phénomène rare. Les verres de fluorures à base de  $ZrF_4$  ou  $InF_3$  sont des produits commerciaux mais ont leur coupure IR situés vers 6-7 $\mu m$ . Pour atteindre la zones stratégique 8-13 $\mu m$  qui correspond à la plus grande fenêtre atmosphérique et la zone 2-13 $\mu m$  qui contient la signature des molécules il faut inventer des compositions formés d'atome lourds comme S, Se, Te combinées avec d'autres atomes comme As, Sb, Ge qui ont pour rôle de réticuler le réseau vitreux [3,4]. Plus les atomes sont lourds plus la transmission est déplacée vers les grandes longueurs d'ondes comme indiquée sur la figure 1. Le jeu des combinaisons chimiques consistent à obtenir des propriétés thermomécaniques acceptables associées à une bonne résistance à la cristallisation et une excellente transmission optique. Ce dernier paramètre nécessite un contrôle drastique de la pureté des verres.

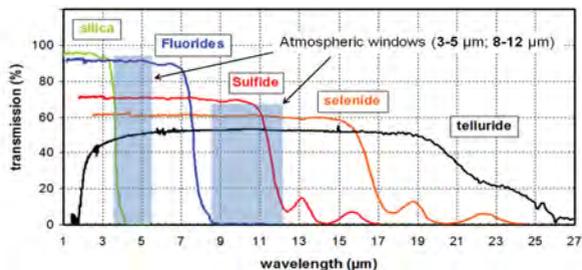


Fig1 Transmission IR de verres base  $SiO_2$ , fluorures, soufre sélénium et Tellure

### 3. DEVELOPPEMENT DE LENTILLES IR BAS-COUTS PAR DIFFERENTS PROCEDES

3-1 Par moulage. Quand un verre Ge/As/Ge est pressé dans un moule à une température  $T > T_g$  dans sa zone de plasticité il permet la fabrication directe de lentilles complexes comme diffractives ou asphéro-diffractives directement adaptable sur une caméra IR (voir figure 2)

3-2 Pour renforcer les propriétés thermomécaniques des composants une nouvelle famille de composite verre/nano cristal appelés vitrocéramiques IR a été développée. Ce procédé nécessite le contrôle absolu de la cristallisation du verre et en particulier des phénomènes de nucléation/croissance. L'objectif est de nucléer le maximum de grains de tailles nanométriques qui n'affectent pas la transmission dans la bande 8-12  $\mu m$

3-3 La synthèse traditionnelle oblige à passer par la phase liquide suivie d'une trempe et d'un recuit. Une approche inédite utilisant des procédés mécaniques a été développée. Ici des grains de verres sont formés par mécano-synthèse (balls milling) suivi d'un frittage (spark plasma sintering)

### 4. FIBRES OPTIQUES IR SOUS DIFFERENTES CONFIGURATIONS

4-1 Des fibres monomodes cœur/gaine à base de verres Te/Se/As ont été manufacturées et testées pour la mission spatiale ESA Darwin dont l'objectif est la détection de signes de vie sur des

exo planètes. Ces fibres destinées à équiper un interféromètre spatial sont monomodes dans la région  $10\mu\text{m}$

4-2 Des capteurs utilisant l'absorption des ondes évanescentes dans la région  $2\text{-}14\mu\text{m}$  ont été réalisés à partir de fibres effilées à base de Se et de Te. Elles permettent la détection et l'analyse in-situ de molécules chimiques et biochimiques. Une start-up DIAFIR est née de cette invention et travaillent surtout sur des projets de médecine et biologie ;

4-3 Des Terres Rares comme  $\text{Dy}^{3+}$  ont été introduites dans un verre Ge/Ga/Sb/S. Des fibres mono indice ont été préparées puis pompées vers  $0.9\mu\text{m}$ . Ces fibres actives émettent de la lumière vers  $4,3\mu\text{m}$  dans la première bande d'absorption de  $\text{CO}_2$ . Un capteur déportée permettant l'analyse in-situ a été développé.

4-4 Pour la première fois des fibres micro-structurées à base de verres au Se ont été élaborée sous différentes configurations. Ces fibres à cœur de verre entourés par des couronnes d'air sont monomodes de  $1$  à  $10\mu\text{m}$  (voir figure 2). Une start-up SelenOptics en cours de création va commercialiser ce type de fibres en particulier pour pigtailler la nouvelle génération de sources laser IR que sont les QCL ( Quantum Cascades Laser) qui opèrent dans cette région spectrale

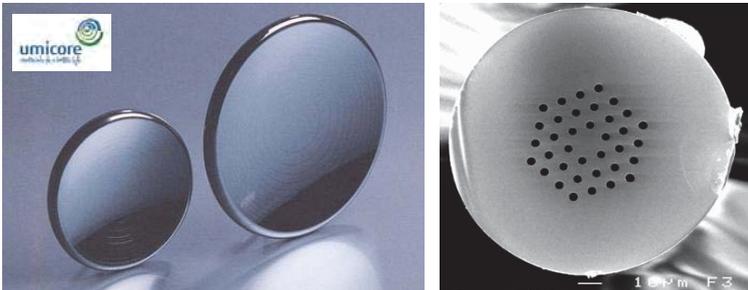


Figure 2 : a) Lentilles de verre de chalcogénures moulées, b) section de fibre microstructurée en verre de chalcogénures

### CONCLUSION

Cet article décrit brièvement la nouvelle génération de composants optiques élaborés à partir de verres ou vitrocéramiques transmettant la lumière infrarouge dans les régions stratégiques des fenêtres atmosphériques et dans la zone des signatures IR des molécules. Ces guides d'onde, lentilles ou microlentilles constituent des briques technologiques qui viennent s'ajouter aux autres composants émergents que sont les nouvelles sources( QCL) et la nouvelle génération de détecteurs infrarouge type micro-bolomètres non-refroidis.

### RÉFÉRENCES

- [1] Chalconide Glasses Preparation, properties and applications Edited by Jean-Luc Adam and Xianghua Zhang Woodhead Publishing Series in electronic and optical material 2014 .
- [2]. Jacques Lucas, « Black Glasses, bulk and fibers : obtaining information in the infrared », *Materials Today* 3, 2000
- [3] B Bureau, C Boussard-Pledel, P Lucas, XH Zhang, J Lucas, Forming glasses from Se and Te, *Molecules*, 14 (2009) 4337-4350.
- [4] X. Zhang, B. Bureau, P. Lucas, C. Boussard-Plédél, J.Lucas Glasses for seeing beyond visible *Chem.Eur. J.* 2008, 14, 432-442

## L'YB POUR LA GENERATION D'IMPULSIONS ULTRACOURTES

E. Cormier

*Université Bordeaux-CNRS-CEA-UMR 5107, Centre Lasers Intenses et Applications, 351  
Cours de la Libération, F-33405 Talence, France.*

[eric.cormier@celia.u-bordeaux1.fr](mailto:eric.cormier@celia.u-bordeaux1.fr)

### RÉSUMÉ

Les matériaux lasers dopés Yb se sont largement répandus car ils peuvent être optiquement pompé directement par des diodes lasers et produire des impulsions de moins de 1 ps. En utilisant des lasers à fibre comme moyen de pompage optique à la place des diodes laser, il est possible de repousser considérablement les limites des matériaux dopés Yb en terme d'efficacité, de gain et d'autre part produire des impulsions énergétiques de moins de 100 fs dans des architectures très compactes.

**MOTS-CLEFS :** *impulsions femtoseconde, lasers à 976 nm, pompage haute brillance, matériaux dopés Yb.*

### 1. INTRODUCTION

Les impulsions ultracourtes (de quelques femtoseconde à quelques centaines de femtoseconde) sont de plus en plus utilisées dans le monde académique bien sûr mais aussi pour des applications industrielles (micro-usinage athermique) ou médicales (chirurgie réfractive). Un grand nombre d'expérience en physique des champs forts nécessite de fortes énergies, de courtes durées, de très grandes cadences de répétition et parfois toutes ces propriétés en même temps. Les applications industrielles nécessitent des technologies fiables, robustes, efficaces et imposent des contraintes de coût tant sur les composants que sur la maintenance. Jusqu'à présent, la production d'impulsions femtosecondes énergétiques se fait grâce à la technologie Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> dans des configurations d'amplificateurs à dérive de fréquence (CPA) où l'impulsion est temporellement étirée avant d'être amplifiée afin de limiter les effets non-linéaires. L'impulsion est ramenée à sa durée la plus courte dans un compresseur après le dernier étage d'amplification. Cependant, ces systèmes présentent un défaut quantique important induisant des effets liés à la charge thermique qui doivent être compensés par des techniques de refroidissement sophistiquées (cryogénie) difficilement exploitable dans des systèmes industriels. Au cours des 10 dernières années, les matériaux lasers dopés aux ions Ytterbium ont démontré leur avantage dans des configurations d'oscillateurs femtoseconde à ultra haute cadence ou pour de l'amplification jusqu'au kW de puissance moyenne. L'avantage majeur de ces matériaux Yb est leur adéquation au pompage optique par diodes lasers dont l'efficacité « à la prise » est inégalée. D'autre part, le défaut quantique de ces matériaux est relativement limité ce qui réduit considérablement les effets thermiques permettant le refroidissement par circulation d'eau. Cependant, la technologie très prometteuse à base de matériaux dopés Yb n'a démontré, à ce jour, que des performances limitées en terme de durée, puissance moyenne et énergie. La raison principale de cette limitation est la forte intensité de saturation du matériau associée à l'utilisation de diodes de pompe de puissance peu brillantes (largement multimodes et donc de qualité spatiale réduite). Une alternative permettant de casser ces verrous consiste à mettre en œuvre le concept de pompage haute brillance du matériau. Cette approche consiste simplement à remplacer les diodes de pompage multimodes communément utilisés par une source de pompage haute brillance dont la qualité du faisceau est proche de la limite de diffraction. La brillance de cette source permet d'utiliser des cristaux beaucoup plus long

(gain fortement accru) et moins dopés (thermique mieux gérée). Durant les 5 dernières années, le CELIA a mis au point une technologie de laser à fibre fournissant un faisceau monomode (de qualité spatiale optimale) permettant le pompage optique de certains matériaux dopés Yb. Nous allons montrer ici l'intérêt du pompage haute brillance en décrivant les principes mis en œuvre ainsi que les principaux résultats obtenus dans des architectures d'oscillateurs et d'amplificateurs.

## 2. SOURCE DE POMPAGE BRILLANTE : LASER A FIBRE A 976 NM

Nous avons développé une source laser de forte puissance et de très bonne qualité spatiale émettant à 976 nm et résonnante avec la raie d'absorption de certains matériaux dopés Yb. Cette source est basée sur une fibre double gaine à large aire modale dopé aux ions Yb et pompé par une diode multimode à 915 nm. Le laser fonctionne sur un schéma à 3 niveaux à 976 nm en perpétuelle compétition avec une émission naturelle à 1030 nm. Le fonctionnement efficace de ce laser implique donc une architecture particulière et des contraintes sur la géométrie de la fibre. Nous utilisons de manière journalière des sources de 40 W pour une puissance maximale démontrée de 94 W [1]. Le paramètre essentiel de cette source est la brillance définie comme  $B = P / (M_x^2 M_y^2 \lambda^2)$  où  $P$  est la puissance,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $M^2$  la facteur de qualité spatiale du faisceau. Un faisceau parfait possède un  $M^2 = 1$  et un faisceau de mauvaise qualité un  $M^2 \gg 1$ . La figure 1 montre qu'il existe 2 à 3 ordres de grandeur entre la brillance d'un laser à fibre et celle d'une diode multimode de 100 W par exemple.

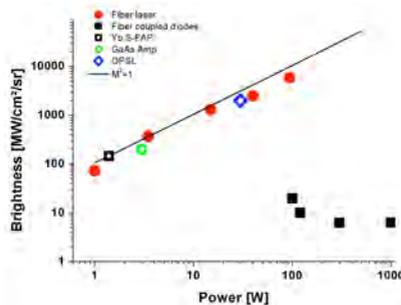


Fig. 1 : Etat de l'art de la brillance des sources de pompage optique à 976 nm.

## 3. POMPAGE HAUTE BRILLANCE

La brillance d'une source, et donc sa qualité spatiale, a une conséquence importante sur la focalisation du faisceau. Un faisceau de bonne qualité (brillant) peut être maintenu avec un petit diamètre sur une longueur  $b$  (paramètre confocal) bien plus grande que pour le faisceau de mauvaise qualité. Une forte densité de puissance peut alors être utilisée sur de grandes longueurs fournissant un gain important y compris dans des matériaux lasers dont la section efficace d'émission est relativement faible. C'est cette propriété qui est mise en valeur dans le ce concept. D'autre part, utiliser des cristaux de plus grande longueur permet d'étaler la chaleur et favorise le refroidissement. Enfin, le recouvrement optimal de la pompe et du signal limite l'émission spontanée amplifiée et le rendement de l'amplification.

#### 4. OSCILLATEURS ET AMPLIFICATEURS EN POMPAGE HAUTE BRILLANCE

Nous avons réalisés plusieurs architectures d'oscillateurs et d'amplificateurs. En utilisant notre source laser à fibre à 976 nm, nous avons pu démontrer que les gains petit signal obtenus dans un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> à température ambiante surpassaient ceux mesurés avec un refroidissement cryogénique [2]. Dans un deuxième temps, le pompage haute brillance avec une source commerciale d'Azur Light Systems nous a permis de démontrer pour la première fois le verrouillage de mode par pur effet Kerr dans un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub>. Dans ce cas, l'oscillateur fournit des impulsions de moins de 100 fs (68 fs) pour une puissance moyenne exceptionnelle de 2.3 W [3]. Plus récemment, le concept a été appliqué à des cristaux d'Yb:CALGO (Yb:CaGdAlO<sub>4</sub>) dont la bande d'émission est particulièrement large. Nous avons ainsi pu produire des impulsions d'une durée record de 32 fs [4]. Ces résultats sont reproduits sur la figure 3 ou le pompage haute brillance est comparé aux architectures pompées par diodes.

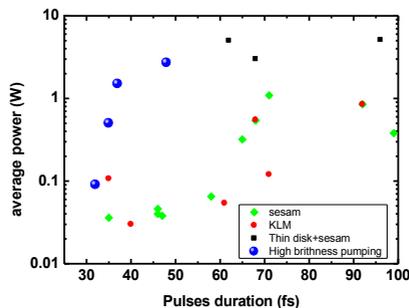


Fig. 3 : Puissance vs durée des oscillateurs à base d'Yb. Les points bleus montre les puissances et durées obtenus en pompage haute brillance par rapport aux autres technologies.

Bien que le pompage haute brillance permette de produire des impulsions extrêmement courtes (< 50 fs) avec de très fortes puissances moyennes (> 1W) certaines applications nécessite des puissances et énergies par impulsions plus importantes. Nous avons donc réalisé des amplificateurs dits « booster » permettant d'accroître la puissance des oscillateurs d'un facteur 5 à 10 grâce au gain exceptionnel obtenu en simple passage dans une architecture haute brillance. Des puissances jusqu'à 20 W ont été mesurées.

#### RÉFÉRENCES

- [1] J. Bouillet, Y. Zaouter, R. Desmarchelier, M. Cazaux, F. Salin, J. Saby, R. Bello-Doua and E. Cormier, "High power Ytterbium-doped rod type three level photonic crystal fiber laser", *Opt. Express* **16**, 17891-17902 (2008).
- [2] G. Machinet, G. Andriukaitis, P. Sévillano, J. Lhermite, D. Descamps, A. Pugžlys, A. Baltuška and E. Cormier, "High-gain amplification in Yb:CaF<sub>2</sub> crystals pumped by a high-brightness Yb-doped 976 nm fiber laser", *Applied Phys. B* DOI 10.1007/s00340-013-5363-z (2013)
- [3] G. Machinet, P. Sevillano, F. Guichard, R. Dubrasquet, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges, F. Druon, D. Descamps and E. Cormier, "High-brightness fiber laser pumped 68 fs-2.3 W Kerr-lens mode-locked Yb:CaF<sub>2</sub> oscillator", *Optics letters* **38**, 4008 (2013)
- [4] Sevillano P., Georges P., Druon F., Descamps D. and Cormier, E., "32-fs Kerr-lens mode-locked Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> oscillator optically pumped by a bright fiber laser", *Optics letters* **39**, 6001 (2014)

## APRES LES SYSTEMES DE TRANSMISSION OPTIQUES, LES TECHNOLOGIES COHERENTES PEUVENT-ELLES TRANSFORMER LES RESEAUX OPTIQUES ?

Sébastien Bigo

*Alcatel-Lucent Bell Laboratories, Cité de l'Innovation, 91620 Nozay, France*

[sebastien.bigo@alcatel-lucent.com](mailto:sebastien.bigo@alcatel-lucent.com)

### RÉSUMÉ

Depuis leur introduction commerciale en 2010, la détection cohérente et les technologies associées ont transformé les systèmes de transmission à fibre optique. Ils ont non seulement permis l'éclosion du multiplexage de mode, qui pourrait soutenir la croissance considérable du trafic dans les futurs systèmes, mais ont aussi permis de repenser le mode opératoire des réseaux optiques. Grâce aux nouveaux terminaux élastiques et conscients de leur environnement de propagation, les réseaux seront plus efficaces et mieux à même de répondre à la diversité des besoins.

**MOTS-CLEFS :** *transmission, fibre, réseaux, détection cohérente*

### 1. INTRODUCTION

Les réseaux à fibre optique forment les artères de l'internet mais transportent également la télévision et la téléphonie mobile et filaire. Ils sont donc au cœur de la société de communication d'aujourd'hui. Pourtant, derrière les apparences, le réseau internet perd peu à peu sa position dominante au profit des réseaux intranet pan-continentaux des grands acteurs de la société de l'information. C'est la révolution du *Cloud*. Ces réseaux privés amènent l'information au plus près des utilisateurs sans emprunter les artères de communication des opérateurs de téléphonie historiques. Il s'ensuit une transformation profonde du marché des télécommunications optiques. En parallèle, de nouveaux besoins apparaissent où les fermes (*data centers*) de milliers, voire millions de serveurs prennent un rôle central. Il s'ensuit (1) une augmentation considérable du trafic transporté, mais aussi (2) un besoin d'adapter le réseau à des flux dynamiques et de plus en plus hétérogènes.

Les technologies cohérentes, responsables de la septième rupture technologique dans systèmes de transmission à fibre optique [1] se révèlent porteuses de nombreuses promesses pour résoudre ces deux défis.

### 2. LES SYTEMES COHERENTS

Il est important de noter que l'adjectif "cohérent" ne désigne pas ici qu'un mode de réception du signal optique [2], qui ne serait qu'une mise à jour de celui étudié dans les années 1980. Plus justement, les systèmes cohérents actuels sont issus de la combinaison de cinq briques technologiques : (1) la modulation avec des alphabets de plus de deux symboles, en phase et/ou amplitude, (2) le multiplexage en polarisation, (3) la détection cohérente, (4) le traitement numérique du signal, (5) la transmission sans compensation périodique de la dispersion chromatique. Bien que connues et étudiées par la communauté scientifique pendant de longues années, aucune de ces cinq briques technologiques, prise isolément, n'avait apporté d'avantage compétitif suffisamment déterminant pour être mise en œuvre commercialement. C'est bien la mise en commun des cinq qui remet en cause les conclusions admises par le plus grand nombre. Cette mise en commun conduit à des solutions de transmission qui combinent une longue liste d'avantages: plus robustes aux effets du bruit, plus robustes à la dispersion chromatique, plus robustes à la dispersion de polarisation, plus robustes aux filtres optiques très étroits, donc aux distorsions causées par les nœuds traversés, plus robustes aux effets non linéaires optiques entre-

canaux, plus robustes aux effets non linéaires entre impulsions d'un même canal, compatibles avec des débits plus élevés (ex : 100 Gbit/s, 400 Gbit/s et plus) et moins gourmandes en énergie [1].

### 3. LES SYSTEMES DE COMMUNICATIONS A MULTIPLEXAGE DE MODE

Le multiplexage est l'opération par laquelle plusieurs trains de données sont agrégés pour former un seul train de données à plus haut débit. Au contraire des trois techniques de multiplexage (en temps, en longueur d'onde et en polarisation [2]) déjà toutes employées dans les systèmes cohérents actuels, le multiplexage de modes n'exploite pas à proprement parler une propriété de la lumière mais une propriété de la fibre. Dès que le cœur de celle-ci dépasse un certain diamètre, elle devient multimode et donc capable de transporter la lumière sur des trajets différents appelés modes. Les modes sont caractérisés par leurs distributions spatiales spécifiques lorsqu'on analyse le faisceau optique transversalement. Le multiplexage de modes consiste donc à envoyer N trains de données différents selon N modes d'une fibre multimode. Afin de privilégier un mode spécifique de la fibre au moment du couplage dans la fibre de transmission, chaque train de données aura été émis par un laser dont le profil spatial aura été préparé par passage dans un filtre spatial. Après propagation, on utilisera d'autres filtres spatiaux dans le récepteur, qui ne laissent passer qu'un mode à la fois. Ainsi, on pourra isoler (démultiplexer) les trains de données transportés par chaque mode. Comme le multiplexage en polarisation, le multiplexage de modes a fait l'objet d'un renouveau d'attention dans les laboratoires de recherche quand les technologies cohérentes sont apparues. Ce n'est que grâce à elles qu'on a pu élaborer des algorithmes de compensation des inévitables fuites d'un mode à l'autre. Toutefois, il reste de nombreux défis à résoudre avant que le multiplexage de modes ne devienne une réalité commerciale [3].

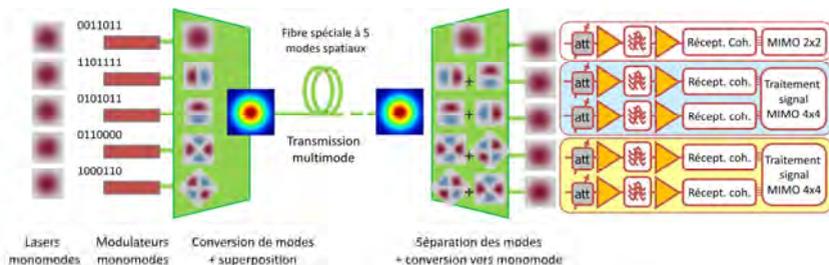


Fig. 1 : Principe de fonctionnement d'un système de transmission optique à multiplexage de mode, exemple de 5 modes (MIMO = Multiple Input Multiple Output, Att. = Atténuateur)

### 4. LES RESEAUX OPTIQUES DYNAMIQUES

Quelles que soient les techniques de multiplexage retenues, les systèmes de transmission sont interconnectés entre eux pour former des réseaux optiques. Une analyse des moteurs d'évolution des techniques optiques laisse penser que l'évolution de ceux-ci sera conditionnée par la réponse à trois questions. Les technologies cohérentes joueront incontestablement un rôle prépondérant dans la manière d'y répondre.

#### (1) comment rendre les réseaux optiques plus transparents ?

Le défi consiste à maintenir dans le domaine optique les données, sur les distances les longues possibles, et ainsi supprimer les étages de conversions opto-électroniques (OEO) intermédiaires, particulièrement coûteux. Il faut, en particulier, pouvoir composer avec des changements de types de fibres sur le parcours emprunté par le signal. La tâche est rendue d'autant

plus complexe que l'augmentation des débits au-delà de 200Gbit/s par laser utilisé depuis 2012 rend désormais impossible la transmission des plus haut débits sur les distances les plus longues rencontrées dans les réseaux terrestres, une situation jamais vue depuis plus de 10 ans, dont les opérateurs n'ont pas encore apprécié l'étendue des conséquences.

### **(2) comment rendre les réseaux plus dynamiques ?**

L'occupation spectrale des artères de communication les plus chargées est telle que leur mise à l'échelle future en ligne avec la croissance des besoins des utilisateurs n'est pas durable sans changement de paradigme. Dans ce contexte, la faible utilisation effective des réseaux optiques (à hauteur d'environ 20% de leur capacité, mais ce chiffre est très variable d'un réseau à l'autre), paraît anachronique. Héritage d'une longue histoire et dictée par des soucis de simplification, elle laisse apparaître des opportunités évidentes de progrès. L'utilisation pourra être augmentée en particulier en mutualisant les cartes d'émission/réception (cohérentes), qui sont les éléments les plus coûteux dans un réseau optique. Cela suggère de les rendre flexibles et adaptables à la multitude de configurations rencontrées [4]. Une même carte flexible (on dit aussi élastique), quant à son débit, son écartement spectral avec ses voisines ou son format de modulation, pourra transporter des débits très élevés sur des distances modérées ou un débit moyen sur de très longues distances. Ces cartes sont particulièrement intéressantes lorsqu'il s'agit de détourner plus efficacement le trafic en cas de panne, mais aussi, à reconfigurer le réseau dès l'arrivée de nouvelles demandes de connexions entre utilisateurs. Dans tous les cas, l'intelligence qui contrôle le réseau (aussi appelée plan de contrôle) devra recourir à des algorithmes rapides de calcul de route, alimentés par une description précise des conditions de propagation selon le chemin optique exact emprunté. Cette description précise est rendue possible par la mesure de multiples paramètres physiques fournie par les récepteurs cohérents (puissance optique, bruit, dispersion chromatique, dispersion de polarisation, effets non-linéaires), disponible aujourd'hui mais largement sous-exploitée.

### **(3) comment rendre les réseaux plus respectueux de l'environnement ?**

Le défi consiste d'abord à réduire la consommation énergétique, ce qui suppose de recenser les éléments de commutations les plus énergivores, de redéfinir les architectures de réseaux pour déplacer ces éléments en bordure du réseau (plus près de l'utilisateur), et de développer les moyens de mettre en veille les éléments du réseau qui ne sont pas actifs.

Ces questions correspondent à trois attentes du marché, qui appellent des réponses techniques qui peuvent se révéler contradictoires. Elles ouvrent toutefois des opportunités qui vont simplifier l'opération des réseaux, les rendre plus efficaces, et finalement plus économiques.

## **CONCLUSION**

Dans les systèmes et les réseaux à fibre optique, les technologies cohérentes ont déjà permis de rendre techniquement et économiquement viables quelques rêves que d'aucuns avaient condamnés à l'oubli. Il y a fort à parier que ces rêves devenus réalités ne seront pas les derniers.

## **RÉFÉRENCES**

- [1] S. Bigo, « Technologie cohérente pour les transmissions optiques à haut débit: un buzz éclair, ou prévu pour durer ? », Journées Nationales de l'Optique Guidée, p.121, Lyon, 9-12 juillet 2012
- [2] Pour une prise en main du domaine des télécoms optiques, on pourra se référer à S. Bigo, « Communications optiques haut débit, Introduction et caractérisation », Techniques de l'Ingénieur, TI-e7079 - « Communications optiques haut débit, Conception et validation », Techniques de l'Ingénieur, TI-e7081
- [3] R. Ryf, SDM Components and MIMO Experiments in Multimode and Multicore Fibers, in proc. European Conference on Optical Communications (ECOC 2014), Cannes, Th2.1.1, 21-25 Sept. 2014
- [4] P. Layec, A. Morea, Y. Pointurier, and J.-C. Antona "Rate-adaptable optical transmission and elastic optical networks," chapter in "Enabling Technologies for High Spectral-efficiency Coherent Optical Communication Networks", 2015. Book chapter; ISBN 9781118714768 (John Wiley & Sons Inc.)

## LA PHOTONIQUE SILICIUM POUR LES COMMUNICATIONS OPTIQUES HAUT DEBITS

**D. Marris-Morini, D. Perez-Galacho, V. Vakarin, P. Damas, T-N. Vu, L. Virot, M. Ziebell, P. Chaisakul, M-S. Rouified, X. Le Roux, P. Crozat, E. Cassan, L.Vivien,**

*Institut d'Electronique Fondamentale, Université Paris Sud, UMR CNRS 8622, Orsay, France*

**J-M. Fédéli, S. Olivier, J-M. Hartman,**  
*CEA-LETI, Minatec, Grenoble, France*

**J. Frigerio, D. Chrastina, G. Isella,**  
*L-Ness, Politechnico Di Milano, Italy*

**R. Raj, F. Raineri,**  
*Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS, Marcoussis, France*

**C. Baudot, F. Boeuf**  
*ST-Microelectronics, Crolles, France*

[delphine.morini@u-psud.fr](mailto:delphine.morini@u-psud.fr)

### RÉSUMÉ

La photonique silicium est sur le point de révolutionner le domaine de l'optoélectronique intégrée. Elle apparait en effet comme la solution incontournable pour faire face à la demande croissante des débits des systèmes de communications à bas coûts et à faible consommation énergétique. Dans ce contexte, les résultats récents en photonique silicium concernant les composants optoélectroniques à haut débit et tout particulièrement les modulateurs optiques et les photodétecteurs seront présentés pour la réalisation des futurs systèmes de communications optiques intra et inter-puces.

**MOTS-CLEFS :** *photonique intégrée, modulateur, photodétecteur, silicium, germanium, puces quantiques Ge/SiGe, silicium contraint, III-V sur silicium*

### 1. INTRODUCTION

La photonique silicium apparait comme la solution incontournable pour faire face à la demande croissante des débits des systèmes de communications à bas coûts. En effet, l'utilisation de la plateforme silicium donne accès à la technologie mature développée en microélectronique, et permet d'atteindre de grands volumes de production. De plus la convergence des circuits électroniques et photoniques sur une même puce rend possible le traitement de l'information au plus près de l'émetteur et du récepteur, amenant à une plus grande compacité des circuits et une augmentation de leurs performances. Le fort contraste d'indice entre le silicium et la silice des substrats silicium sur isolant (SOI pour Silicon On Insulator) permet la réalisation de dispositifs passifs ultra-compacts et à faibles pertes optiques. Le développement de composants optoélectroniques efficaces est considéré aujourd'hui comme un des défis majeurs en photonique silicium. Les démonstrations récentes concernant les modulateurs optiques et les photodétecteurs, ainsi que les études actuelles concernant la réduction de la puissance consommée de ces composants seront présentées.

## 2. COMPOSANTS OPTOELECTRONIQUES HAUTE FREQUENCES INTEGRES SUR SOI

Pour le photodétecteur, le matériau de choix est le germanium, compatible avec les technologies silicium, utilisé en microélectronique et présentant une forte absorption aux longueurs d'onde télécoms. Le principal challenge étant la différence de paramètre de maille entre le silicium et le germanium, des techniques spécifiques d'épitaxie ont été mises au point pour obtenir une couche de germanium de bonne qualité cristalline et d'épaisseur compatible avec la taille d'un mode optique. De nombreuses structures ont été développées pour la réalisation de photodétecteurs germanium intégrés en bout de guide d'onde silicium principalement à base de diodes PIN latérales. Une bande passante électro-optique supérieure à 50 GHz, avec une sensibilité supérieure à 0.5 A/W et des courants d'obscurité de l'ordre du nanoampère ont pu être ainsi obtenus. Une détection à 40Gbit/s a été démontrée sans tension de polarisation [1].

Du point de vue du modulateur, l'effet d'électro-réfraction par variation de densité de porteurs a ouvert la voie aux modulateurs optiques intégrés. Différentes structure interférométriques peuvent être utilisées pour convertir la modulation de phase en modulation d'intensité optique : les interféromètres Mach Zehnder présentant une grande bande passante spectrale et une faible sensibilité à la température, mais nécessitant des régions actives de quelques millimètres de long, alors que les résonateurs en anneau permettent de diminuer la taille des composants, au prix d'une bande passante spectrale réduite et d'une sensibilité à la température. Des composants basés sur les deux types d'interféromètres ont été démontrés, fonctionnant à 40 Gbit/s avec des taux d'extinction supérieurs à 8 dB [2].

Ces démonstrations ont permis aux modulateurs optiques en silicium et aux photodétecteurs en germanium d'atteindre une maturité permettant leur fabrication dans les plateformes de la microélectronique [3], et permettant d'envisager la commercialisation à court terme d'émetteurs et de récepteurs pour les systèmes de communication. En parallèle à ces travaux, de nouveaux enjeux sont apparus, concernant notamment la réduction de la puissance consommée des systèmes.

## 3. REDUCTION DE LA CONSOMMATION ENERGETIQUE DES COMPOSANTS

Parmi les enjeux pour les futurs systèmes de communications de demain, la réduction de la puissance consommée est un point clef tant pour le récepteur que pour les modulateurs optiques. Différentes voies sont étudiées pour atteindre cet objectif.

Des photodiodes germanium à avalanche présentent un gain dû à la multiplication des porteurs ont été développées. Cette approche permet de réduire la puissance optique globale du système de communication en réduisant le seuil de détectivité. Récemment, des photodiodes à avalanche en germanium ont ainsi présenté un facteur de gain supérieur à 20 et la possibilité de détecter un signal à 10 Gbit/s d'une puissance inférieure à -26dBm [4].

Concernant le modulateur optique, l'objectif pour les communications courte distance est d'atteindre une consommation électrique de quelques centaines de fJ/bit (alors que les modulateurs en silicium de type Mach Zehnder consomment quelques pJ/bit). L'utilisation d'effets non-linéaires dans le silicium contraint comme effet électro-réfractif est un exemple de solution à l'étude pour atteindre cet objectif [5].

## 4. NOUVELLES PLATEFORMES POUR LES COMMUNICATIONS A BASSE CONSOMMATION.

A l'heure actuelle, de nombreuses technologies différentes sont utilisées pour réaliser les différents composants : laser III-V, modulateur silicium, photodétecteur germanium. L'utilisation d'une même plateforme pour la réalisation de plusieurs composants à basse consommation présente un atout majeur pour les applications futures.

Des modulateurs à électro-absorption et des photodétecteurs fonctionnant à plus de 10 Gbit/s ont été démontrés avec des structures à puits quantiques Ge/SiGe [6]. Le principal challenge de ces structures est leur intégration sur une plateforme intégrée. Deux approches ont été développées : la première a été d'utiliser une couche tampon fine entre le silicium et les puits quantiques Ge/SiGe pour permettre une intégration sur SOI [7]. La deuxième approche est basée sur un concept

complètement nouveau. En effet, elle porte sur la possibilité d'utiliser un substrat virtuel SiGe pour réaliser le guidage de la lumière. Un lien complet modulateur/guide/photodétecteur a pu être ainsi démontré [8].

L'intégration III-V sur silicium est également un candidat de choix pour l'intégration de lasers, modulateurs et photodétecteurs sur un même circuit. L'enjeu actuel étant la consommation du modulateur, il a été montré théoriquement que la combinaison de la plateforme III-V sur SOI avec des structures à cristaux photoniques pour ralentir la lumière permet d'envisager des composants présentant une bande passante supérieure à 15 GHz sur une large bande spectrale, avec une consommation inférieure à 50 fJ/bit [9].

### CONCLUSION

Les réalisations de composants optoélectroniques rapides et efficaces ont permis de démontrer le potentiel de la photonique silicium pour les communications optiques et ont ouvert la porte à une grande variété de nouvelles applications : capteurs, cryptographie quantique,...

### REMERCIEMENTS

Les travaux présentés ont bénéficié du soutien des projets ANR Ultimate, Gospel, Silver, des projets Européens Helios et Platform et du projet IDEX Paris-Saclay Nanodesign. D. M-M remercie l'institut Universitaire de France.

### RÉFÉRENCES

- [1] L. Vivien, et al, "Zero-bias 40Gbit/s germanium waveguide photodetector on silicon," Opt. Express 20, 1096-1101 (2012)" Optics Express, 20, p. 1096-1102, (2012)
- [2] D. Marris-Morini, et al, "Low loss 40 Gbit/s silicon modulator based on interleaved junctions and fabricated on 300 mm SOI wafers", Optics Express 21 (19), 22471- 22475 (2013).
- [3] D. Marris-Morini, et al, "40 Gbit/s optical link in 300-mm silicon platform", Optics express (2014), 22 (6), 6674-6679 (2014).
- [4] L. Viot, et al, "Germanium avalanche receiver for low power interconnects", Nature Communications, 5, 4957, (2014)
- [5] P. Damas, et al, "Wavelength dependence of Pockels effect in strained silicon waveguides", Optics Express, 22 (18), 22095-22100
- [6] P. Chaisakul, et al, "23 GHz Ge/SiGe multiple quantum well electro-absorption modulator" Optics Express, 20 (3), 3219-3225, (2012)
- [7] M-S. Rouifed, et al, "Advances Toward Ge/SiGe Quantum-Well Waveguide Modulators at 1.3 $\mu$ m" Journal of Selected topics in quantum electronics, 20, 4, 3400207 (2014).
- [8] P. Chaisakul, et al, "Integrated germanium optical interconnects on silicon substrates", Nature Photonics 8, 482-488 (2014)
- [9] T.-N. Vu, et al "Hybrid III-V on silicon photonic crystal based optical modulator", 6th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, 4-7 august 2015.

## SPHERE, CHASSEUR DE PLANETES EXTRASOLAIRES

Jean-Luc Beuzit<sup>1,2</sup>, Anne Costille<sup>3</sup>, Kjetil Dohlen<sup>3</sup>, Thierry Fusco<sup>3,4</sup>, David Mouillet<sup>1,2</sup>, Jean-François Sauvage<sup>3,4</sup> et l'ensemble du consortium SPHERE

<sup>1</sup> Université Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>2</sup> CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>3</sup> Aix Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 13388, Marseille, France

<sup>4</sup> ONERA, the French Aerospace Lab., 92322, Chatillon, France

Jean-Luc.Beuzit@obs.ujf-grenoble.fr

### RÉSUMÉ

SPHERE est le tout nouveau « chasseur de planètes extrasolaires » de l'Observatoire Européen Austral. Installé en mai 2014 sur l'un des quatre télescopes du Very Large Telescope sur le Cerro Paranal (Chili), il atteint, grâce à l'utilisation conjointe de technologies optiques de pointe, et notamment de son système d'optique adaptative extrême, des résolutions angulaires sans précédent que ce soit au sol ou dans l'espace.

**MOTS-CLEFS :** *optique adaptative extrême ; planètes extrasolaires ; instrumentation astrophysique ; imagerie haut contraste.*

### 1. INTRODUCTION

L'existence de plus d'un millier de planètes en orbite autour d'étoiles autres que le Soleil a déjà été confirmée. La plupart d'entre elles ont été découvertes au moyen de méthodes indirectes reposant sur la détection des effets des planètes sur leurs étoiles hôtes – les variations de luminosité générées par le passage de planètes devant leur étoile (transits), le mouvement réflexe de l'étoile résultant de l'existence de planètes en orbite (vitesses radiales), etc. A ce jour, seules quelques planètes ont été détectées par imagerie directe de l'émission de la planète à côté de celle de son étoile. L'instrument SPHERE (Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet Research) [1][2] a pour principal objectif de détecter et de caractériser, au moyen de l'imagerie directe, des planètes extrasolaires géantes en orbite autour d'étoiles proches. Cela constitue un challenge de taille, de telles planètes étant caractérisées par une luminosité bien plus faible que celle de leur étoile, avec un contraste de typiquement  $10^6$ , ce qui est équivalent à détecter, depuis Paris, la lumière d'une bougie située à 50 cm d'un phare dans la rade de Marseille. De telles études nécessitent l'utilisation conjointe de technologies optiques de pointe, toutes à la limite de l'état de l'art.

### 2. L'INSTRUMENT SPHERE

Toute la conception de SPHERE a donc reposé sur la nécessité d'obtenir le contraste le plus élevé possible dans l'environnement immédiat de l'étoile en combinant de nombreux systèmes optiques complexes, ainsi que des processus de traitement d'images optimisés. L'instrument a été conçu et réalisé par un consortium européen piloté par l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) et comprenant l'ONERA, le Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM), le Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (LESIA, Paris), le laboratoire Lagrange (Nice) ainsi que des instituts allemands, italiens, suisses et néerlandais, en collaboration avec l'Observatoire Européen Austral (ESO).

Tout d'abord un système d'optique adaptative extrême, SAXO (Sphere Adaptive-optics for eXoplanet Observation) [3][4], met en forme le faisceau en le corrigeant de toutes ses imperfections (turbulence atmosphérique, erreurs de pointage, vibrations, aberrations instrumentales quasi statiques) avec une précision nanométrique. Pour ce faire, SAXO met en œuvre des concepts et des

composants parmi les plus avancés à ce jour. La correction est obtenue par un miroir de pointage rapide de grande dimension (50 mm à 800 Hz) spécifiquement développé par le LESIA et par un miroir déformable de type *piezo stack* à 1377 actionneurs réalisés par la société CILAS. Une optique de relai combinant 3 miroirs toriques polis sous contrainte par le LAM [5], permet de minimiser le nombre de surfaces optiques, augmentant ainsi la transmission de l'instrument tout en garantissant une excellente qualité optique. Par ailleurs, l'un de ces miroirs, rendu actif par l'ajout d'un actionneur, permet la compensation des aberrations propres, lentement variables, du miroir déformable. L'analyseur de front d'onde, de type Shack-Hartmann, utilise une caméra EMCCD (electron-multiplying CCD) de E2V de 240x240 pixels avec une fréquence trame de 1200 Hz et un bruit de lecture équivalent, après amplification du signal, inférieur à 0,1 électron. Un filtre spatial ajustable en amont de l'analyseur permet de s'affranchir du phénomène de repliement. Les excellentes performances de ce détecteur, alliées aux diverses optimisations de concepts et de traitement de données du Shack-Hartmann permettent d'atteindre des magnitudes limites allant au-delà des spécifications originales et donc d'ouvrir la voie à l'observation de nombreux objets jusque là inaccessibles. L'analyseur de front d'onde et les optiques déformables sont reliés par un calculateur temps réel développé par l'ESO, qui contrôle l'ensemble de ces optiques avec un temps de latence inférieur à 80 microsecondes. Un filtrage de Kalman permet de compenser jusqu'à 12 pics de vibrations qui pourraient apparaître aléatoirement entre 10 et 300 Hz. Cette dernière fonctionnalité permet de stabiliser l'image avec un mouvement résiduel inférieur à 2 millisecondes d'arc (soit moins d'un vingtième de la limite de diffraction en bande H) et garantit ainsi une performance optimale des différents coronographes. Toutes ces fonctionnalités, optimisées en temps réel durant l'observation, permettent d'obtenir une correction quasi parfaite du front d'onde avec des performances sans précédent sur un télescope de 8 mètres : plus de 90% de rapport de Strehl en bande H et des images limitées par la diffraction jusqu'aux longueurs d'onde du visible (en I et R).

En sortie de SAXO, divers coronographes sont ensuite utilisés pour éliminer les photons provenant de l'étoile, soit en les bloquant physiquement à l'aide d'une pastille opaque, soit en créant des interférences destructives au niveau du plan focal de l'instrument. Ces coronographes ont été principalement développés au LESIA et au laboratoire Lagrange [6].

En aval de ce premier étage d'optimisation du faisceau optique, trois détecteurs vont analyser la lumière résiduelle non bloquée par les coronographes afin d'en extraire une information pertinente sur l'environnement de l'étoile observée :

- IRDIS [7], une caméra d'imagerie sensible dans l'infrarouge proche (0,95 à 2,3 microns) permettant d'imager simultanément la même scène à deux longueurs d'onde proches pour bénéficier d'une potentielle information spectrale dans l'objet observé. IRDIS a, au-delà de ses capacités d'imagerie, un mode spectrographique à fente et un mode polarimétrique.
- IFS [8], un spectrographe imageur lui aussi sensible dans le proche infrarouge (0,95 à 1,7 microns) avec une résolution spectrale de 40, qui va permettre une analyse fine des objets et l'utilisation de techniques de traitement de données avancées pour gagner significativement en contraste. Typiquement 80% des observations seront effectuées avec IRDIS et IFS fonctionnant en mode multiplex, dans deux sous bandes distinctes de l'infrarouge proche.
- ZIMPOL [9], un polarimètre imageur visible (0,5 à 0,9 microns) qui permet d'acquérir simultanément (et très rapidement) des images soit à deux longueurs d'onde différentes soit dans des états de polarisation différents. Là encore, l'idée est d'utiliser des possibles fluctuations de la polarisation de la lumière reçue pour distinguer entre les photons résiduels provenant de l'étoile, non arrêtés par le coronographe à cause des imperfections du système, qui ne sont pas polarisés et ceux réfléchis par l'objet d'intérêt qui, eux, peuvent l'être.

### 3. PREMIERS RESULTATS

En mai 2014, SHERE a été installé sur l'un des 4 télescopes de 8 mètres de diamètre du Very Large Telescope (VLT) de l'ESO. Après plus de 3 ans de tests exhaustifs en Europe (performances

ultimes, robustesse, opérabilité), 3 mois de remise en route et 6 mois de caractérisation sur le ciel au Chili, l'instrument est maintenant ouvert à la communauté astronomique depuis début 2015.

Les performances sont au rendez-vous, comme l'illustre la figure 1 ci-dessous. Les 3 images présentées ont le même champ de vue (1,8 seconde d'arc sur le ciel). La limite de diffraction du télescope est atteinte en bande H (1,65 microns) et en bande I (0,82 microns) alors que pour la bande H $\alpha$  (0,65 microns), la largeur du pic de diffraction est de 20 millisecondes d'arc au lieu de 18 millisecondes théoriques. Cela n'en reste pas moins la meilleure résolution jamais atteinte à cette longueur d'onde pour un télescope monolithique, que ce soit au sol ou dans l'espace.

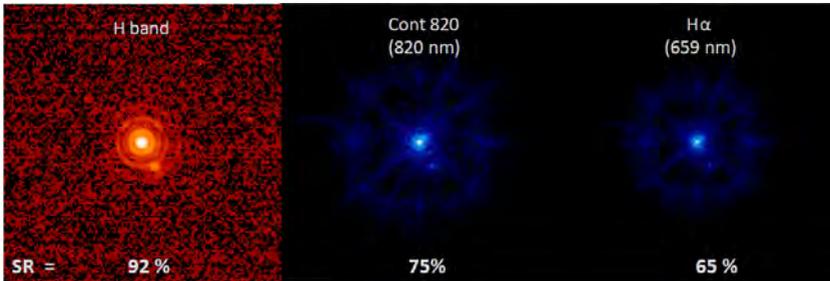


Fig. 1 : Illustration des performances typiques de SPHERE en infrarouge proche et en visible.

### CONCLUSION

Associant un défi scientifique à un défi technologique, SPHERE est l'un des instruments d'observation astronomique depuis le sol les plus complexes jamais réalisés. Il va dans les années à venir, sans nul doute, apporter des percées significatives sur la compréhension de la formation et de l'évolution des systèmes planétaires, mais il sera également l'un des précurseurs de la future instrumentation du télescope européen géant de 39 mètres (E-ELT), dont la construction vient d'être décidé par les pays membres de l'ESO et qui sera installé d'ici à 2028 au Chili, à proximité du VLT.

### RÉFÉRENCES

- [1] J.-L. Beuzit et al., "SPHERE: a planet finder instrument for the VLT", Proc. SPIE, vol. 7014, pp. 701418, 2008.
- [2] <http://sphere.osug.fr/>
- [3] T. Fusco et al., "High-order adaptive optics requirements for direct detection of extrasolar planets: Application to the SPHERE instrument", Optics Express, Vol. 14, Issue 17, pp. 7515-7534, 2006.
- [4] T. Fusco et al., "Final performance and lesson-learned of SAXO, the VLT-SPHERE extreme AO: from early design to on-sky results", Proc. SPIE, vol. 9148, pp. 91481U, 2014.
- [5] E. Hugot et al., "Active optics methods for exoplanets direct imaging", A&A vol. 538, PP. A139, 2012.
- [6] A. Boccaletti et al., "Prototyping coronagraphs for exoplanet characterization with SPHERE", Proc. SPIE, vol. 7015, pp. 70151B, 2008.
- [7] K. Dohlen et al., "The infra-red dual imaging and spectrograph for SPHERE: design and performance", Proc. SPIE, vol. 7014, 2008.
- [8] R. Claudi et al., "The SPHERE IFS at work", Proc. SPIE, vol. 9147, pp. 91471L, 2014.
- [9] R. Roelfsema et al., "The ZIMPOL high contrast imaging polarimeter for SPHERE: system test results", Proc. SPIE, vol. 9147, pp. 91473W, 2014.

## IMAGERIE POLARIMETRIQUE PAR BRISURE D'ORTHOGONALITE : UN PAS VERS L'ENDOSCOPIE POLARIMETRIQUE

François Parnet<sup>1</sup>, Julien Fade<sup>1</sup>, Emmanuel Schaub<sup>1</sup>, Noé Ortega-Quijano<sup>1</sup>, et Mehdi Alouini<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251, Université Rennes 1, 35042 Rennes, France

[francois.parnet@univ-rennes1.fr](mailto:francois.parnet@univ-rennes1.fr)

### RESUME

Nous proposons une nouvelle modalité d'imagerie polarimétrique adaptée à la télédétection à travers les fibres optiques monomodes. Les résultats issus de mesures ponctuelles opérées à 1550 nm à travers une fibre optique et élargis à des images polarimétriques réalisées dans le visible et en espace libre pour l'instant, montrent un fort potentiel de cette technique pour des applications endoscopiques de mesures de dépolarisation/dichroïsme en temps réel.

**MOTS-CLEFS** : *dépolarisation, fibre monomode, imagerie polarimétrique, endoscopie.*

### 1. INTRODUCTION

L'imagerie polarimétrique active est un domaine de recherche prépondérant pour les applications industrielles, biomédicale et militaires. La polarimétrie classique exige le contrôle des états de polarisation sonde pour connaître les caractéristiques optiques anisotropes et dépolarisantes du milieu étudié. L'utilisation de la fibre optique, pour une utilisation endoscopique, induit de la biréfringence modifiant les états de polarisation et par conséquent, empêchant la mise en œuvre des méthodes polarimétriques standards (imagerie de Mueller, de Stokes, ...). Quelques rares techniques permettent de déporter la mesure de la réponse polarimétrique d'un échantillon avec une fibre optique. Une première consiste à faire de nombreuses acquisitions en compensant la biréfringence de la fibre par un rotateur de Faraday miniaturisé [1]. Le principe de la seconde repose sur la calibration de la mesure par un miroir situé entre la sortie de la fibre et l'échantillon [2].

Nous présentons une nouvelle méthode permettant de mesurer la dépolarisation d'un objet en une seule mesure, de manière extrêmement rapide et déportable par fibre optique.

### 2. PRINCIPE DSOB

La technique **D**epolarization/**D**ichroism **S**ensing by **O**rthogonality **B**reaking (**DSOB**) développée au laboratoire consiste à illuminer un échantillon / une scène à l'aide d'un laser constitué d'une superposition de deux modes polarisés orthogonalement et décalés en fréquence. Le champ s'écrit :  $\mathbf{E}_{in} = E_0(e^{-j2\pi\nu_1 t} \mathbf{e}_1 + e^{-j2\pi\nu_2 t} \mathbf{e}_2)$ . L'interaction de ce faisceau avec un matériau dépolarisant ou dichroïque produit une projection partielle de chaque état de polarisation incident sur l'état orthogonal : il y a donc brisure d'orthogonalité polarimétrique. Les projections provoquent une oscillation cohérente de l'intensité lumineuse qui module l'amplitude du signal électrique, détecté sur une photodiode rapide, à la différence de fréquence :  $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ .

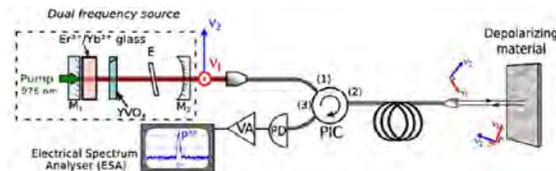


Fig. 1 : Schéma de la technique DSOB pour mesurer la dépolarisation à 1550 nm reposant sur l'utilisation d'un laser bi-fréquence.

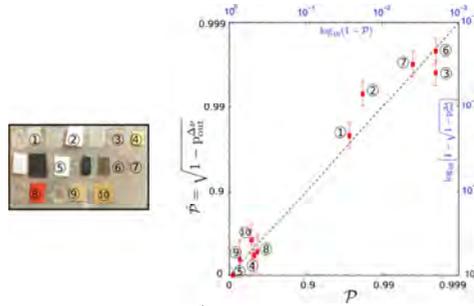


Fig. 2 : Estimation du degré de polarisation  $\hat{P}$  à partir de la technique DSOB en fonction du degré de polarisation  $P$  déterminé avec une technique de Stokes standard à  $1,55 \mu\text{m}$  sur divers échantillons numérotés de 1 à 10 et représentés sur l'image de gauche..

En revanche, si le matériau n'est pas dépolarisant mais uniquement biréfringent, l'orthogonalité entre les polarisations est conservée et l'intensité reste constante. De la sorte, le battement radiofréquence mesuré, qui renseigne sur les propriétés dépolarisantes/dichroïques de l'échantillon, n'est pas affecté par les biréfringences d'une fibre optique de dépôt.

En pratique, le degré de polarisation  $\hat{P}$  d'un échantillon peut être quantifié à travers la mesure de la puissance du battement à la fréquence  $\Delta\nu$  ( $P_{out}^{Av}$ ) normalisée par la puissance moyenne ( $P_{out}^{DC}$ ):

$$C_{out}^{Av} = \frac{P_{out}^{Av}}{P_{out}^{DC}} = 1 - \hat{P}^2. \tag{1}$$

La technique DSOB revient à mesurer la manière dont la dépolarisation ou le dichroïsme d'un échantillon brise l'orthogonalité entre les deux polarisations incidentes orthogonales du faisceau sonde.

### 3. VALIDATION EXPERIMENTALE

Pour implémenter expérimentalement la technique DSOB, un système décrit sur la Fig. 1 été mis au point avec un laser bi-fréquence à 1550 nm. Une fibre monomode SMF28 de 2 m est utilisée pour déporter la mesure pour simuler des conditions endoscopiques. Il a été toutefois vérifié que 20 km de fibre n'affectait pas sensiblement l'orthogonalité polarimétrique de la source. Une fois l'échantillon illuminé, le signal réfléchi est réinjecté dans la fibre et envoyé sur une photodiode de grande bande passante via un circulateur non polarisant.

La technique a été validée en plaçant tout d'abord un polariseur linéaire à  $45^\circ$  des directions de polarisations du champ incident pour obtenir le battement maximal dans différentes conditions expérimentales. Une fois cette étape de calibrage effectuée, des mesures ont été réalisées afin de comparer le degré de polarisation obtenu avec la technique DSOB et à partir d'une mesure standard du vecteur de Stokes en espace libre [3]. Les résultats obtenus sur différents types d'échantillons ayant différents pouvoirs dépolarisants (Fig. 2) valident la pertinence de cette approche.

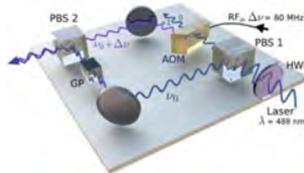


Fig. 3 : Source bi-fréquence bi-polarisation à 488nm

#### 4. PREMIERES IMAGES

Nous avons étendu ce principe de mesure à un système imageant dans le visible. Pour cela une source à états de polarisation orthogonaux et décalés en fréquence a été réalisée à 488 nm (Fig. 3). Elle met en œuvre un laser commercial de 40 mW monomode (488nm) dont le faisceau est divisé en deux bras de polarisations orthogonales. Un des bras est décalé en fréquence ( $\Delta\nu=80\text{MHz}$ ) par un modulateur acousto-optique. Les deux bras sont ensuite recombinaés avec un cube polarisant. La source bi-fréquence ainsi formée est dirigée sur l'échantillon à travers un microscope confocal à balayage.

La Fig. 4 illustre les images réalisées sur une aile antérieure de papillon Morpho et obtenues en un seul scan de l'échantillon [4], l'intensité continue, l'amplitude et la phase du battement étant mesurées simultanément via une détection synchrone. L'image d'intensité moyenne (a) met en évidence les zones de forte réflectivité. L'amplitude du battement (b) apporte les mêmes informations tandis que l'image de phase (c) présente des discontinuités notables d'une région à une autre. A partir de l'Eq. (1), l'image de contraste (d) est calculée. Elle révèle des structures horizontales présentant un comportement fortement dépolarisant, information n'apparaissant pas sur les deux images d'intensité. Ces résultats sont très encourageants pour la caractérisation polarimétrique d'échantillons à cadence vidéo. En effet, nous venons de réduire le temps d'acquisition de l'ensemble de l'image à une seconde en utilisant des miroirs de scan galvanométriques.

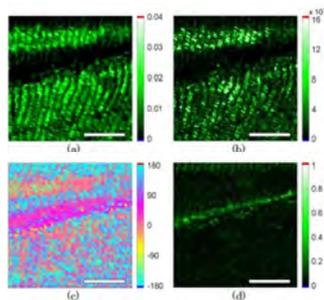


Fig. 4 : Images réalisées sur une aile de papillon Morpho montrant l'intensité moyenne (a), l'amplitude du battement (b), la phase du battement (c) et le contraste (d). La barre d'échelle blanche représente 1 mm et la taille des images est 1800x150 pixels.

#### CONCLUSION

La technique DSOB permet de mesurer directement la dépolarisation d'une scène à une vitesse importante ( $<1\mu\text{s}$  si  $\Delta\nu < 1\text{ GHz}$ ) et à distance via le déport par fibre optique. Cette approche est potentiellement très prometteuse pour révéler de nouveaux contrastes en endoscopie mais également pour réaliser des images spectro-polarimétriques puisque cette technique ne fait plus intervenir de composant polarimétrique sensible à la longueur d'onde.

#### REFERENCES

- [1] J. Desroches, D. Pagnoux, F. Louradour, A. Barthélémy, "Fiber-optic device for endoscopic polarization imaging", *Opt. Lett.*, vol. 34, pp. 3409-3411, 2009.
- [2] S. Manhas, J. Vizet, S. Deby et al., "Demonstration of full  $4\times 4$  Mueller polarimetry through an optical fiber for endoscopic applications", *Opt. Exp.*, vol. 23, n°3, p. 3047-3054, 2015.
- [3] J. Fade et M. Alouini, "Depolarization remote sensing by orthogonality breaking", *Phy. Rev. Let.*, vol 109, 043901, 2012.
- [4] E. Schaub, J. Fade, N. Ortega-Quijano, C. Hamel, et M. Alouini. « Polarimetric contrast microscopy by orthogonality breaking », *J. Opt.*, vol. 16, 122001, 2014.

## MESURES Mlines DE L'INDICE DE RÉFRACTION DANS LE MOYEN INFRAROUGE DE $\text{GaSb}$ ET $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{AsSb}$ ADAPTÉ EN MAILLE SUR $\text{GaSb}$

Sophie Roux<sup>1</sup>, Pierre Barritault<sup>2</sup>, Olivier Lartigue<sup>2</sup>, Laurent Cerutti<sup>3</sup>, Eric Tournié<sup>3</sup>, Bruno Gérard<sup>4</sup>, Arnaud Grisard<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Thales Research & Technology, 1 av. Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France

<sup>2</sup> CEA-LETI, MINATEC Campus, 17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 9, France

<sup>3</sup> Université de Montpellier – CNRS – UMR 5214, IES, Campus St Priest, 34095 Montpellier Cedex 5, France

<sup>4</sup> III-V Lab, 1 av. Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France

[sophie.roux@thalesgroup.com](mailto:sophie.roux@thalesgroup.com)

### RÉSUMÉ

Nous avons mesuré par la méthode Mlines l'indice de réfraction de  $\text{GaSb}$  pour différents dopages et de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{AsSb}$  pour différentes compositions dans la gamme de 0,17-0,57 eV et en polarisation TE. Nous avons établi les lois de variation correspondantes.

**MOTS-CLEFS :** Mlines ; Guide d'onde ;  $\text{GaSb}$  ;  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{AsSb}$ .

### 1. INTRODUCTION

Dans le cas des antimoniures, des modèles assez robustes existent pour décrire la dispersion de l'indice de réfraction [1], mais ils ne permettent pas toujours d'atteindre la précision et/ou la gamme de longueur d'onde voulues. C'est pourquoi la mesure précise de l'indice de réfraction, *a fortiori* pour les matériaux quaternaires, est une information rare et recherchée. Elle est en particulier nécessaire à nos modélisations de guides d'onde en antimoniures à des fins de conversion de fréquence par quasi-accord de phase (QAP). Cela nous permet d'affiner la prévision des fréquences générées en fonction de la période de QAP. Dans ce travail, nous avons mesuré l'indice de réfraction de  $\text{GaSb}$ , homo-épitaxié ou hétéro-épitaxié, avec différents niveaux de dopage, et de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{AsSb}$  adapté en maille sur  $\text{GaSb}$  en fonction de la fraction d'aluminium.

### 2. DESCRIPTION DE LA MÉTHODE DE MESURE

La méthode de mesure Mlines [2] consiste à déterminer les indices effectifs, à la longueur d'onde de la source utilisée, des modes TE ou TM se propageant dans un guide plan. Le couplage de la lumière dans chacun des modes guidés se fait par l'intermédiaire d'un prisme, ici en germanium, pour des angles d'incidence particuliers. Ce couplage est mesuré en réflexion sur un détecteur révélant pour ces angles de forts pics d'absorption. On en déduit autant d'indices effectifs qu'il y a de modes plans guidés dans la polarisation considérée.

Il est alors possible de réaliser des simulations calculant l'indice effectif  $n_{\text{eff\_simulé}}$  pour des indices et des épaisseurs de la couche d'intérêt notés (n,e) variables. On trouve alors, pour chacun des modes guidés, une courbe représentant les couples (n,e) possibles tels que  $n_{\text{eff\_exp}} = n_{\text{eff\_simulé}}$ .

Afin de visualiser et déterminer une solution unique pour le couple (n,e), on trace une cartographie en deux dimensions de la différence  $|n_{\text{eff\_exp}} - n_{\text{eff\_simulé}}|$ , en fonction de l'indice et de l'épaisseur de la couche, et ce pour chaque mode guidé. L'intersection des courbes obtenues nous permet alors de remonter à une solution unique. Un minimum de deux modes guidés de même polarisation est nécessaire pour trouver cette solution.

La figure 1 (a) illustre ce principe pour l'alliage  $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{AsSb}$ . Sur la figure 1 (b) est représentée la moyenne des différentes courbes de la figure 1 (a), pour en extraire le couple (n,e).

Elle se présente sous forme d'ellipse dont le barycentre correspond au couple solution  $(n, e)$  et l'extension nous donne l'incertitude de mesure. Cette dernière est directement liée à l'incertitude sur l'angle de couplage  $\Delta\theta=0.01^\circ$  qui correspond ici à un écart-type de  $\sigma_{n_{\text{eff}}}=5.10^{-4}$ . Elle donne une incertitude sur la mesure de l'indice de deux fois l'écart-type, soit  $1.10^{-3}$ . Dans le cas représenté sur la figure 1, on en déduit une valeur d'indice  $n=3.78 \pm 0.001$ .

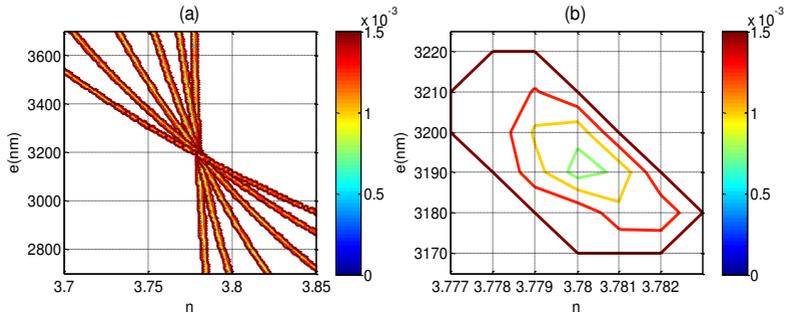


Fig. 1 : (a) Cartographie de la différence  $|n_{\text{eff\_exp}} - n_{\text{eff\_simule}}|$  en fonction de l'indice et de l'épaisseur à 2,15  $\mu\text{m}$  pour les 6 modes TE guidés dans la couche d' $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{AsSb}$ . (b) Cartographie de la valeur moyenne de  $|n_{\text{eff\_exp}} - n_{\text{eff\_simule}}|$  obtenue à partir des 6 modes TE guidés.

### 3. DESCRIPTION DES ÉCHANTILLONS

Ces mesures ont été réalisées pour différentes longueurs d'onde dans des guides plans dans lesquels le mode guidé se propage dans la couche d'intérêt. L'ensemble des guides plans a été réalisé par épitaxie par jets moléculaires sur des substrats de GaSb ou de GaAs orientés (100). L'épaisseur des couches réalisées est comprise entre 3,5 et 5,5  $\mu\text{m}$ .

Le guide plan le plus simple à réaliser pour mesurer l'indice du GaSb consiste à épitaxier environ 5  $\mu\text{m}$  de GaSb sur un substrat de GaAs, ceci a été réalisé pour des dopages de type n à  $3.7.10^{17}\text{cm}^{-3}$ ,  $1.3.10^{16}\text{cm}^{-3}$  et un échantillon non intentionnellement dopé. Dans ce dernier cas, le dopage résiduel est de type p à  $2.5.10^{16}\text{cm}^{-3}$ . Afin de voir l'influence sur l'indice de l'hétéro-épitaxie, nous avons également réalisé un échantillon homo-épitaxié sur un substrat de GaSb, en insérant une couche de confinement de bas indice en  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{AsSb}$  entre la couche d'intérêt et le substrat.

Par ailleurs, trois structures ont été fabriquées pour mesurer l'indice de quaternaires  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{AsSb}$  accordés en maille sur GaSb avec une fraction d'aluminium entre 10 et 50%.

### 4. RÉSULTATS

A partir des mesures réalisées sur trois échantillons de GaSb ayant divers dopages, homo- ou hétéro-épitaxiés sur GaAs, nous pouvons tracer les courbes de la figure 2. On n'observe pas de différence significative entre les indices des deux dopages les plus faibles, ni entre ceux des matériaux homo- et hétéro-épitaxiés. Néanmoins, pour le dopage le plus fort, la différence est notable et s'accroît avec la longueur d'onde. On peut réaliser une approximation passant par ces points et correspondant à la loi de dispersion évoquée dans [1] avec  $E_T=0,725\text{ eV}$ . Ceci nous confirme que nous sommes proches des valeurs et des lois théoriques. De plus, [3] confirme que l'on atteint, dans le cas le plus dopé, une différence d'indice  $\Delta n=0,058$  à 0,17 eV, tandis que pour de plus faibles dopages,  $\Delta n \leq 0,002$  à la même énergie. Autrement dit, seul l'indice de réfraction de l'échantillon le plus fortement dopé est discernable des autres par cette méthode de mesure.

A partir de 3 échantillons réalisés pour la mesure du quaternaire  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{AsSb}$ , nous pouvons tracer une courbe d'évolution de l'indice de réfraction avec la proportion d'aluminium. La figure 3 révèle une évolution linéaire de l'indice avec la fraction d'aluminium dans la gamme étudiée.

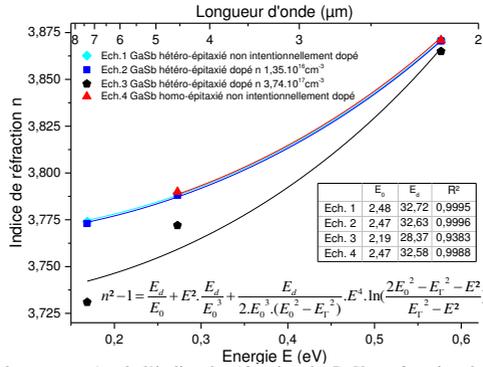


Fig. 2 : Valeurs mesurées de l’indice de réfraction du GaSb en fonction de l’énergie E superposées à leurs courbes d’approximation (en trait plein) dont les paramètres sont précisés dans l’insert.

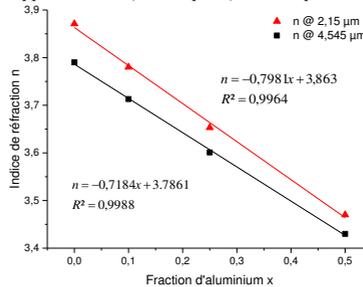


Fig. 3 : Valeurs mesurées de l’indice de réfraction de  $Al_xGa_{1-x}AsSb$  accordé en maille sur GaSb en fonction de la fraction d’aluminium x à 2,15 et 4,545  $\mu m$ .

**CONCLUSION**

Ces mesures permettent, pour la première fois à notre connaissance, de quantifier l’évolution de l’indice de réfraction du GaSb pour de forts dopages dans le moyen infrarouge, ainsi que de constater que l’indice varie de façon quasi négligeable pour de faibles dopages. L’ $Al_xGa_{1-x}AsSb$  accordé en maille sur GaSb a également été étudié pour différentes compositions, ce qui nous a permis de déduire des lois de variation linéaires de l’indice de réfraction avec la fraction d’aluminium. La précision de  $10^{-3}$  sur l’indice nous permet d’avoir une précision autour de 1% sur la période de quasi-accord de phase dans le moyen infrarouge.

**REMERCIEMENTS**

Ce travail est financé en partie par le Programme Investissements d’Avenir (EquipEx EXTRA, ANR-11-EQPX-0016), par la DGA et par l’ANR (Great GaSby, ANR-13-ASTR-0034).

**RÉFÉRENCES**

[1] C. Alibert, M. Skouri, A. Joulie, M. Benouna, and S. Sadiq, “Refractive indices of AlSb and GaSb-lattice-matched in the transparent wavelength region,” *J. Appl. Phys.*, vol. 69, no. 5, pp. 3208–3212, 1991.

[2] P. Barritault, M. Brun, P. Labeye, O. Lartigue *et al.*, “Mlines characterization of the refractive index profile of SiGe gradient waveguides at 2.15  $\mu m$ ,” *Optics express*, vol. 21, no. 9, pp. 11506–11515, 2013.

[3] B. R. Bennett, R. A. Soref, and J. A. Del Alamo, “Carrier-Induced Change in Refractive Index of InP, GaAs, and InGaAsP,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, no. 1, pp. 113–122, 1990.

## CARACTÉRISATION SPECTRO-RF D'UN RÉSONATEUR OPTIQUE FIBRÉ

Zeina Abdallah<sup>1,2</sup>, Yann G. Boucher<sup>3,4</sup>, Arnaud Fernandez<sup>1</sup>, Stéphane Balac<sup>5</sup>, Olivier Llopis<sup>1</sup>

<sup>1</sup> CNRS LAAS, 7 Avenue du Colonel Roche, F-31031 Toulouse, France

<sup>2</sup> CNES, 18 avenue Edouard Belin, 31410 Toulouse Cedex 4, France

<sup>3</sup> Laboratoire FOTON, UMR CNRS 6082, ENSSAT, CS 80518, 22305 Lannion, France

<sup>4</sup> ENIB, CS 73862, 29238 Brest Cedex 3, France

<sup>5</sup> IRMAR, UMR CNRS 6625, Campus de Beaulieu, CS 74205, 35042 Rennes, France

[zabdalla@laas.fr](mailto:zabdalla@laas.fr)

### RÉSUMÉ

L'objectif de cet article est de présenter une technique de métrologie permettant de mesurer la fonction de transfert complexe d'un résonateur optique fibré avec une résolution de l'ordre du Hz. L'interprétation des résultats expérimentaux par une modélisation analytique simple démontrera la faculté d'acquérir les différentes caractéristiques et le régime de couplage du résonateur mesuré.

**MOTS-CLEFS** : résonateur optique, dispositif optoélectronique

### 1. INTRODUCTION

Les résonateurs optiques de facteur de qualité  $Q$  élevé sont à ce jour largement utilisés dans de nombreuses applications telles que la synthèse microonde à faible bruit de phase, la génération de peigne de fréquences ou les capteurs. Qu'il s'agisse d'un micro-résonateur ou d'un résonateur fibré, une connaissance fine de ses propriétés s'impose afin de bien maîtriser le régime de couplage désiré et d'être à même d'introduire les paramètres du résonateur dans un modèle système. Le dispositif de mesure élaboré vise à acquérir une connaissance complète des paramètres de la fonction de transfert complexe caractérisant le résonateur optique étudié, qu'il soit constitué d'un seul coupleur ou bien de deux coupleurs (configuration *add/drop*). Nous montrerons plus particulièrement que le profil global et la pente de la transition de phase (argument de la fonction de transfert) à la résonance permettent de définir le régime de couplage et de dimensionner les paramètres essentiels du résonateur : le coefficient de transmission  $\rho$  et les pertes intra-cavité  $a$ .

### 2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

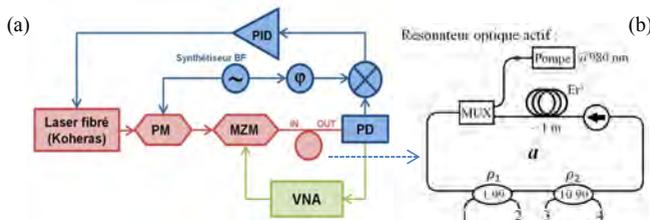


Figure 1: (a) Dispositif de métrologie "Spectro RF"; (b) Schéma du résonateur optique fibré et actif.

Le schéma du dispositif de métrologie « Spectro RF » est représenté sur la Figure 1 [1]. Par l'utilisation d'un analyseur de réseau vectoriel (Vectorial Network Analyzer : VNA), ce dispositif permet de mesurer, dans le domaine microonde, les propriétés optiques des résonateurs avec une précision pouvant atteindre 1 Hz. Le principe de cette caractérisation consiste tout d'abord à verrouiller un laser sur une fréquence de résonance du résonateur sous test à l'aide de la technique de stabilisation de Pound-Drever-Hall [2][3] (Figure 1, trait bleu) en agissant sur le composant

piézo-électrique du laser fibré. Ensuite, un signal RF (~10 GHz) émis par le VNA est injecté sur un modulateur électro-optique de Mach-Zehnder (MZM), générant ainsi des bandes latérales de modulation au voisinage de la porteuse optique du laser, lesquelles sont ensuite injectées dans le résonateur fibré à étudier. Le battement photodétecté est finalement récupéré au port 2 du VNA. Le module et l'argument de la fonction de transfert du résonateur optique sont affichés directement par le VNA. À partir du module, les caractéristiques classiques du résonateur optique peuvent être déterminées, comme l'intervalle spectral libre (ISL), la largeur à mi-hauteur, les pertes d'insertion et le coefficient de qualité [1]. Nous montrons par cette étude que l'argument de la fonction de transfert permet d'obtenir des caractéristiques supplémentaires, et en particulier d'étudier en détail les conditions de couplage du résonateur.

3. MODÈLE ANALYTIQUE SIMPLIFIÉ

En régime linéaire un résonateur optique est idéalement caractérisé [4] par trois paramètres :  $\rho$  la transmission directe du coupleur (supposé idéal, symétrique et sans pertes) ;  $\varphi$  la phase sur un tour d'anneau ; et  $a$  le coefficient (réel positif) d'atténuation ou d'amplification, en amplitude, sur un même tour. La dépendance temporelle est prise en  $e^{+j\omega t}$ . Ainsi la fonction de transfert en amplitude complexe s'écrit [4]:  $A(\varphi) = |A|e^{-j\theta} = \frac{\rho - a e^{-j\varphi}}{1 - a\rho e^{-j\varphi}}$

Une représentation de  $|A(\varphi)|^2$  en fonction des différents régimes de couplage possibles est donnée dans la Figure 2.

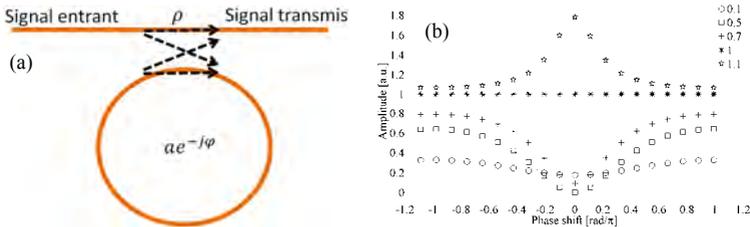


Figure 2: (a) Schéma du résonateur à un coupleur étudié. (b)  $|A(\varphi)|^2$  en fonction du coefficient  $a$  pour un coefficient de transmission du coupleur  $\rho=0.5$ . Régime de sous couplage :  $a = 0.1$  ; couplage critique :  $a = 0.5$  ; sur-couplage :  $a = 0.7$  ; transparence :  $a = 1$  ; amplification sélective :  $a = 1.1$ .

Il est intéressant d'exprimer l'argument de  $A(\varphi)$  noté  $\theta(\varphi)$  et plus précisément la valeur de sa pente de phase à la résonance notée  $F_D$  ou facteur de dispersion :

$$\theta(\varphi) = \text{atan}\left(\frac{a\rho \sin(\varphi)}{1 - a\rho \cos(\varphi)}\right) - \text{atan}\left(\frac{a \sin(\varphi)}{\rho - a \cos(\varphi)}\right) + cte$$

$$F_D = \left. \frac{d\theta(\varphi)}{d\varphi} \right|_{\varphi=0} = \frac{a(1 - \rho^2)}{(1 - a\rho)(a - \rho)}$$

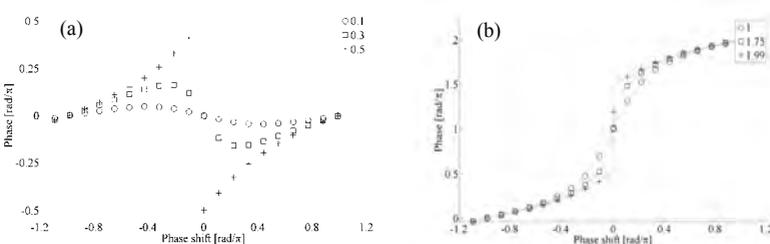


Figure 3: Représentation de  $\theta(\varphi)$  en fonction de  $a$  pour  $\rho = 0.5$  avec (a)  $\rho \geq a$ . (b)  $\rho < a < 1/\rho$

Notons que sur la Figure 3 est représenté le profil caractéristique de  $\varphi(\varphi)$  pour les cas  $\rho > a$  et  $\rho < a < 1/\rho$ . Pour  $\rho = a$ ,  $F_D$  n'est pas défini car  $\varphi(\varphi)$  est discontinue en  $\varphi = 0$ .

#### 4. RÉSULTATS ET INTERPRÉTATIONS

Afin de démontrer la possibilité de retrouver les propriétés d'un résonateur avec le dispositif « Spectro-RF », nous avons mis au point une cavité optique fibrée dite active (Figure 1(b)) en insérant un amplificateur à fibre dopée Erbium dans un résonateur constitué de deux coupleurs (10:90 et 1:99). En jouant sur le courant du laser de pompe, il est possible de varier les pertes intra-cavité i.e. de modifier le paramètre  $a$ .

Les résultats d'acquisition au VNA de l'argument de  $A(\varphi)$  pour différents courants de pompe sont illustrés par la Figure 4. Ces résultats illustrent bien qu'à faible courant de pompe ( $I = 46$  mA, Figure 4(a)), le résonateur est en régime de sous-couplage ( $a < \rho$ ) comme illustré en Figure 3(a) avec une excursion de phase  $\varphi$  limitée au domaine  $[-\pi/2, \pi/2]$  et un facteur de dispersion  $F_D$  négatif dont la mesure nous indique une valeur du paramètre  $a$  inférieure à 1. Pour des courants plus élevés, le profil de phase traduit bien le changement de régime de couplage avec une excursion de phase de  $2\pi$  sur un ISL et  $F_D$  positif qui augmente avec le courant de pompe (Figure 4(b)).

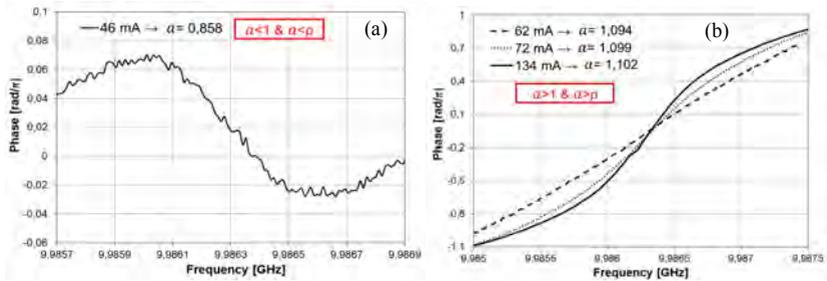


Figure 4 : Mesure de l'argument de la fonction de transfert : (a) régime de sous-couplage (b) régime d'amplification sélective.

#### CONCLUSION

Nous avons montré l'intérêt de la technique « Spectro RF » dans sa capacité à mesurer la fonction de transfert d'une cavité résonante. De plus, l'adéquation des mesures avec un modèle analytique simple s'avère encourageante pour une détermination plus précise de tous les paramètres d'un dispositif résonant.

#### RÉFÉRENCES

- [1] P. H. Merrer, K. Saleh, O. Llopis, S. Berneschi, F. Cosi, and G. Nunzi Conti, "Characterization technique of optical whispering gallery mode resonators in the microwave frequency domain for optoelectronic oscillators", *Appl. Opt.* 51, pp. 4742-4748, 2002.
- [2] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator", *Appl. Phys. B*, vol. 31, pp. 97-105, 1983.
- [3] P. H. Merrer, O. Llopis, and G. Cibiel, "Laser Stabilization on a Fiber Ring Resonator and Application to RF Filtering", *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 20, n°16, pp. 1399-1401, Aug. 2008.
- [4] A. Yariv, "Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides", *Electronics Letters*, vol. 36, n° 14, pp. 321-322, 2000.

**Remerciements** : Cette étude est soutenue par la région Midi-Pyrénées (contrat Optimilliref), le CNES et la DGA (contrat EDA Hippomos).

## ETUDE DES FIBRES GERMANOSILICATES PAR CATHODOLUMINESCENCE ET PAR ANALYSE DISPERSIVE EN ENERGIE (EDX)

I.Reghioua<sup>1,2</sup>, S.Girard<sup>1</sup>, M.Fanetti<sup>2</sup>, L.Martin-Samos<sup>-2</sup>, A.Boukenter<sup>1</sup>  
et Y.Ouerdane<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Laboratoire: materials research, Université de Nova Gorica, Vipavska 11c  
SI-5270 Ajdovščina, Slovénie.  
[imene.reghioua@univ-st-etienne.fr](mailto:imene.reghioua@univ-st-etienne.fr)

### RÉSUMÉ

Des mesures de cathodoluminescence (CL) ont été menées sur des fibres optiques germanosilicates afin de caractériser la répartition spatiale des défauts précurseurs présents dans les fibres optiques ainsi que de ceux induits par l'irradiation électronique associée aux mesures CL. Les spectres CL ont été mesurés dans la gamme spectrale 350nm à 700 nm avec une résolution spatiale de l'ordre du micron. Le mécanisme relatif au blanchiment observé des défauts GLPC émettant à 400nm dans le cœur dopé au Ge a été étudié par imagerie CL monochromatique. Cette dernière montre que la concentration de ces défauts dépend à la fois de la concentration du Ge et du procédé de fabrication de la fibre optique.

**MOTS-CLEFS** : fibre optique, défauts ponctuels, radiations, cathodoluminescence.

### 1. INTRODUCTION

Aujourd'hui, l'utilisation des fibres optiques n'est plus limitée au domaine des télécommunications, mais s'est fortement étendue à d'autres applications, notamment celles associées à des environnements extrêmes, par exemple radiatifs. Pour cela, elles possèdent de nombreux avantages par comparaison à d'autres technologies comme l'électronique et généralement une meilleure tenue aux radiations. Parmi la diversité des fibres optiques, celles dopées au germanium sont les plus courantes, ce dopant servant à augmenter l'indice de réfraction du cœur, ce qui permet le guidage de la lumière sur de très longues distances. Les fibres optiques subissent cependant les effets des radiations ionisantes qui principalement dégradent leurs propriétés de transmission via la génération de défauts ponctuels absorbants. Il est important donc, de jouer sur les paramètres intrinsèques des fibres optiques (*composition, géométrie et procédure de fabrication*), pour être capable de concevoir des guides d'onde tolérants aux contraintes radiatives associées à l'application visée : nature du rayonnement, énergie, dose, débit de dose, température.... Dans ce but, nous cherchons à corréler des études expérimentales spectroscopiques, avec des travaux de simulations *ab initio* des défauts ponctuels, afin d'atteindre une approche couplée qui pourra mieux expliquer les mécanismes de création, conversion et de blanchiments des défauts ponctuels dans les fibres optiques[1]. Ici, nous allons nous intéresser à l'étude des défauts luminescents sous excitation électronique dans les fibres optiques dopées au germanium.

### 2. CONDITIONS EXPERIMENTALES

Les expériences CL et EDX ont été faites au laboratoire des matériaux, à l'université de Nova Gorica, Slovénie, en utilisant un MEB (microscope électronique à balayage) de type JEOL, équipé par l'instrument GATAN MONOCL4 pour la cathodoluminescence et d'un détecteur EDX (Energy-dispersive X ray Spectroscopy) de type OXFORD AZtec 2.0 SP1 pour l'analyse chimique.

Les spectres obtenus sont automatiquement corrigés par rapport à la fonction de transfert du système complet. Le faisceau électronique d'excitation choisi pour ces essais avait une énergie de 10 keV, et un courant de 15 nA, la taille du faisceau est ajustable en fonction du type de mesures (spectres CL, imagerie CL).

La fibre optique testée, d'un diamètre de 125  $\mu\text{m}$ , possède un cœur à base de silice dopée à deux niveaux de germanium dans le cœur, qui fait 62.5  $\mu\text{m}$  de diamètre. Il est nécessaire de mentionner qu'afin d'éviter l'effet de charge, nous avons déposé une couche de 5 nm de Au/Pd sur la surface des échantillons utilisés pour les mesures CL ou EDX.

### 3. RESULTATS ET DISCUSSION

La figure 1.a ci-dessous, présente une image EDX du Ge dans la fibre tandis que la figure 1.b illustre les distributions du Ge et du Cl le long de son diamètre.

Nous pouvons clairement différencier les deux niveaux de Ge attendus dans cet échantillon, le premier est d'environ 9 wt%, alors que le deuxième est d'environ 5 wt%. Ces deux niveaux vont nous permettre d'appréhender la relation entre la concentration de Ge et celle des défauts luminescents. Nous notons aussi, la faible présence de l'impureté Cl (environ 0,3 wt%), qui est inhérente au procédé de fabrication de la fibre optique utilisé par iXFiber SAS, France : Modified Chemical Vapour Deposition.

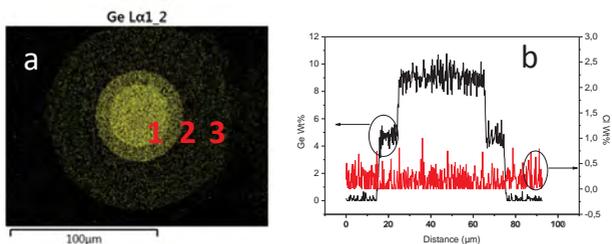


Fig. 1 : Analyse chimique de la fibre optique dopée Ge, a)Cartographie EDX du Ge. b). Distributions radiales du Ge et de l'impureté chlore dans la fibre.

Nous appelons par la suite « zone 1 » : la partie centrale du cœur d'environ 40  $\mu\text{m}$  de diamètre fortement dopée Ge, « Zone 2 » le deuxième anneau faiblement dopé Ge (épaisseur d'environ 10  $\mu\text{m}$ ) et « Zone 3 » la gaine optique en silice pure.

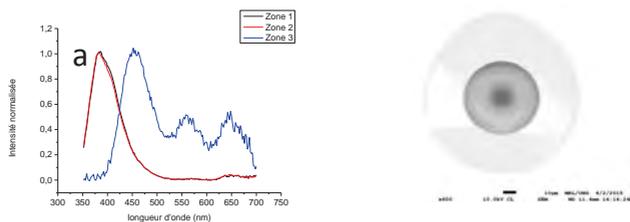


Fig. 2 : a)Spectres CL normalisés obtenus dans les 3 différentes zones. b) Image CL panchromatique (toute la luminescence est intégrée) de la section transverse de la fibre.

La figure 2.a présente un exemple typique des spectres CL normalisés caractéristiques des 3 différentes zones de la fibre dopée Ge. Les spectres obtenus dans les zones 1 et 2 sont identiques et caractéristique de la bande de luminescence à 400 nm des défauts GLPC (Germanium Lone Pair Centers) [2]. Nous observons dans la figure 2.b, que les défauts luminescents sont très nombreux dans le cœur tandis qu'une très faible luminescence multicomposée existe dans la gaine optique.

Afin de mieux appréhender l'effet de l'irradiation électronique inhérente aux mesures CL sur la fibre sous test, nous avons pris deux images monochromatiques centrées autour de la bande 400nm (GLPC) très rapidement et une seconde après une exposition aux électrons de 10 keV pendant une durée de 30 minutes (temps d'irradiation). Les figures 3.a et 3.b présentent les profils d'intensité de la luminescence associée aux seuls GLPC, le long du diamètre du cœur, avant (fig. 3.a) et après 30 minutes d'irradiation (fig.3.b).

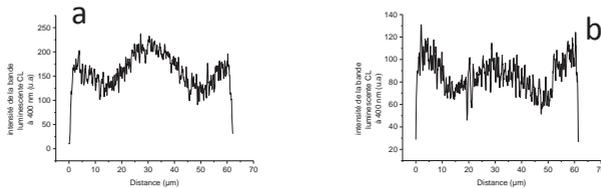


Fig.3 : a) Profil d'intensité de la luminescence CL à 400 nm sans pré-irradiation. b) après 30 minutes d'exposition aux électrons de 10 keV

Après irradiation, l'intensité de la luminescence émise par les GLPC dans les deux zones du cœur diminue tandis que les rapports d'amplitude entre les deux zones s'inversent. Contrairement au cas sans pré-irradiation, plus de défauts luminescents sont observés dans la zone 2 que dans la zone 1, où il y a pourtant moins de Ge après irradiation. Ce comportement complexe s'explique probablement par l'influence des contraintes piégées dans la fibre optique lors de son élaboration qui favorise la création de ces centres précurseurs, en particulier aux interfaces cœur/gaine et au centre du cœur (phase de rétreint).

## CONCLUSION

La concentration des défauts GLPC diminue avec l'irradiation, ce qui avait déjà été observé sous irradiation gamma [3]. En revanche, contrairement à l'irradiation gamma, le profil de distribution des GLPC le long du diamètre ne change pas sous irradiation électronique. Toutefois, nous avons observé que plus la concentration en Ge est importante, plus la concentration des défauts GLPC diminue après une irradiation électronique. Ceci peut s'expliquer par un mécanisme de conversion entre deux défauts: le GLPC et le Ge(2) [4]. Cette hypothèse sera évaluée en utilisant des calculs *ab initio* sur des cellules de silice dopées au Germanium de tailles adaptées pour reproduire les deux niveaux de dopage de notre échantillon.

## REFERENCES

- [1] L. Giacomazzi et al, "Ge(2), Ge(1) and Ge-E' centers in irradiated Ge-doped silica: a first-principles EPR study", *Optical Materials Express*, vol. 5(5), pp. 1054-1064 (2015).
- [2] L. N. Skuja, "Isoelectronic series of twofold coordinated Si, Ge, and Sn atoms in glassy SiO<sub>2</sub>: a luminescence study" *J. Non-Cryst. Solids* 149(1-2), 77-95 (1992).
- [3] D. Di Francesca et al, " X-ray irradiation effets on fluorine-doped germanosilicate optical fibres ", *Optical Materials Express*, vol. 4(8), pp. 1683-1695 (2014).
- [4] A. Alessi et al, "Evolution of photo-induced defects in Ge-doped fiber/preform : influence of the drawing, *Optics Express*, vol. 19(12), pp. 11680-11690 (2011).

## DEVELOPPEMENT D'UN ENDOSCOPE NON LINEAIRE UTILISANT UNE FIBRE CREUSE KAGOMÉ A DOUBLE GAINÉ

**Alberto Lombardini<sup>1</sup>, Xueqin Chen<sup>1</sup>, Siddharth Sivankutty<sup>1</sup>, Jérôme Wenger<sup>1</sup>, Rémi Habert<sup>2</sup>,  
Coralie Fourcade-Dutin<sup>2</sup>, Esben Ravn Andresen<sup>1</sup>, Alexandre Kudlinski<sup>1</sup> et Hervé Rigneault<sup>1</sup>**

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

<sup>2</sup> Université Lille 1, IRCICA, Laboratoire PhLAM, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

alberto.lombardini@fresnel.fr

### RÉSUMÉ

Pouvoir étendre les techniques d'imagerie non linéaires en endoscopie représente un enjeu important pour la recherche et les applications cliniques. En effet, ces contrastes non linéaires s'affranchissent de marqueurs fluorescents et trouvent leur intérêt dans l'imagerie directe des tissus. Une des difficultés consiste à développer des sondes fibrées pouvant transmettre des impulsions ultra-courtes, condition nécessaire à l'activation des contrastes non linéaires. Par ailleurs il s'agit de mettre en place un dispositif de balayage du faisceau laser en partie distale de fibre optique.

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

**MOTS-CLEFS :** *Microscopie non lineaire; Endoscopie; Fibre Kagomé ; Double Gainé*

### INTRODUCTION

La microscopie optique non-linéaire (NLOM) représente actuellement un outil puissant en imagerie biomédicale. Notamment les techniques d'imagerie basées sur fluorescence bi-photon (TPEF), génération de seconde harmonique (SHG) et diffusion Raman cohérent (CRS) permettent une imagerie sub-micrométrique de tissus vivants qui est chimiquement spécifique sans avoir recours à des marqueurs fluorescents [1-3]. NLOM a un fort potentiel dans des applications cliniques, allant de la diagnostique de cancers jusqu'au guidage de chirurgies [4]. Le problème qui subsiste pour imagerie par NLOM en profondeur dans les tissus provient de la diffusion et de l'absorption des ondes visibles et proche-infrarouges, en conséquence la pénétration de la lumière est bornée à quelques centaines de microns. Le développement d'endoscopes non-linéaires capables de réaliser une imagerie de tissus plus profonds et d'accéder des organes internes donne la perspective de pouvoir appliquer de NLOM à la recherche *in vivo* et au diagnostic [3,5]. Un point critique dans le développement de tels endoscopes est l'acheminement d'impulsions ultra-brèves destinées à exciter de la fluorescence dans le plan de l'échantillon. Par exemple le mélange à quatre ondes dans la fibre est un effet non désiré qui dégrade le contraste des images CRS [6]. Les fibres à cœur creux peuvent remédier à cette situation puisque les interactions non-linéaires sont réduites lorsque la propagation se fait dans le cœur en air au lieu de silice [7]. De plus, dans le type de fibre à cœur creux dit Kagomé la dispersion chromatique (GVD) est très faible [9], ce qui est bénéfique pour

l'acheminement d'impulsions ultra-brèves, et la bande de transmission est beaucoup plus large qu'elle n'est dans les fibres creuses plus standards dites fibres à bande interdite photonique. Nous proposons l'utilisation d'une fibre Kagomé à double gaine dans un endoscope non-linéaire. Son spectre de transmission très large permet une accordabilité en longueur d'onde adaptée pour l'imagerie non-linéaire, alors que la rétro-collection du signal généré est possible grâce à une double gaine dédiée en silice.

### FIBRE KAGOME A DOUBLE GAIN ET A CŒUR CREUX

La fibre Kagomé est un nouveau type de fibre à cœur creux [8]. Le confinement de la lumière dans le cœur est le résultat d'un couplage inhibé entre les modes du cœur et les modes de la gaine [9]. La conséquence est une bande de transmission très large dans la fibre Kagomé comparé aux fibres à bande interdite photonique. Cette caractéristique a déjà été exploitée pour réaliser des sondes Raman basées sur fibre Kagomé [11]. La figure 1(a) montre une micrographie SEM de la fibre Kagomé à double gaine conçue et fabriquée spécifiquement pour ces travaux. La figure 1(b) montre une image agrandie de la zone du cœur. La bande de transmission s'étend de 680 nm à 1100 nm avec atténuation inférieure à 5 dB/m [Fig. 1(c)]. Le minimum de 2 dB/m est atteint entre 800 nm et 1000 nm, ce qui est acceptable pour un design où le cœur comprend une cellule. La GVD a été mesurée à 1 ps/nm/km à 800 nm. Un cœur annulaire secondaire en silice dédié à la collection de signaux non-linéaires a été obtenu en ajoutant un anneau de faible indice de trous d'air autour de la structure Kagomé. L'ON de ce cœur extérieur a été mesurée à 0.5 à 400 nm.

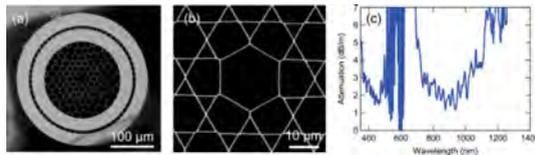


Fig. 1 : (a) Micrographie SEM et (b) image agrandie de la zone du cœur creux. (c) Spectre d'atténuation mesuré du mode guidé en air.

### EXCITATION ET COLLECTION D'UN SIGNAL NON LINEAIRE A TRAVERS UNE FIBRE KAGOME

La fibre Kagomé a été insérée dans un microscope non-linéaire afin d'acheminer le faisceau d'excitation jusqu'au plan de l'échantillon et de collecter le signal non-linéaire généré (Fig. 2). La configuration est ainsi similaire à celle rencontrée en endoscopie. En même temps, les signaux non-linéaires émis

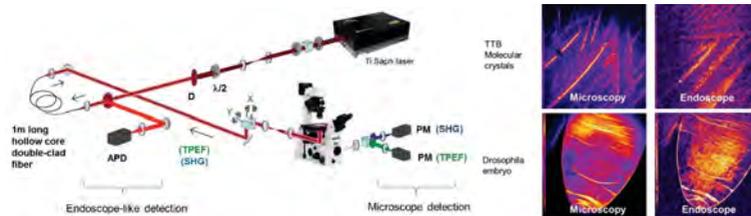


Fig. 2 : (gauche) montage expérimental et (droite) images TPEF de cristaux moléculaires TTB et d'embryons de drosophile.

peuvent aussi être collectés par des photomultiplicateurs (PMs) dans le microscope, ce qui permet de comparer les performances par rapport à une configuration de microscopie. Un laser Saphir:Ti génère des impulsions d'une durée de 200 fs accordables en longueur d'onde, convenable pour imagerie TPEF et SHG. Dans la fig. 2, on voit les images TPEF de cristaux moléculaires TTB ainsi que des embryons de drosophile ainsi obtenus. Même si le rapport signal sur bruit est meilleur dans

le cas 'microscopique', les images acquises dans l'expérience ou l'excitation et la collections sont fibrées sont de qualité acceptable.

#### ENDOSCOPE A BALAYAGE PAR FIBRE

Nous avons développé un prototype d'endoscope basé sur un tube piézo-électrique à quatre électrodes pour balayer le faisceau laser. La sortie de la fibre est imagée sur le plan de l'échantillon par un objectif de microscope. Cette méthode de balayage permet d'obtenir un champ de vue supérieur à 300 microns en diamètre. L'imagerie par cette méthode est démontrée dans Fig. 3(a)-3(b) sur une cible USAF de résolution (imagerie de transmission) et dans Fig. 3(c)-3(d) sur des billes fluorescentes avec un diamètre de 2 microns (imagerie TPEF).

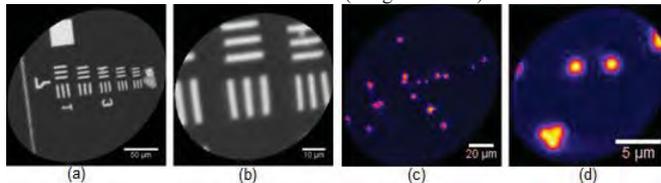


Fig. 3 : Images obtenu avec le prototype d'endoscope à balayage de fibre. (a,b) Image de transmission d'une cible de résolution USAF et (c,d) images TPEF de billes fluorescentes avec un diamètre de 2 microns.

#### CONCLUSION

La fibre Kagomé à double gaine et à cœur creux répond aux besoins de collection et d'acheminement d'impulsions sans dégradation temporelle et spectrale. Ceci permet de s'affranchir de systèmes de pré-compensation de dispersion spécifique à une longueur d'onde donnée, qui est nécessaire avec les fibres à cœur solide [12]. Nous pensons que les endoscopes utilisant une fibre Kagomé à double gaine et à cœur creux peuvent être une future solution viable pour l'imagerie non-linéaire *in vivo* et en profondeur.

#### REFERENCES

- [1] W. R. Zipfel, R. M. Williams, and W. W. Webb, "Nonlinear magic: multiphoton microscopy in the biosciences," *Nat Biotechnol* 21, 1369-1377 (2003).
- [2] C. L. Evans, and S. Xie, "Coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy: chemical imaging for biology and medicine," *Annual Review of Analytical Chemistry* 1, 883-909 (2008).
- [3] P. Leclerc et al., "Development of a versatile multiphoton microendoscope for *in vivo* deep-tissuelabel-free biomedical imaging," in *Optics in the Life Sciences, OSA Technical Digest (online)* (Optical Society of America, 2015), paper BT1A.2.
- [4] M. Ji et al., "Rapid, label-free detection of brain tumors with stimulated Raman scattering microscopy," *Science translational medicine* 5, 201ra119 (2013).
- [5] J. C. Jung, and M. J. Schnitzer, "Multiphoton endoscopy," *Optics letters* 28, 902-904 (2003).
- [6] M. Balu, G. Liu, Z. Chen, B. J. Tromberg, and E. O. Potma, "Fiber delivered probe for efficient CARS imaging of tissues," *Opt Express* 18, 2380-2388 (2010).
- [7] S. Brustlein et al., "Double-clad hollow core photonic crystal fiber for coherent Raman endoscope," *Opt Express* 19, 12562-12568 (2011).
- [8] E. J. Seibel, and Q. Y. Smithwick, "Unique features of optical scanning, single fiber endoscopy," *Lasers in surgery and medicine* 30, 177-183 (2002).
- [9] F. Couny, F. Benabid, and P. S. Light, "Large-pitch Kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber," *Optics Letters* 31, 3574-3576 (2006).
- [10] Couny, F., Benabid, F., Roberts, P. J., Light, P. S., & Raymer, M. G. (2007). Generation and photonic guidance of multi-octave optical-frequency combs. *Science*, 318(5853), 1118-1121.
- [11] P. Ghenuche, S. Rammler, N. Y. Joly, M. Scharrer, M. Frosz, J. Wenger, P. S. J. Russell, and H. Rigneault, "Kagomé hollow-core photonic crystal fiber probe for Raman spectroscopy," *Opt. Lett.* 37, 4371-4373 (2012).
- [12] M. Lelek, E. Suran, F. Louradour, A. Barthelemy, B. Viellerobe, and F. Lacombe, "Coherent femtosecond pulse shaping for the optimization of a non-linear micro-endoscope," *Optics Express* 15, 10154-10162 (2007).

## AUTOCORRELATEUR OPTIQUE LINEAIRE

M. Gay<sup>1</sup>, F. Gomez-Agis<sup>1\*</sup>, T.-H. Nguyen<sup>1</sup>, A. O'Hare<sup>1</sup>, L. Bramerie<sup>1</sup>, S. Lobo<sup>1</sup>, E. Borgne<sup>1</sup>, et J.-C. Simon<sup>1</sup>

<sup>1</sup>CNRS, UMR 6082 Foton, Université de Rennes 1, ENSSAT, 22305 Lannion, France,  
\*anciennement au laboratoire

[gay@enssat.fr](mailto:gay@enssat.fr)

### RÉSUMÉ

Nous démontrons une nouvelle méthode d'autocorrélation optique linéaire utilisant une détection homodyne cohérente pour la mesure d'impulsions courtes. L'autocorrélateur est partiellement intégré sur une plateforme InP.

**MOTS-CLEFS :** autocorrélation optique linéaire ; détection cohérente

### 1. INTRODUCTION

La technique d'autocorrélation optique pour la caractérisation temporelle d'impulsions consiste à mesurer les variations d'intensité liées au recouvrement d'une impulsion avec sa réplique retardée dans un milieu non linéaire [1]. Cette méthode implique un bon accord de phase entre les deux répliques ainsi qu'un bon contrôle du recouvrement des champs dans le cristal. Nous proposons ici une méthode simple et faisant intervenir des interactions linéaires dans une détection homodyne cohérente. Cette technique est validée à l'aide d'un composant intégré sur plateforme InP fabriqué par la fonderie JeppiX [2].

### 2. PRINCIPE DE LA TECHNIQUE

Le principe d'autocorrélation linéaire que nous utilisons ici (Fig. 1-(a)), est basé sur l'interférence d'une impulsion avec sa réplique dans un hybride 90° : le signal est d'abord divisé en deux à travers un coupleur 50/50, l'un des bras traverse une ligne à retard ( $\tau$ ) puis chaque bras est à nouveau divisé en deux, l'un d'eux subissant un déphasage de 90°. Les composantes déphasées du signal et de sa réplique sont ensuite recombinaées deux à deux puis détectées par des photodiodes à faible bande passante (ici 10 MHz). Le signal reçu sur chaque photodiode est proportionnel à :

$$i_1(t) \propto A_S(t)A_S(t-\tau) \cos(\Delta\phi + \varphi(t) - \varphi(t-\tau)) \quad (1)$$

$$i_2(t) \propto A_S(t)A_S(t-\tau) \sin(\Delta\phi + \varphi(t) - \varphi(t-\tau)) \quad (2)$$

où  $A_S(t)$  et  $A_S(t-\tau)$  sont les amplitudes de l'impulsion et de sa réplique,  $\Delta\phi$  est l'erreur de quadrature entre les bras de l'hybride,  $\varphi(t)$  et  $\varphi(t-\tau)$  sont les phases du signal et de sa réplique.

En l'absence d'erreur de quadrature et pour un signal non chirpé, la représentation de  $i_2(t)$  en fonction de  $i_1(t)$  génère un cercle de rayon proportionnel à  $A_S(t) \cdot A_S(t-\tau)$ . On retrouve l'expression du terme d'autocorrélation et on peut retrouver la largeur et la forme de l'impulsion en faisant varier le retard.

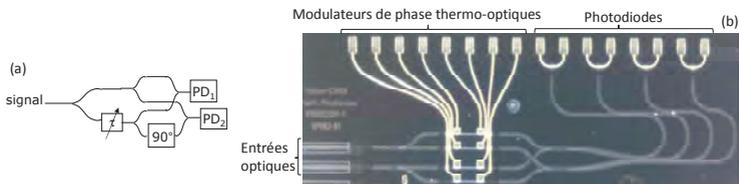


Fig. 1 : (a) Principe de l'autocorrélateur optique linéaire. (b) Photo du composant réalisé sur technologie InP.

### 3. DISPOSITIF INTEGRE

L'autocorrélateur a été partiellement intégré sur plateforme InP suite à un appel à proposition de conception du projet Européen PARADIGM. Le masque a été réalisé par Bright Photonics puis fabriqué au Fraunhofer Institut HHI sur technologie InP. Le détail des technologies des composants génériques de la plateforme JeppiX est présenté dans [3]. Le composant (Fig. 1-(b)) comprend les coupleurs 50/50, les modulateurs de phase thermo-optiques et les photodiodes. Le contrôle d'un seul modulateur est suffisant dans notre expérience pour ajuster le déphasage de 90°. Les signaux sont injectés à travers deux guides, espacés de 250  $\mu\text{m}$ , de diamètre adapté à celui d'une fibre standard clivée. Dans cette version du composant seule la polarisation transverse électrique (TE) est considérée mais une version ultérieure comprendra le circuit équivalent pour la polarisation transverse magnétique et le séparateur de polarisation. Dans une prochaine version, la ligne à retard optique et les photodiodes équilibrées pourront également être intégrées au circuit.

### 4. MONTAGE EXPERIMENTAL ET CARACTERISATIONS

Pour la réalisation expérimentale, la partie fibrée (1<sup>er</sup> coupleur et ligne à retard (LAR)) est à maintien de polarisation et des contrôleurs de polarisation permettent d'ajuster la polarisation sur l'axe TE (Fig. 2-(b)). Un peigne de fibre est utilisé pour l'injection des signaux dans le dispositif. La puissance est de 1 dBm sur chaque entrée du peigne de fibres. Afin de limiter le nombre de points d'alimentation électrique nécessaire au test du dispositif (photodiodes et modulateurs de phase), une carte permettant d'espacer les contacts a été imprimée (Fig. 2-(a)) et une colle métallique assure le contact entre le dispositif et la carte.

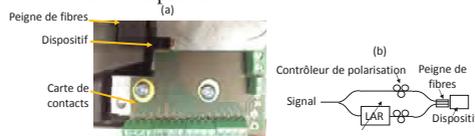


Fig. 2 : (a) Composant avec carte de contrôle. (b) Montage expérimental.

Le déphasage des bras est ajusté dans un premier temps en injectant un signal continu à 1545 nm dans le composant. La Fig. 3-(a) représente la courbe  $i_2(t)$  en fonction de  $i_1(t)$  pour différentes valeurs de courants appliqués au modulateur thermo-optique. On observe que l'ellipse, donc l'erreur de quadrature, varie en fonction du courant. En utilisant les paramètres géométriques de l'ellipse et par un ajustement numérique des courbes expérimentales, on peut estimer l'erreur de quadrature en fonction du courant et ainsi connaître le courant à appliquer pour minimiser l'erreur de quadrature; la Fig. 3-(b) représente l'erreur de quadrature en fonction du courant appliqué au modulateur thermo-optique à différentes longueurs d'onde. L'équation de l'ellipse s'écrit :

$$a \cdot |i_1(t)|^2 + b \cdot i_1(t) \cdot i_2(t) + c \cdot |i_2(t)|^2 + d \cdot i_1(t) + e \cdot i_2(t) + f = 0 \quad (3)$$

L'erreur de quadrature  $\phi_{\text{mis}}$ :  $\phi_{\text{mis}} = \sin^{-1} \frac{-b}{2\sqrt{ac}}$  si  $a \geq 0$  et  $\phi_{\text{mis}} = \sin^{-1} \frac{b}{2\sqrt{ac}}$  sinon (4)

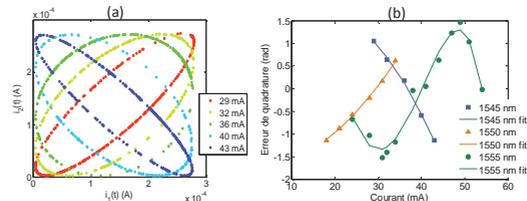


Fig. 3 : (a)  $i_2(t)$  versus  $i_1(t)$  pour différentes valeurs de courant du modulateur thermo-optique. (b) Erreur de quadrature en fonction du courant appliqué au modulateur thermo-optique à différentes longueurs d'onde.

## 5. AUTOCORRELATION OPTIQUE LINEAIRE

Le dispositif est ensuite utilisé pour l'analyse de signaux. Deux types d'impulsions ont été caractérisées : un signal périodique d'impulsions rectangulaires de durée 90 ps à 5 GHz et un signal impulsionnel à 10 GHz issu d'une source à verrouillage de mode actif filtré optiquement (impulsions gaussiennes de largeur à mi-hauteur 6 ps). La largeur des impulsions a été évaluée en utilisant un oscilloscope à échantillonnage optique de résolution 1 ps. Pour chaque signal et chaque retard, nous faisons l'acquisition du signal issu des 2 photodiodes (Fig. 4-(a) pour le signal rectangulaire). Le rayon du cercle obtenu pour chaque retard est calculé numériquement après recherche de l'équation du cercle obtenu expérimentalement ; la représentation du rayon en fonction du retard, correspondant à la trace d'autocorrélation, est tracée sur la Fig. 4-(b) pour le signal rectangulaire et Fig. 4-(c) pour l'impulsion gaussienne de largeur 6 ps. Ces traces expérimentales sont comparées aux traces d'autocorrélation théoriques calculées numériquement pour cette méthode linéaire. La bonne adéquation de la trace expérimentale avec la trace théorique confirme la validité de la méthode pour ces deux signaux.

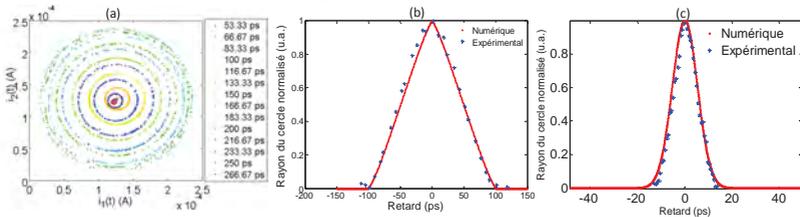


Fig. 4 : (a)  $i_2(t)$  versus  $i_1(t)$  en fonction du retard pour le signal rectangulaire. (b) Traces d'autocorrélation du signal rectangulaire. (c) Traces d'autocorrélation de l'impulsion gaussienne.

Les autocorrélateurs non linéaires commercialisés permettent typiquement la mesure d'impulsions de durée allant de quelques femtosecondes à quelques picosecondes avec une sensibilité exprimée par le produit puissance crête  $\times$  puissance moyenne (PP) de  $10^{-4} \text{ W}^2$  pour une impulsion supérieure à la picoseconde [4]. L'autocorrélateur linéaire permet ici de mesurer des impulsions d'une centaine de picosecondes avec un PP de l'ordre de  $10^{-5} \text{ W}^2$ .

## CONCLUSION

Une nouvelle technique d'autocorrélation linéaire a été proposée et validée à l'aide d'un dispositif intégré sur plateforme InP. Il a permis la caractérisation d'un signal rectangulaire de largeur à mi-hauteur 90 ps à 5 GHz et d'une impulsion gaussienne de largeur 6 ps à 10 GHz avec un produit puissance crête  $\times$  puissance moyenne plus faible d'un ordre de grandeur par rapport à celui d'un autocorrélateur non linéaire commercial.

## REMERCIEMENT

Ce travail est financé par le Contrat de ProjetEtat-Région PONANT, le projet ANR OCELOT (ANR-10-VERS-0015), le ministère de la recherche, et le projet Européen Paradigm (ICT 257210).

## RÉFÉRENCES

- [1] K. L. Sala, G. A. Keney-Wallace, G. E. Hall, "CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses", IEEE Journal Quantum Electronics, vol. 16, no. 9, pp. 990-996, 1980.
- [2] www.jeppix.eu.
- [3] M. Smit et al., "An introduction to InP-based generic integration technology", Journal Semiconductor Science and Technology, vol. 29, no. 8 (083001), pp. 1-41, 2014.
- [4] [http://www.optoprime.com/images/stories/produits/ape\\_gmbh/autocorrélateur/overview\\_autocorrélateur.pdf](http://www.optoprime.com/images/stories/produits/ape_gmbh/autocorrélateur/overview_autocorrélateur.pdf)

## COMPARAISON DU BRUIT D'INTENSITÉ ET DE FRÉQUENCE POUR UN LASER BRILLOUIN À PLUSIEURS ORDRES DE STOKES

Schadrac Fresnel<sup>1,2</sup>, Yohann Léguillon<sup>1</sup>, Christelle Pareige<sup>1</sup>, Pascal Besnard<sup>1</sup>, Sophie LaRoche<sup>2</sup>

<sup>1</sup> CNRS, UMR 6082 FOTON, Enssat, 6 rue de Kerampont, CS 80518, F-22305 Lannion, France

<sup>2</sup> COPL, Dép. de Génie électrique et Génie Informatique, Université Laval, Québec, Canada

pascal.besnard@enssat.fr

### RÉSUMÉ

Ce papier propose de discuter de la réduction du bruit d'intensité et de fréquence pour des lasers Brillouin dont le principe physique repose sur la génération de multiples ordres de Stokes avec une seule pompe permettant de filtrer le bruit à chaque fois qu'une composante non-linéaire supplémentaire est créée [1].

**MOTS-CLEFS :** *Laser ; Brillouin ; laser à fibre ; cohérence ; bruit de fréquence.*

### 1. INTRODUCTION

Plusieurs domaines incluant la défense, la métrologie, l'aéronautique et les télécommunications nécessitent des sources cohérentes. Le laser à fibre Brillouin est potentiellement cohérent et très peu bruité [2]. Depuis la réalisation par Hill [3] d'un laser Brillouin, Küng [4] a réalisé un laser à fibre silice Brillouin, opérant sur plusieurs ordres de Stokes. Si une simple boucle de stabilisation permettait au laser d'être mono-fréquence même pour des longueurs permettant plusieurs modes de cavité<sup>1</sup>, les fluctuations d'intensité demeureraient fortes de l'ordre de quelques pour cent. La réduction du bruit de fréquence et d'intensité de l'onde Stokes comparativement à la pompe optique a été ensuite démontrée pour des lasers Brillouin à fibre silice [2, 5] (réduction d'un facteur 100 de la largeur de raie par rapport à la pompe [6]). La réduction de bruit est liée à l'amortissement de la réponse acoustique et au facteur de surtension de la cavité laser [2]. Assurer l'existence d'un seul mode sous la courbe de gain Brillouin garantie de meilleures caractéristiques en termes de bruit [7]. Un pompage résonant permet d'atteindre un seuil plus faible de l'ordre de 3 mW pour un fonctionnement mono-fréquence [7].

Si d'autres technologies peuvent être utilisées<sup>2</sup>, la technologie fibrée reste compétitive. Ce papier propose de discuter la réduction du bruit de fréquence pour des lasers Brillouin dont le principe physique repose sur la génération de multiples ordres de Stokes permettant de filtrer le bruit à chaque fois qu'une composante non-linéaire supplémentaire est créée [1].

### 2. LASER À FIBRE BRILLOUIN

Pour générer de multiples ordres Stokes, nous avons mis en place le montage expérimental représenté sur la figure 1. L'architecture de la cavité fait que la pompe est résonante dans la cavité et nécessite l'emploi d'un asservissement permettant d'ajuster la longueur de la cavité par l'intermédiaire d'un transducteur piézo-électrique (PZT). Une fibre optique à maintien de

<sup>1</sup> Si l'intervalle spectral libre (c/L pour une cavité en anneau, L étant la longueur de cavité) est inférieur à la largeur de gain Brillouin, alors plusieurs modes peuvent coexister. On définit que la longueur maximale est de 20 mètres pour une fibre en silice.

<sup>2</sup> Les microsphères en verre de chalcogénure sont limitées en termes de puissance de pompe ; les guides optiques intégrés en chalcogénure [8] présentent de fortes pertes (1 dB/cm), de fort seuil Brillouin (360 mW) et délivre une très faible puissance de sortie (1  $\mu$ W). Des disques de taille millimétrique et de fort facteur de qualité (silicium sur silice) [9] présentent des puissances extrêmement faibles comparativement à de simples fibres. Le couplage optique pour de tels disques reste un point faible de ce type de cavité. Une méthode toute fibrée évite cet écueil.

polarisation est pompée optiquement, via le port n° 2 (#2) d'un circulateur et le bras A d'un coupleur optique variable, par un laser spectralement fin (Koheras Adjustik ayant une largeur de raie au kHz) émettant autour de 1550 nm, lui-même couplé à un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) pour y générer de la diffusion Brillouin stimulée.

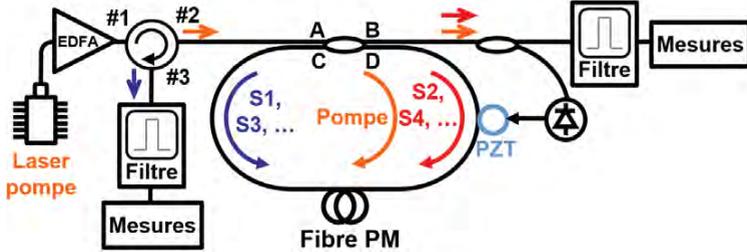


Fig. 1 : Schéma expérimental d'un laser Brillouin en pompage résonant à plusieurs ordres de Stokes

La cavité d'une longueur de 14 m pour assurer un fonctionnement monomode, étant donnée une largeur de gain Brillouin de 20 MHz est obtenue en rebojant les bras C et D du coupleur avec la fibre à étudier. Le gain Brillouin créé par une onde de pompe circulant plusieurs fois dans la cavité permet à une onde Stokes circulant en sens inverse d'atteindre le seuil laser.

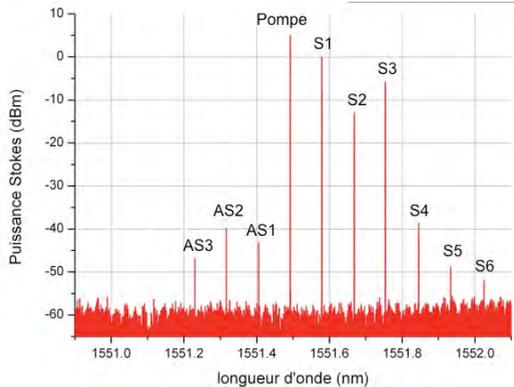


Fig. 2 : Spectre du signal montrant 6 ordres de Stokes

Quand la puissance injectée dans la fibre est suffisante, le seuil du deuxième ordre Stokes (S2) est atteint et ainsi de suite. Les ordres Stokes impairs sortent du bras A du coupleur sont récupérés via le port #3 du circulateur. Les ordres Stokes pairs sortent du bras B du coupleur. Nous avons observés jusqu'à 6 ordres Stokes (figure 2). Avec des fibres en silice, le décalage Brillouin est de 11 GHz. Les mesures de bruit d'intensité et de fréquence individuellement sur la pompe et sur chaque composante Stokes sont réalisées grâce à un filtre accordable de bande passante 6 GHz.

### 3. MESURES DE BRUIT

La mesure de bruit de fréquence est réalisée avec un analyseur de bruit de phase sur un signal décalé à 200 MHz par une méthode hétérodyne classique dont le délai est bien inférieur au temps de cohérence du laser. Le but de ce papier est de discuter l'évolution du bruit de fréquence et d'intensité suivant la puissance de pompe et le nombre d'ordre de Stokes présent dans la cavité. Une illustration des résultats est donnée dans la figure 3 de laquelle la réduction du bruit de fréquence est clairement identifiable en dessous de 10 kHz (de 5 à 8 dB quand on compare pompe et S1 ; de quelques dB du S1 au S2). Cette limite de 10 kHz est liée à l'asservissement qui n'est pas opérant au-delà de cette fréquence. La réduction n'est plus visible en dessous de 2 kHz pour des raisons de stabilité mécanique et thermique.

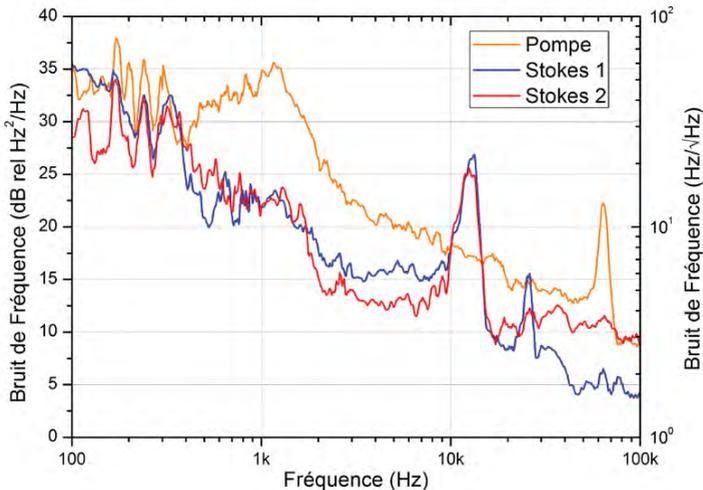


Fig. 3 : Réduction du bruit de fréquence des ordres Stokes par rapport à la pompe.

### CONCLUSION

Une étude comparative des bruits d'intensité et de fréquence pour les différents ordres de Stokes et à différentes puissances de pompe est proposée pour un laser à fibre silice Brillouin opérant sur plusieurs ordres de Stokes et en pompage résonant. Nous présentons pour la première fois à notre connaissance des mesures de bruit de fréquence pour les ordres de Stokes supérieurs.

### RÉFÉRENCES

- [1] K. Hey Tow et al., *Photonics Technology Letters*, vol. 25, issue 3, 238 (2013)
- [2] A. Debut et al., *Phys. Rev. A*, Vol. 62, 023803 (2000).
- [3] K.O. Hill et al., *Applied Physics Letters*, 28(10), pp. 608–609 (1976).
- [4] A. Küng, Thèse n° 1740 EPFL (1997).
- [5] L. Stepien et al., *JOSA B*, 19(5), 1055-1066 (2002).
- [6] J. Geng et al., *Photonics Technological Letters*, IEEE, 18(17), 1813–1815, (2006).
- [7] S. Molin et al., *Optics letters*, V. 33, n15, pp. 1681-1683, (2008).
- [8] I. V. Kabakova et al., *ECOC*, London, We2A3 (2013).
- [9] J. Li et al., *Nature Communications*, 4, 2097 (2013).

## LA PHOTONIQUE SUR SILICIUM POUR LES TELECOM/DATACOM : UNE REVOLUTION EN MARCHÉ

**Jean-Louis Gentner**

*III-V Lab, Laboratoire commun entre Alcatel Lucent Bell Labs France, Thales Research and Technology et CEA Leti, 91767 Palaiseau, France*

[jean-louis.gentner@3-5lab.fr](mailto:jean-louis.gentner@3-5lab.fr)

### RÉSUMÉ

Sous la poussée de facteurs de marché puissants, demande explosive de croissance en bande passante, course à la densification et soucis d'économie en énergie, le domaine des composants optoélectroniques est en mutation rapide. Dans ce contexte, l'avènement de la Photonique sur Silicium représente une rupture fondamentale pour l'ensemble de la chaîne allant de la conception à la fabrication des composants optoélectroniques et prépare une révolution pour un secteur qui est en recherche de consolidation depuis l'éclatement de la bulle Internet du début des années 2000. La présentation fera un tour d'horizon des avancées récentes de la Photonique sur Silicium, présentera un scénario de pénétration du marché pour les années à venir, ceci tout en mettant en lumière les choix industriels à faire à court terme, ainsi que les atouts de la filière française dans le domaine.

**MOTS-CLEFS :** *photonique sur Silicium ; opto-électronique ; intégration photonique ; télécommunication*

## LUMINESCENCE GUIDÉE DANS DES GUIDES D'ONDE INTÉGRÉS INCORPORANT DES NANOTUBES DE CARBONE

Loïc Bodiou<sup>1</sup>, Qingyuan Gu<sup>1</sup>, Maud Guézo<sup>1</sup>, Enguerran Delcourt<sup>1</sup>, Thomas Batté<sup>1</sup>, Jonathan Lemaitre<sup>1</sup>, Nathalie Lorrain<sup>1</sup>, Mohammed Guendouz<sup>1</sup>, Hervé Folliot<sup>1</sup>, Joël Charrier<sup>1</sup>, Kevin Mistry<sup>2</sup>, Jeffrey Blackburn<sup>2</sup>, Sylvain Girard<sup>3</sup>, Jean-Louis Doualan<sup>3</sup>, Alain Braud<sup>3</sup>, Patrice Camy<sup>3</sup>

<sup>1</sup> UMR FOTON, CNRS, Université de Rennes 1, INSA Rennes, Enssat, Lannion F22305, France

<sup>2</sup> National Renewable Energy Laboratory, Golden, Colorado 80401, United States

<sup>3</sup> Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), UMR CEA-CNRS-ENSICAen, Université de Caen, Caen 14050, France

[loic.bodiou@univ-rennes1.fr](mailto:loic.bodiou@univ-rennes1.fr)

### RÉSUMÉ

Cet article présente des résultats de luminescence guidée à 1,55  $\mu\text{m}$  dans des guides d'onde ruban incorporant des nanotubes de carbone dispersés dans une matrice polymère de type fluorène. Les propriétés optiques (indice de réfraction, absorption et luminescence) de ces couches minces sont tout d'abord détaillées. Les différentes étapes du procédé de réalisation technologique permettant l'obtention de guides d'onde monomodes dans le proche infra-rouge sont ensuite décrites. Enfin, nous démontrons, pour la première fois, la propagation dans des guides d'onde intégrés, de la luminescence émise autour de 1,55  $\mu\text{m}$  par des nanotubes de carbone.

**MOTS-CLEFS** : nanotubes de carbone ; optique intégrée ; photoluminescence

### 1. INTRODUCTION

Récemment, une attention particulière a été portée à la mise en œuvre de dispositifs photoniques à base de nanotubes de carbone (NTC). Les propriétés optiques non linéaires des NTC ont été utilisées pour développer notamment des absorbants saturables pour les lasers à modes bloqués et des convertisseurs de fréquence pour les systèmes de télécommunication [1]. Des dispositifs émetteurs de lumière basés sur les propriétés électro- et photo-luminescentes de nanotubes de carbone monofeuillets semi-conducteurs (s-NTC) ont également été réalisés [2]. Différentes études ont cherché à coupler des s-NTC avec des cavités optiques (cavité Fabry-Pérot, micro-résonateurs en anneau ou en disque, et cristaux photoniques [3]). Cependant, aucune de ces études n'a démontré l'émission de lumière par des s-NTC dans la gamme de longueurs d'onde associée aux télécommunications optiques ni l'incorporation des s-NTC à l'intérieur d'un guide d'onde. Nous présentons donc ici une approche alternative consistant en la réalisation de guides d'onde de type ruban dont le cœur est constitué de s-NTC émettant de la lumière autour de 1,55  $\mu\text{m}$  et incorporés dans une matrice polymère.

### 2. PROPRIÉTÉS OPTIQUES DES COUCHES MINCES INCORPORANT DES NANOTUBES DE CARBONE

Les NTC sont généralement synthétisés comme un mélange contenant à la fois des espèces métalliques et semi-conductrices. Comme la plupart des applications optoélectroniques nécessitent l'usage exclusif de s-NTC, l'élimination des NTC métalliques et des résidus de catalyseurs est donc obligatoire. A cet effet, plusieurs méthodes de séparation, notamment l'ultracentrifugation à gradient de densité (DGU) ou l'extraction assistée par des polymères aromatiques, ont été développées. Pour augmenter davantage les performances des dispositifs optiques, des s-NTC de diamètre et donc de chiralité spécifique sont souvent nécessaires, en particulier pour des applications liées aux

communications optiques qui nécessitent des s-NTC émettant autour de 1,55  $\mu\text{m}$ .

Les NTC utilisés dans le cadre de notre étude ont été synthétisés par ablation laser d'une cible de graphite à  $T=1125^\circ\text{C}$  car cette température favorise la production de s-NTC de grand diamètre ( $\phi_{\text{NTC}}$ ). L'extraction sélective de s-NTC pouvant émettre de la lumière autour de 1,55  $\mu\text{m}$  ( $\phi_{\text{NTC}} \sim 1,3 \text{ nm}$ ) a été réalisée en utilisant un polymère à base de polyfluorène (PFH-A) dissous dans du toluène. Cette solution a ensuite été déposée à la tournette à faible vitesse sur un substrat de silicium recouvert d'un film de 5  $\mu\text{m}$  de silice. Après un recuit à  $200^\circ\text{C}$  pendant 5 minutes, un film mince de 1  $\mu\text{m}$  d'épaisseur est obtenu. La variation de l'indice de réfraction  $n_0$  de ce film a ensuite été mesurée, par la technique M-lines, à différentes longueurs d'onde (Tab. I).

Tab. I : Indice de réfraction du film PFH-A/NTC

$\lambda$ (nm)	632	980	1320	1550
$n_0$	1,683	1,645	1,633	1,630

La photoluminescence (PL) de ces films a ensuite été excitée à l'aide d'un laser Saphir:Ti à température ambiante. La longueur d'onde d'excitation a été balayée autour de l'énergie d'absorption de la transition  $S_{22}$  alors que la détection (réalisée par l'intermédiaire d'un analyseur de spectre optique, ASO) s'opérait autour de l'énergie de la transition  $S_{11}$  (Fig. 1a) Ces expériences ont permis d'obtenir la cartographie PL-PLE présentée sur la Fig. 1b. Cette carte montre clairement l'émission de lumière autour de 1,5 et 1,6  $\mu\text{m}$  correspondant à la PL des s-NTC de chiralité (10,8) et (10,9), respectivement. Ceci est confirmé par le spectre d'absorption présenté Fig. 1c enregistré sur ce même film de PFH-A/NTC.

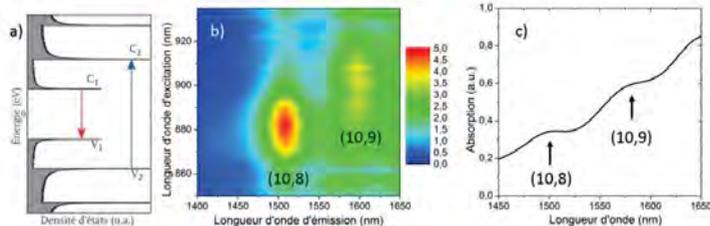


Fig. 1 : a) Représentation de la densité d'états d'un s-NTC, b) Carte PL-PLE du film de PFH-A/NTC, c) Spectre d'absorption d'un film de PFH-A/NTC

### 3. FABRICATION ET CARACTERISATION DE GUIDES D'ONDE RUBAN INCORPORANT DES S-NTC

Des guides ruban de différentes largeurs (0,8 à 100 $\mu\text{m}$ ) ont alors été réalisés à partir de ce film contenant des s-NTC. Une fine couche de silice (20 nm) a tout d'abord été déposée par PECVD sur le film afin de le protéger d'une possible dissolution par le solvant de la résine photosensible. Une fois cette résine déposée et recuite à  $95^\circ\text{C}$  pendant 90 sec, elle a été insolée à l'aide d'un aligneur de masque dans le cadre d'un procédé de photolithographie classique ( $\lambda=365 \text{ nm}$ ). Les guides ruban ont enfin été obtenus par gravure sèche (RIE) impliquant l'utilisation successive de deux plasmas ( $\text{SF}_6$  puis  $\text{O}_2$ ). Afin de protéger les guides, une couche de protection en silice (100 nm d'épaisseur) a de nouveau été pulvérisée sur l'échantillon. Par ce procédé, des guides ruban à flancs verticaux, de faible rugosité et incorporant des s-NTC ont été fabriqués (Fig. 2a).

La propagation optique à l'intérieur de ces guides a ensuite été simulée à l'aide d'un logiciel commercial (FIMMWAVE de Photon Design) et des indices de réfraction précédemment mesurés. Nous avons pu calculer les indices effectifs des différents modes optiques se propageant dans le guide d'onde pour les polarisations TE et TM (Fig. 2b). Ces simulations permettent de prédire une propagation monomodale pour des largeurs de guides inférieures à 2,3  $\mu\text{m}$ . Ces simulations ont pu être vérifiées expérimentalement par l'injection, à l'aide d'une fibre micro-lentillée, d'une source large bande émettant autour de 1,5  $\mu\text{m}$  dans le cœur du guide. La facette de sortie du guide est ensuite imagée sur une caméra infra-rouge par l'intermédiaire d'un objectif de fort grandissement et

d'ouverture numérique élevée. Les Fig. 2c et 2d montrent le très bon accord entre la répartition d'intensité lumineuse enregistrée en "champ proche" optique à la sortie d'un guide de  $2\mu\text{m}$  de largeur et la simulation correspondante.

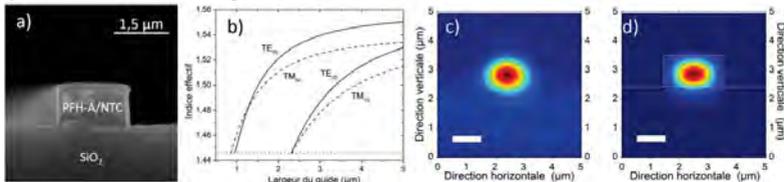


Fig. 2 : a) Image de microscopie électronique à balayage d'un guide ruban de  $2\mu\text{m}$  de largeur, b) Indices effectifs simulés à  $1,55\mu\text{m}$  d'un guide ruban de PFH-A/NTC avec gaine inférieure de  $\text{SiO}_2$ , c) et d) Profils d'intensité expérimental et simulé du mode optique se propageant dans un guide de largeur égale à  $2\mu\text{m}$ .

#### 4. LUMINESCENCE GUIDÉE DES NANOTUBES DE CARBONE

La luminescence guidée dans des guides en ruban incorporant des s-NTC a été enregistrée en illuminant différents guides par leur surface et en collectant la luminescence par la facette de sortie du guide. La PL est collectée par un objectif puis focalisée à l'entrée d'une fibre multimode connectée à un ASO. Des exemples des spectres de PL guidée ainsi enregistrés sont présentés sur la Fig. 3a. Ces spectres sont très peu semblables à ceux mesurés sur les films de PFH-A/NTC (Fig. 3b). Nous pouvons notamment noter que les rapports d'intensité de PL entre les pics à  $1,5\mu\text{m}$  et à  $1,6\mu\text{m}$  sont très différents. Ces différences s'expliquent par l'absorption de la luminescence des s-NTC au cours de sa propagation vers la sortie du guide. Pour confirmer cette hypothèse, le spectre de la Fig. 3a a été divisé par la courbe d'absorption des s-NTC (Fig. 1c). La très forte similitude entre les spectres de PL calculés en tenant compte de l'absorption (Fig. 3c) et ceux de PL sur guide démontre que la PL des s-NTC s'est effectivement propagée dans le guide ruban.

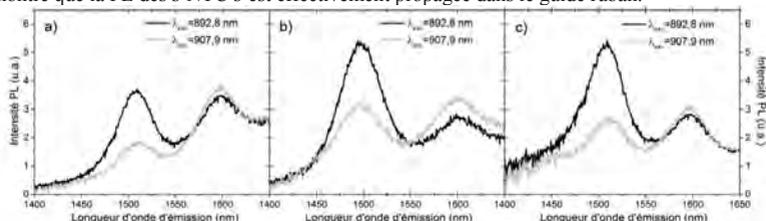


Fig. 3 : a) PL guidée, b) PL sur film et c) PL calculée en divisant la fig. 3a par la fig. 1c.

#### CONCLUSION

Cet article décrit les propriétés optiques (indices de réfraction, PL et absorption) de films minces incorporant des s-NTC ainsi que les étapes technologiques permettant de réaliser des guides en ruban. La propagation monomode ainsi que l'émission de lumière par des s-NTC dans ces structures est démontrée pour la première fois à  $1,55\mu\text{m}$ .

#### RÉFÉRENCES

- [1] Shinji Yamashita, "A Tutorial on Nonlinear Photonic Applications of Carbon Nanotube and Graphene", *J. Lightwave Technol.*, 30, 427 (2012).
- [2] Etienne Gauffrès Nicolas Izard, Adrien Noury, Xavier Le Roux, Gilles Rasigade, Alexandre Beck, and Laurent Vivien, "Light Emission in Silicon from Carbon Nanotubes", *ACS Nano*, 6, 3813 (2012).
- [3] R. Watahiki, T. Shimada, P. Zhao, S. Chiashi, S. Iwamoto, Y. Arakawa, S. Maruyama, and Y. K. Kato, "Enhancement of carbon nanotube photoluminescence by photonic crystal nanocavities", *Appl. Phys. Lett.*, 101, 141124 (2012).

## INVESTIGATION DES PROPRIÉTÉS OPTIQUES DES MICRODISQUES DE GaP POUR L'INTÉGRATION DE FONCTIONS OPTIQUES SUR SILICIUM

P. Guillemé, J. Stervinou, T. Rohel, P. Rochard, A. Letoublon, C. Cornet, Y. Dumeige, P. Féron, O. Durand, Y. Léger

UMR FOTON, CNRS, INSA Rennes, Université de Rennes 1, Enssat, F35708, Rennes, France

pierre.guillemé@enssat.fr

### RÉSUMÉ

Nous étudions les propriétés non-linéaires d'ordre 2 dans des microdisques de phosphure de gallium (GaP). La simulation numérique des efficacités de conversion pour la génération de seconde harmonique montre un fort potentiel de ce système du fait des spécificités du matériau. Des microdisques à base de GaP ont été réalisés et montrent des facteurs de qualités de l'ordre de quelques milliers. De part le quasi-accord de maille entre le GaP et le silicium (Si), ces résultats laissent entrevoir la réalisation de fonctionnalités optiques originales sur substrats compatibles avec les technologies CMOS.

**MOTS-CLEFS :** GaP, microrésonateurs, optique non-linéaire, optique intégrée sur Si

### 1. INTRODUCTION

L'intégration de fonctions optoélectroniques sur silicium constitue un défi dans le traitement de l'information intra et inter-processus. Les réalisations les plus abouties dans cette voie privilégient jusqu'à présent un simple report de semiconducteurs III-V sur silicium mais la taille et le coût des substrats ainsi que la délicate opération de transfert sont un frein à l'essor de cette technologie. Dans cette perspective, grâce à un paramètre de maille proche de celui du silicium, le phosphure de gallium (GaP) se pose en candidat intéressant pour réaliser des fonctions optiques directement crues sur silicium [1] malgré sa bande interdite indirecte. Cette intégration de GaP sur Si ouvre la voie non seulement vers le développement de nouvelles nanostructures actives et l'intégration de sources lasers mais aussi vers des fonctionnalités inédites tirant profit des propriétés non-linéaires du GaP.

### 2. FABRICATION ET CARACTÉRISATION OPTIQUE DES MICRODISQUES

Dans cette étude, nous explorons les propriétés de microrésonateurs en forme de microdisques fabriqués sur des substrats soit de GaP soit de Si en vue de réaliser de nouvelles fonctions optiques. Nos microdisques sont constitués de GaP incluant, ou non, une zone active déposée sur une couche sacrificielle telle que l'AlGaP pour les disques fabriqués sur GaP et le silicium lui-même pour les disques sur Si. Une gravure sélective est utilisée pour former les disques suspendus (Fig 1).

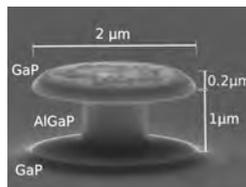


FIGURE 1 : Image au microscope électronique à balayage d'un microdisque de 200 nm d'épaisseur, comportant 5 couches de puits quantiques de GaPN/GaP de 3 nm d'épaisseur, sur un piédestal d'AlGaP sur substrat GaP.

Un montage de couplage par fibres effilées a été développé pour la caractérisation optique des microdisques (Fig 2 a). Une source large centrée à 1550 nm est utilisée pour mesurer le spectre de transmission du système. Le confinement de la lumière sur le pourtour des microdisques est caractéristique d'une propagation dans des modes de galerie (Fig 2 b). Le spectre de transmission (Fig 2 c) permet de caractériser ces modes de galerie et de déterminer leurs facteurs de qualité.

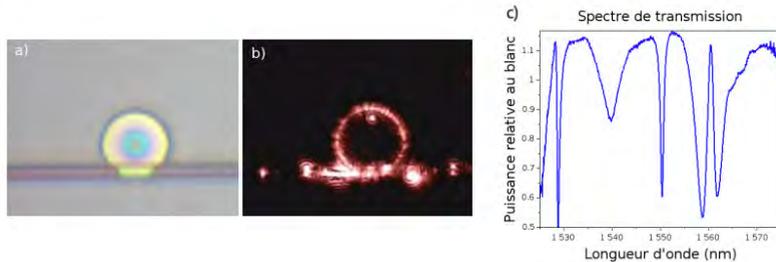


FIGURE 2 : a) Image au microscope optique d'un microdisque de  $5 \mu\text{m}$  de diamètre couplé par une fibre effilée. b) Le même disque en l'absence d'éclairage lorsqu'un laser rouge est injecté dans la fibre effilée. c) Spectre de transmission d'un microdisque de  $8 \mu\text{m}$  de diamètre. Le facteur de qualité déterminé sur le premier pic de résonance est proche de  $8 \times 10^3$ .

### 3. INTÉRÊT DU GAP POUR LES PHÉNOMÈNES NON-LINÉAIRES D'ORDRE 2

La géométrie des microdisques permet de profiter de la symétrie du cristal de GaP pour réaliser un accord de phase conduisant à des processus non-linéaires d'ordre deux efficaces. En effet, ce matériau présente la même géométrie que GaAs où de précédents travaux [2] [3] ont montré qu'à taille donnée une génération de seconde harmonique (GSH) dans des microdisques est améliorée d'un ordre de grandeur par rapport à celle dans les cristaux photoniques et de deux ordres de grandeur par rapport à celle dans les cristaux polarisés périodiquement. La bande interdite du GaP est en outre beaucoup plus large que celle du GaAs, il devient donc possible dans ce nouveau matériau d'envisager des processus non-linéaires d'ordre deux sur une gamme spectrale plus étendue incluant le domaine des datacom (850 nm) et des télécom (1550 nm), l'absorption à deux photons restant négligeable. Un modèle semi-analytique décrivant les modes de galerie [4] permet d'optimiser les dimensions des microdisques pour arriver à une efficacité de conversion de l'ordre de  $3\% \text{ mW}^{-1}$  lors de la GSH entre 1243 nm et 622 nm (Fig 3). Cette prévision légèrement meilleure que celle réalisée pour le GaAs [5] peut s'expliquer par la plus faible dispersion de GaP qui permet un accord de phase entre des modes de même ordre radial.

### CONCLUSION

Bien que de bande interdite indirecte, le GaP est un matériau prometteur pour l'optique intégrée sur silicium. En effet, outre son paramètre de maille qui autorise une croissance directe sur Si, réduisant ainsi les coûts et les étapes technologiques, il possède d'intéressantes propriétés non-linéaires d'ordre deux que sa bande interdite importante permettrait d'utiliser sur une gamme de longueurs d'onde étendue. Un modèle analytique simple décrivant les modes de galerie montre qu'une optimisation de la géométrie des microdisques permet d'aboutir à une efficacité de conversion vers la seconde harmonique de presque  $3\%$  pour un fondamental à 1.243 nm et une puissance de 1 mW.

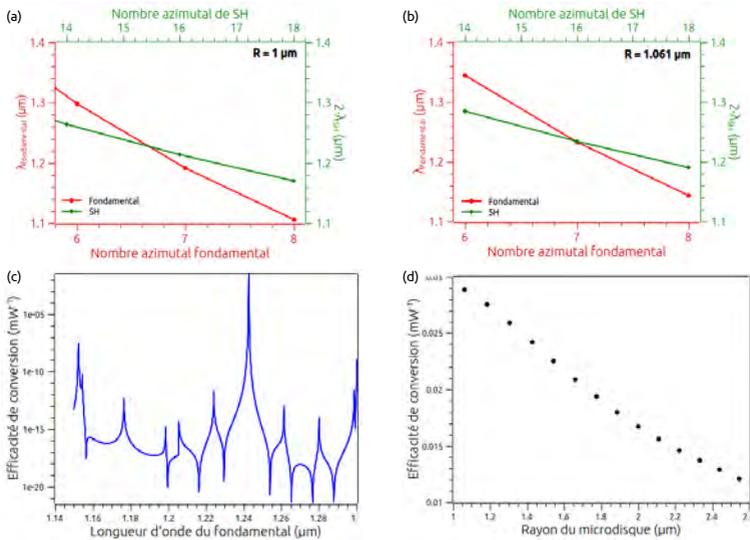


FIGURE 3 : Dans les microdisques, la symétrie du cristal de GaP impose quatre conditions pour que la génération de seconde harmonique ait lieu : i) une polarisation TE du fondamental impose une polarisation TM de la SH ; ii) la conservation de l'énergie doit être respectée ; iii) le quasi-accord de phase correspond dans cette géométrie à la conservation du moment cinétique (qui conduit à une condition sur les nombres azimutaux  $2m_F - m_{SH} = \pm 2$ ) ; iv) le fondamental et la SH doivent bien sûr être résonants. Ces conditions peuvent être remplies en ajustant le rayon du microdisque. (a) Longueur d'onde en fonction du nombre azimutal pour le fondamental et la SH dans un disque non-optimisé (et (b) cas optimisé). (c) Efficacité de conversion en fonction de la longueur d'onde du fondamental pour une puissance incidente de 1 mW dans un microdisque de GaP de rayon  $R = 1.061 \mu\text{m}$  et d'épaisseur  $e = 0.1 \mu\text{m}$ . (Les modes résonants ont pour longueurs d'onde  $\lambda_F = 2\lambda_{SH} = 1.243 \mu\text{m}$ , pour nombres azimutaux  $m_F = 7$ ,  $m_{SH} = 16$  et le même nombre radial 1.) (d) Efficacité de conversion vers la SH pour différents rayons de microdisques. L'efficacité maximale  $\eta = 2.89\%$  pour une puissance incidente de 1 mW est obtenue avec un rayon de 1.061  $\mu\text{m}$ .

Cette étude est financée par la Région Bretagne à travers le projet PONANT comportant des fonds FEDER et par Rennes Métropole. Ce travail est également financé par le projet ANR OPTOSI No. 12-BS03-002-02 et le projet CominLabs "3D Optical Many Cores".

## RÉFÉRENCES

- [1] T. Quinci *et al.*, "Defects limitation in epitaxial GaP on bisterped Si surface using UHVCVD-MBE growth cluster," *Journal Cryst. Growth*, Vol. 380, 157 (2013)
- [2] P. Kuo *et al.*, "Second-harmonic generation using 4-quasi-phasematching in a GaAs whispering-gallery-mode microcavity," *Nat. Commun.* 5 :3109 doi : 10.1038/ncomms4109 (2014)
- [3] S. Mariani *et al.*, "Second-harmonic generation in AlGaAs microdisks in the telecom range," *Opt. Lett.*, Vol. 39, p. 3062 (2014)
- [4] Y. Dumeige and P. Féron, "Whispering-gallery-mode analysis of phase-matched doubly resonant second-harmonic generation," *Phys. Rev. A* 74, 063804 (2006)
- [5] P. Kuo *et al.*, "On- and off-resonance second-harmonic generation in GaAs microdisks," *Optics Express*, Vol. 19, No. 18 (2011)

## Modulateurs de phase et démultiplexeurs intégrés sur un circuit photonique en silicium pour la combinaison cohérente de fibres optiques

J. Le Dortz<sup>1</sup>, M. Antier<sup>1,2</sup>, J. Bourderionnet<sup>1</sup>, C. Larat<sup>1</sup>, E. Lallier<sup>1</sup>, C. Scarcella<sup>3</sup>, J. Su Lee<sup>3</sup>, P. O'Brien<sup>3</sup>, T. Spuesens<sup>4</sup>, G. Lepage<sup>5</sup>, P. Verheyen<sup>5</sup>, P. Absil<sup>5</sup> et A. Brignon<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Thales Research & Technology, 1 avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau cedex, France

<sup>2</sup> maintenant avec Thales Optronique SA, 2 avenue Gay Lussac, 78995 Elancourt cedex, France

<sup>3</sup> Tyndall National Institute, University College Cork, Lee Maltings, Cork, Ireland

<sup>4</sup> Ghent University-IMEC, Department of Information Technology, Ghent, Belgium

<sup>5</sup> IMEC, Leuven, Belgium

[jeremy.ledortz@thalesgroup.com](mailto:jeremy.ledortz@thalesgroup.com)

### RÉSUMÉ

Dans cette communication, nous présentons un circuit photonique en silicium intégrant les fonctions de démultiplexage spatial et de contrôle de la phase pour la combinaison cohérente de 16 fibres à 1,5  $\mu\text{m}$ . Le couplage de la lumière dans ce composant est réalisé par des coupleurs réseaux intégrés. Les modulateurs de phases, utilisant l'effet thermo-optique, ont une bande passante de 10 kHz et un déphasage de  $2\pi$  pour une puissance électrique de 22 mW. La mise en phase de 16 fibres avec une erreur résiduelle de  $\lambda/80$  rms et une fréquence de correction de 1 kHz est démontrée grâce à ce circuit utilisé conjointement avec une technique interférométrique de mesure de phase.

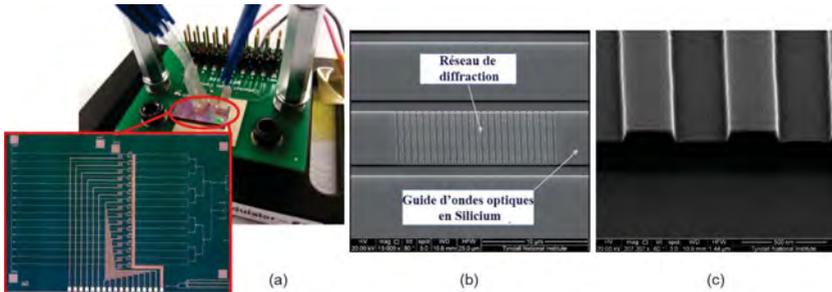
**MOTS-CLEFS** : Circuit photonique intégré, modulateurs de phase, coupleurs, fibres laser

### 1. INTRODUCTION

Les lasers de puissance trouvent des applications dans les domaines de la physique fondamentale, de la métrologie et de l'industrie. La technologie fibrée permet d'obtenir de fortes puissances. En effet, le grand rapport surface/volume des fibres fournit une meilleure gestion thermique favorable à l'obtention de grandes puissances moyennes (jusqu'à plusieurs kW). Par ailleurs, l'utilisation de composants fibrés offre une grande modularité à l'architecture du système laser. Cependant, pour les applications qui requièrent un fonctionnement en régime impulsif, ce type de source est limité en énergie par impulsion. En effet, la puissance crête maximum extractible d'une fibre monomode est de l'ordre de quelques GW/cm<sup>2</sup>. Au-delà des effets non-linéaires ou des dommages irréversibles peuvent apparaître. Pour dépasser cette limitation, on peut utiliser une technique de combinaison de faisceaux permettant de sommer les puissances issues de chaque fibre. Parmi ces techniques, la combinaison cohérente par mesure interférométrique de phase permet d'envisager la combinaison de plus de 10 000 fibres [1]. Dans cette architecture, la puissance d'un laser maître est divisée en N fibres amplifiées individuellement. Les différences de phase relatives entre les différents canaux sont mesurées au moyen d'une méthode interférométrique. Celles-ci sont ensuite corrigées à l'aide de modulateurs de phase placés sur chaque fibre avant l'amplification. La fréquence de correction doit être de l'ordre du kilohertz pour compenser les fluctuations thermiques et le bruit environnemental [1]. Par ailleurs, la mise en phase d'un grand nombre de fibres nécessite la génération de plusieurs canaux et le contrôle de la phase au moyen de modulateurs. La photonique intégrée sur silicium offre une solution à l'intégration de ces fonctions et permettra une réduction substantiel du coût par rapport aux composants discrets.

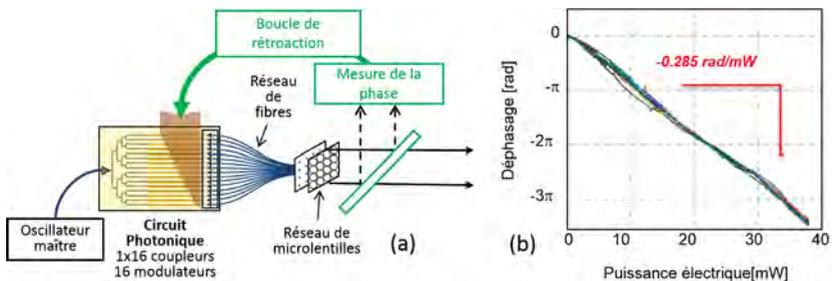
## 2. CIRCUIT PHOTONIQUE ET MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Le circuit photonique intégré en silicium a été réalisé par l'institut Tyndall grâce à la technologie Silicium Sur Isolant. La grande différence d'indice de réfraction entre le silicium et l'air permet d'obtenir des guides d'ondes de dimensions sous-micrométriques (voir figure 1 (c)). Celui-ci est constitué d'un diviseur 1 vers 16 et de modulateurs de phase (voir figure 1 (a)). Deux technologies sont envisageables pour réaliser ces derniers. La première utilise l'injection de porteurs. Elle a l'avantage de présenter des bandes passantes de l'ordre du MHz mais introduit une modulation de l'amplitude qui est rédhibitoire pour la mise en phase. La deuxième solution emploie l'effet thermo-optique qui permet de ne moduler que la phase. La bande passante de 10 kHz reste suffisante pour compenser les fluctuations de phase dans les fibres.



**Fig.1 :** (a) Circuit photonique avec modulateurs de phases et coupleurs intégrés. Deux nappes de fibres PM placées dans des V-grooves font face aux coupleurs d'entrée/sortie. (b) Image au MEB du coupleur à réseau de diffraction de guide d'ondes. (c) Gros plan sur le réseau de guides d'ondes de 220 nm de longueur et de 70 nm de profondeur.

Ce circuit photonique a été testé avec le montage de combinaison cohérente développé à TRT [1]. Un laser continu émettant à  $1,55 \mu\text{m}$  est injecté dans le port d'entrée du circuit photonique, comme montré sur la figure 1 (a). Pour cela, une nappe de fibres à maintien de polarisation (PM) est placée dans un réseau de « V-grooves » de manière à faire face au port d'entrée (une seule fibre de la nappe est injectée en entrée). Le bloc de V-grooves est taillé et collé sur le circuit photonique avec un angle de  $9^\circ$  par rapport à l'incidence normale, pour optimiser le couplage fibre/guide.



**Fig.2 :** (a) Montage expérimental pour la combinaison cohérente de 16 fibres. (b) Réponse en phase des 16 canaux

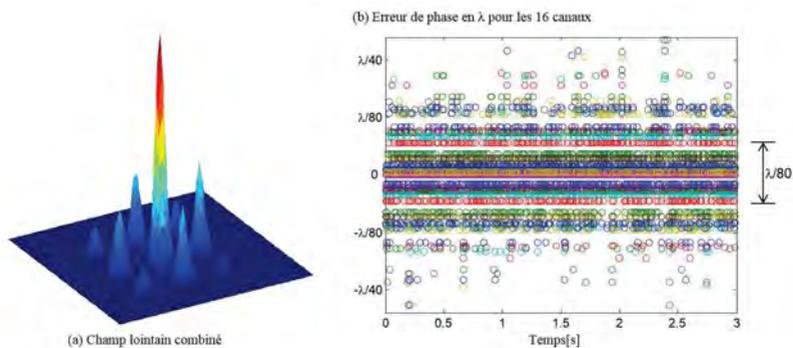
La puissance du laser maître est alors divisée sur le circuit en 16 canaux, chacun comprenant un modulateur thermique de phase. En sortie des 16 guides, la lumière est extraite par des coupleurs réseaux (voir figure 1. (b)) [2]. Une nappe de 16 fibres PM est placée dans un réseau de V-grooves

faisant face aux 16 sorties des guides. Les pertes d'insertion entre la fibre d'entrée et une des fibres de sortie sont de -7 dB (en excluant le rapport 1:16 du réseau de coupleurs) avec un écart maximum de 1 dB entre les fibres. Les 16 fibres PM sont ensuite arrangées dans une matrice carrée 4×4 et collimatées à l'aide d'un réseau de microlentilles comme le montre la figure 2 (a). On obtient ainsi 16 faisceaux parallèles et collimatés. La différence de phase entre les différents canaux est déduite des franges d'interférences obtenues par l'interférence entre les faisceaux collimatés et une onde de référence issue du laser maître. À partir de l'acquisition des interférogrammes par une caméra, un algorithme permet d'extraire le déphasage et de calculer une correction pour chaque fibre. Cette correction est ensuite appliquée à l'aide des modulateurs de phase intégrés sur le circuit photonique en silicium. La fréquence d'échantillonnage de cette boucle de rétroaction est de 1 kHz, limitée par le temps d'acquisition. La combinaison cohérente des faisceaux lasers est ainsi obtenue.

### 3. RÉSULTATS

La réponse en phase de chaque modulateur du circuit photonique est mesurée collectivement à l'aide du montage de combinaison cohérente. Comme on peut le voir sur la figure 2 (b), les réponses en phase des 16 modulateurs sont similaires, avec une pente de -0.285 rad/mW. Ainsi, un déphasage de  $2\pi$  pour une puissance d'alimentation électrique de 22 mW est obtenu.

La combinaison cohérente de 16 fibres utilisant ce circuit photonique est démontrée, comme le prouve la figure 3 (a). On obtient ainsi une erreur résiduelle de phase entre les différents canaux de  $\lambda/80$  rms (voir figure 3 (b)).



**Fig. 3 :** (a) Profil expérimental du champ lointain combiné. (b) Erreur de phase pour les 16 canaux

### CONCLUSION

Un circuit photonique intégré comprenant un réseau de démultiplexage spatial et des modulateurs thermiques de phase a été réalisé et testé dans montage expérimental de combinaison cohérente de fibres. Nous avons démontré avec ce composant la mise en phase de 16 fibres avec une erreur de phase résiduelle de  $\lambda/80$  rms fonctionnant à une cadence de 1 kHz. Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet européen PLAT4M (n°318178).

### RÉFÉRENCES

- [1] M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, E. Lenormand, J. Primot and A. Brignon, “kHz closed loop interferometric technique for coherent beam combining”, *JSTQE* 20, 5 (2014).
- [2] B. Snyder, P. O’Brien, “Packaging process for grating-coupled silicon photonic waveguides using angle-polished fibers”, *IEEE Trans. Compon. Packag. Manuf. Technol.*, 3, 954-959 (2013).

## REALISATION ET CARACTERISATION DE COUPLEURS A RESEAU EN TECHNOLOGIE PHOTONIQUE SUR SILICIUM

F. Eli Ayi-Yovo<sup>1,2</sup>, Cedric Durand<sup>1</sup>, Frederic Giancesello<sup>1</sup>, J. Emmanuel Broquin<sup>2</sup>

<sup>1</sup> STMicroelectronics, 850 rue Jean Monnet, 38926 Crolles Cedex, France

<sup>2</sup> Univ. Grenoble Alpes, IMEP-LAHC, F-38000 Grenoble, France, CNRS, IMEP-LAHC, F-38000 Grenoble, France

[folly-eli.ayiyovo@st.com](mailto:folly-eli.ayiyovo@st.com)

### RÉSUMÉ

L'objectif de cet article est de présenter la conception, la réalisation et la caractérisation de coupleurs à réseau de Bragg en technologie photonique sur silicium à l'échelle industrielle. Après avoir présenté le dispositif et montré une partie de son dimensionnement, nous présentons les résultats de mesures effectuées sur 62 dispositifs différents et nous montrons que les modélisations permettent de prédire le comportement du dispositif dans les tolérances du processus de réalisation.

**MOTS-CLEFS :** *photonique sur silicium ; coupleur à réseau de Bragg.*

### 1. INTRODUCTION

Récemment, la photonique sur silicium a suscité beaucoup d'intérêt pour des applications de télécommunications, de connectique et de capteurs. En effet, non seulement le contraste d'indice élevé ( $\Delta n \approx 2$ ) entre le silicium et la silice permet une densité d'intégration élevée, mais de plus les procédés de fabrication sont compatibles avec les plateformes CMOS ce qui permet d'intégrer sur une même puce des fonctions optiques et électroniques. Cependant, le couplage entre une fibre optique et un guide silicium est un des défis majeurs de la photonique sur silicium. Aujourd'hui, les solutions basées sur des coupleurs à réseau de Bragg sont la solution privilégiée car ils permettent de coupler la lumière d'une fibre optique vers un circuit intégré en photonique sur silicium et vice versa quasi-verticalement ce qui permet le test des dispositifs sur plaque avant découpe. Ils ont de plus un encombrement moindre et une tolérance au désalignement plus élevée que des solutions concurrentes [1]. Des études récentes ont montré que des efficacités de couplage de  $-0,6$  dB avec une bande passante à  $-1$  dB de l'ordre de 40 nm pouvaient être atteintes en laboratoire [2].

L'objet de cet article est de présenter les résultats que nous avons obtenus lors de la réalisation et la caractérisation de coupleurs à réseau de Bragg en photonique sur silicium à une échelle industrielle.

### 2. DESCRIPTION DU DISPOSITIF

La figure 1 montre l'image d'un coupleur réseau et un schéma en coupe de celui-ci selon l'axe de propagation. On remarque que le coupleur est composé de lignes de silicium disposées en arc de cercle afin de s'adapter les dimensions latéral du faisceau diffracté à celles du mode de la fibre optique. L'angle de diffraction  $\theta_m$  étant fixé à  $8^\circ$ , la période  $\Lambda_z$  du réseau, fonctionnant sur l'ordre 1 à la longueur d'onde  $\lambda$ , est fixée en première approximation à l'aide de la loi de Bragg [1] :

$$\Lambda_z [n_{\text{eff}} - n_{\text{sup}} \sin(\theta_m)] = \lambda \quad (1)$$

où  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif de l'onde lumineuse se propageant dans la zone du réseau,  $n_{\text{sup}}$  l'indice du du superstrat. Pour obtenir un profil d'intensité adapté à celui d'une fibre optique selon l'axe de propagation, l'efficacité de diffraction du réseau est modulée sur la première partie de celui-ci, d'une part en paramétrant la largeur des dents  $b$ , d'autre part en faisant varier linéairement son pas.

Le rapport  $\Lambda_z/b_z$  est communément appelé facteur de remplissage. Nous appelons  $T_0$ ,  $\Lambda_0$ ,  $\Delta T_r$ ,  $\Delta \Lambda_r$  la largeur de la première tranchée, du premier pas, de l'incrément sur la valeur des tranchées et de l'incrément sur le pas du réseau respectivement. Bien que la force du réseau soit non seulement fonction de  $\Lambda_z$ , de  $b_z$  mais aussi de la profondeur de gravure  $D$ , celle-ci est gardée constante pour des raisons de procédé technologique [2]

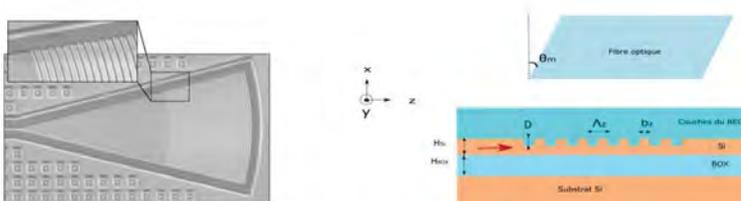


Figure 1: Image d'un coupleur à réseau (gauche), coupe selon l'axe de propagation de la structure (droite)

La proportion de puissance diffractée vers la fibre peut être augmentée en choisissant judicieusement la valeur de  $H_{\text{BOX}}$ , l'épaisseur de la gaine de silice de telle sorte que la lumière diffractée dans le substrat et réfléchié à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> interfère constructivement avec l'onde diffractée vers la fibre [3] [4] [5].

### 3. SIMULATION DU DISPOSITIF

Des simulations FDTD 3D basées sur l'outil LUMERICAL [6] ont été effectuées sur des coupleurs à réseau centrés à 1310 nm. Les paramètres fixés étaient  $H_{\text{Si}}=310\text{nm}$ ,  $H_{\text{BOX}}=720\text{nm}$ ,  $D=150\text{nm}$ , le substrat est constitué d'un empilement de 16 couches de nitrure et d'oxyde de silicium formant le *Back End Optical Layers* (BEOL). Une étude exhaustive en fonction du pas du réseau, de son apodisation ainsi que du facteur de remplissage a été menée pour  $T_0=80\text{nm}$ .

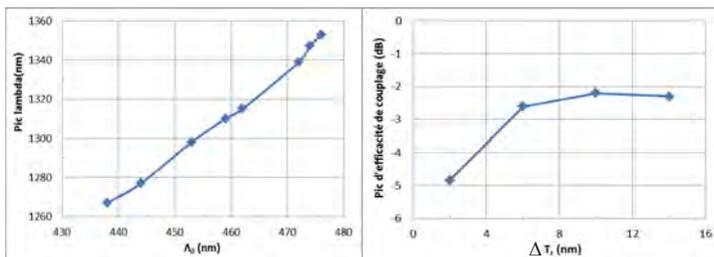


Figure 2: Influence de  $\Lambda_0$  du réseau sur la longueur d'onde diffractée pour  $\Delta T_r=10\text{nm}$  et  $\Delta \Lambda_r=1,2\text{nm}$  (gauche); impact de l'évolution du taux de remplissage sur l'efficacité de couplage pour  $T_0=462\text{nm}$  et  $\Delta \Lambda_r=1,2\text{nm}$  (droite).

Comme le montre la figure 2 à gauche, la longueur d'onde de pic varie linéairement avec le pas de réseau conformément à la loi de Bragg. De même, on peut voir sur la partie de droite que la modulation du taux de remplissage, à travers un incrément linéaire de la taille des tranchées, permet d'optimiser comme prévu l'efficacité de couplage avec une fibre monomode. Une efficacité maximale de l'ordre de  $-2\text{ dB}$  a été obtenue, celle-ci pourrait être augmentée avec l'ajout d'un réflecteur métallique [3] ou diélectrique en face arrière [4].

#### 4. RÉALISATION ET CARACTÉRISATION

Les coupleurs à réseau sont fabriqués à partir de substrats SOI de 300 mm avec une lithographie à 193 nm permettant de définir des motifs dont la taille minimum est ici de 80nm. Le guide d'onde silicium a été ensuite enrobé du BEOL[7]. Les dispositifs ont été caractérisés avec un testeur automatisé. Deux plaques, contenant chacune 31 structures, ont permis de faire des études statistiques. Le pic d'efficacité de couplage, la longueur d'onde du pic d'efficacité de couplage, la bande passante à -1dB sont les trois paramètres sur lesquels ont portés cette étude. Pour chaque paramètre, en tenant compte des mesures, nous avons fait l'hypothèse d'une distribution normale. Cette hypothèse a permis de définir pour chacun l'enveloppe à  $3\sigma$  contenant 99,7% des mesures effectuées. Ces trois enveloppes ont permis de définir une enveloppe globale à  $3\sigma$ . La figure 2 montre les résultats des simulations superposés aux enveloppes globales à  $3\sigma$  à 1310 nm. On remarque que les résultats des simulations se retrouvent à l'intérieur des enveloppes. Notre modèle de simulation permet donc de prédire les résultats de mesure dans un intervalle de confiance à  $3\sigma$ . La différence observée au niveau de la bande passante et de la valeur pic entre la valeur moyenne de la mesure et la simulation pourrait s'expliquer par le fait que nous avons utilisé une fibre monomode à saut d'indice pour les simulations alors que les mesures ont été réalisées avec une fibre monomode à maintien de polarisation.

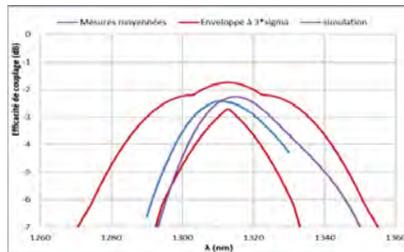


Figure 3: Efficacité de couplage théorique et efficacité moyenne mesurée à partir de 62 structures différentes

#### CONCLUSION

L'étude effectuée a permis de mettre en place un outil de prédiction des performances des coupleurs à réseau à une échelle industrielle. Les mesures effectuées montrent que les modèles sont suffisamment précis pour permettre de dimensionner des coupleurs à réseau de Bragg à 1310nm. Ils permettent de plus d'envisager une adaptation rapide et efficace de ses structures à d'autres longueurs d'onde.

#### REFERENCES

- [1] R. Takei, *et al.* "Silicon knife-edge taper waveguide for ultralow-loss spot-size converter fabricated by photolithography," *Appl. Phys. Lett.* 102(10), 101108 (2013).
- [2] A. Mekis, *et al.*, "A grating-coupler-enabled CMOS photonics Platform," *IEEE J. Of Selected Topics in Quant. Elect.*, Vol. 17, No.3, May/June 2011
- [3] W. S. Zaoui, *et al.*, "Bridging the gap between optical fibers and silicon photonic integrated circuits," *Opt. Exp.*, Vol. 22, Issue 2, pp. 1277-1286 (2014)
- [4] C. Baudot, *et al.*, "Low Cost 300mm Double-SOI Substrate for Low Insertion Loss 1D & 2D Grating Couplers," *Group IV Photonics (GFP), 2014 IEEE 11th International Conference*, Aug 2014
- [5] D. Taillaert, *et al.* "Compact efficient broadband grating coupler for silicon-on-insulator waveguides," *Opt. Lett.* 29(23), 2749–2751 (2004)
- [6] [www.lumerical.fr](http://www.lumerical.fr)
- [7] F. Boeuf, *et al.*, "A Multi-wavelength 3D-compatible Silicon Photonics Platform on 300mm SOI wafers for 25Gb/s Applications," *IEEE/IEDM*, pp 13.3.1 - 13.3.4, 2013

## L'INTERFEROMETRIE ATOMIQUE, DE LA PHYSIQUE FONDAMENTALE AUX APPLICATIONS

**Philippe Bouyer<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Laboratoire Photonique, Numérique, Nanosciences, UMR 5298 de l'IOGS, du CNRS et de l'Université de Bordeaux, IOA – rue François Mitterrand, 33400 Talence.

[philippe.bouyer@institutoptique.fr](mailto:philippe.bouyer@institutoptique.fr)

### RÉSUMÉ

Refroidis proche du zéro absolu, les atomes, qui se déplacent alors à des vitesses égales ou inférieures à quelques centimètres par seconde, se comportent non plus comme des particules, mais comme ondes de de Broglie dont la propagation peut conduire à des phénomènes d'interférence. On peut alors utiliser ces interférences pour construire des dispositifs de mesure de haute précision qui peuvent s'avérer extrêmement sensibles aux effets inertiels comme l'accélération et la rotation. Cet exposé présentera les derniers avancements dans l'étude de ces capteurs inertiels à ondes matière. Il sera abordé les expériences de laboratoires où, par exemple, des interféromètres ultra-précis sont utilisés pour effectuer des tests précis de la physique fondamentale, comme le test du principe d'équivalence ou la détection d'ondes gravitationnelles. L'exposé présentera aussi les divers développements vers des applications commerciaux comme le guidage et la navigation, ou le développement de gravimètres ultra-précis pour étudier le sous-sol.

*MOTS-CLEFS : Interférométrie Atomique, Atomes Froids, Senseurs Inertiels, Ondes de Matière*

### 1. INTRODUCTION

Depuis sa première démonstration en 1991, l'interférométrie atomique [1] s'est révélée être un outil de choix pour mesurer avec précision les constantes fondamentales, tester des modèles ultra précisément ou mesurer sans biais les effets inertiels. Ainsi, la sensibilité des interféromètres à l'accélération ou la rotation [2] a montré qu'ils pouvaient concurrencer voire même dépasser l'état de l'art des capteurs basés sur d'autres technologies. La haute stabilité et la précision de ces capteurs sont à la base de plusieurs applications allant de la physique fondamentale (par exemple les tests de la relativité générale [3] et des mesures de constantes fondamentales [4]), à la géophysique (gravimétrie [5], gradiométrie [6]) et la navigation inertielle [7].

Aujourd'hui, à l'image du développement des horloges atomiques, la recherche en interférométrie atomique s'oriente à la fois vers la physique fondamentale et les applications. Dans le premier cas, un des enjeux est d'atteindre des sensibilités ultimes en exploitant les fondements de la physique quantique et de l'interaction matière rayonnement, l'autre enjeu étant d'utiliser ces instruments pour des tests de physique fondamentale, comme la détection des ondes gravitationnelles ou le test du principe d'équivalence. Dans le second cas, la recherche repose sur l'innovation dans les concepts et dans les briques technologiques clé. Ainsi, des développements technologiques considérables ont été réalisés et ont permis la mise sur le marché de gravimètres et d'horloges permettant des mesures « statiques » à long terme. Cependant, l'utilisation de capteurs inertiels à atomes froids dans la navigation et le positionnement nécessite encore de résoudre de nombreux enjeux scientifiques et technologiques comme l'embarquabilité et la compacité, la continuité de la mesure, l'opération de ces capteurs en environnement réel et en présence d'autres instruments de mesure.

## 2. PRINCIPE DE L'INTERFEROMETRIE ATOMIQUE

La géométrie d'un interféromètre atomique est semblable à celle d'un Mach-Zehnder pour les ondes optiques. Ce concept est représenté Fig. 1 où des ondes de matière sont manipulées par un ensemble d'impulsions laser. À l'entrée de l'interféromètre, une impulsion  $\pi/2$  crée une superposition cohérente d'états atomiques. L'onde de matière est alors défléchie par une impulsion  $\pi$  avant d'être recombinés avec une seconde impulsion  $\pi/2$ . Pour réaliser ces lames séparatrices et ce miroir, on utilise les propriétés de diffraction de la matière par des ondes lumineuses stationnaires. La conservation de l'énergie-impulsion pendant ce processus impose de coupler seulement états atomiques dont les vitesses diffèrent de quelques cm/s. À la sortie de cet interféromètre, la probabilité de transition entre ces états est obtenue par une interférence de deux ondes donnant une probabilité de détection  $P=1/2(1+\cos \Delta \Phi)$ . Le déphasage de l'onde de matière  $\Delta \Phi$  dépend de la différence de chemin entre les deux trajectoires atomiques dans l'interféromètre.

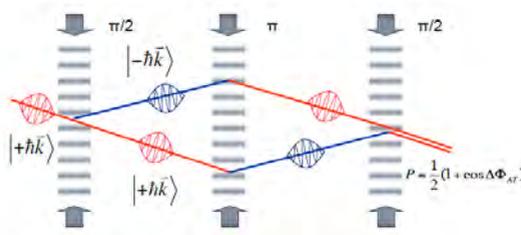


Fig. 1 : Principe d'un interféromètre atomique

## 3. TESTER LA RELATIVITE GENERALE AVEC DES ONDES DE MATIERE

Les interféromètres atomiques sont utilisés, par exemple, pour effectuer des mesures précises et absolues de la gravité locale, le taux de rotation de la Terre et tests de physique fondamentale tels que l'universalité de la chute libre (UFF). C'est ainsi le cas des projets ICE et MIGA en France.

Les tests précis de l'UFF avec des ondes de matière sont d'une importance clé pour comprendre la gravité à l'échelle quantique. Ces tests utilisent deux interféromètres atomiques qui mesurent l'accélération relative entre deux espèces atomiques en chute libre dans le potentiel gravitationnel de la Terre. L'expérience l'ICE est conçu pour générer des signaux interférométriques à partir d'échantillons refroidis par laser de  $^{39}\text{K}$  et  $^{87}\text{Rb}$  à bord de l'A-300 Zéro-G de Novespace avions. Pendant le vol parabolique, l'expérience est en chute libre et cet environnement de microgravité permet des temps d'interrogation de l'ordre de 10 s, permettant en principe de détecter les changements dans l'accélération au niveau de  $10^{-11}$  g.

En contraste avec ces expériences, le projet MIGA va explorer l'utilisation des interféromètres atomiques pour construire un capteur ondes de matière à grande échelle qui ouvrira vers de nouvelles applications dans les géosciences et la physique fondamentale. Contrairement aux autres expériences, souvent limitées par les vibrations transmis aux atomes en chute libre à travers les lasers d'interrogation, MIGA va exploiter l'environnement sismique très faible bruit d'un laboratoire souterrain [8] et utiliser les miroirs d'une cavité suspendus pour définir le champ d'interrogation. Ce projet doit en particulier explorer le potentiel des interféromètres atomiques pour la détection d'ondes gravitationnelles à basse fréquence.

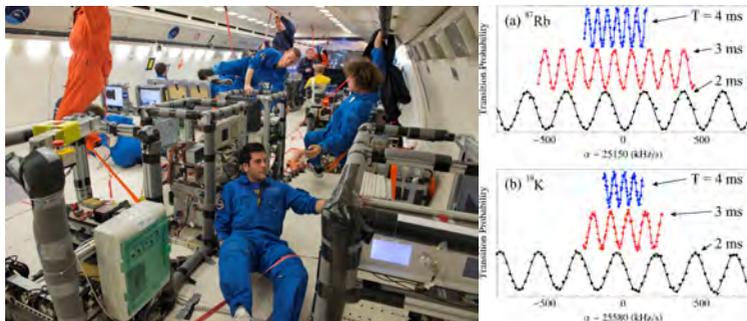


Fig. 2 : Droite : membres de l'équipe ICE pendant les vols paraboliques. Gauche : Franges d'interférences des deux interféromètres atomiques.

#### 4. DES GRAVIMETRES COMMERCIAUX AUX CENTRALES DE NAVIGATION

La recherche vers les applications a déjà abouti aux premiers dispositifs « commerciaux », suite à l'émergence de plusieurs entreprises parmi lesquelles on peut citer AOSENSE ([www.aosense.com](http://www.aosense.com)), COLQUANTA ([www.colquanta.com](http://www.colquanta.com)),  $\mu$ QUANS ([www.muquans.com](http://www.muquans.com)). Des développements technologiques considérables ont été réalisés et ont permis la mise sur le marché de gravimètres et d'horloges permettant des mesures « statiques » à long terme. Ainsi,  $\mu$ QUANS propose aujourd'hui un gravimètre transportable aux performances équivalentes, voire meilleurs à celles des produits existants. Cependant, l'utilisation de capteurs inertiels à atomes froids dans la navigation et le positionnement nécessite encore de résoudre de nombreux enjeux scientifiques et technologiques comme l'embarquabilité et la compacité, la continuité de la mesure, l'opération de ces capteurs en environnement réel et en présence d'autres instruments de mesure. L'extension à des marchés plus larges, comme la navigation commerciale, reste encore quasiment impossible au niveau de maturité technologique et conceptuel actuel.

#### RÉFÉRENCES

- 
- [1] P. R. Berman, *Atom Interferometry* (Academic Press, 1997).
  - [2] B. Canuel, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 97, 010402 (2006).
  - [3] S. Dimopoulos, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 98, 111102(2007).
  - [4] J. B. Fixler, *et al.*, *Science* 315, 74 (2007).
  - G. Lamporesi, *et al.*, *Phys Rev. Lett.* 100, 050801 (2008).
  - R. Bouchendira, *et al.*, *Phys Rev. Lett.* 106, 080801 (2011).
  - [5] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, *Nature* 400, 849 (1999).
  - [6] M. J. Snadden, *et al.*, *Phys Rev. Lett.* 81, 971 (1998).
  - [7] M. A. Kasevich and B. Dubetsky, United States Patent 7317184.
  - [8] T. Farah, *et al.*, arXiv:1404.6722.

## OPTIQUE QUANTIQUE AUX FRÉQUENCES MICRO-ONDES AVEC DES SPINS ET DES CIRCUITS ÉLECTRIQUES

P. Bertet<sup>1</sup>, A. Bienfait<sup>1</sup>, Y. Kubo<sup>1</sup>, C. Grezes<sup>1</sup>, D. Vion<sup>1</sup>, D. Esteve<sup>1</sup>, V. Jacques<sup>2</sup>, J.-F. Roch<sup>2</sup>, J. Isoya<sup>3</sup>, J. Pla<sup>4</sup>, J. Morton<sup>4</sup>, B. Julsgaard<sup>5</sup>, K. Moelmer<sup>5</sup>

<sup>1</sup> *Groupe Quantronique, Service de Physique de l'Etat Condensé, DSM/IRAMIS/SPEC, CNRS UMR 3680, CEA Saclay, 91191 Gif sur Yvette cedex, France*

<sup>2</sup> *Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Université Paris-Sud et ENS Cachan, 91405 Orsay, France*

<sup>3</sup> *Research Center for Knowledge Communities, University of Tsukuba, Tsukuba 305-8550, Japan*

<sup>4</sup> *London Centre for Nanotechnology, University College London, 17-19 Gordon Street, London, WC1H 0AH, United Kingdom*

<sup>5</sup> *Department of Physics and Astronomy, Aarhus University, Ny Munkegade 120, DK-8000 Aarhus C, Denmark*

patrice.bertet@cea.fr

### RÉSUMÉ

L'application des concepts de l'électrodynamique quantique en cavité [1] aux circuits électriques supraconducteurs a donné lieu au développement de nouvelles techniques qui rendent possible la manipulation et la mesure de signaux micro-ondes avec une sensibilité considérablement accrue, atteignant l'échelle du photon unique [2]. Nos recherches visent, de manière parallèle, à atteindre le régime quantique de l'interaction entre des spins dans les solides et des photons micro-ondes dans un résonateur, dans le but double de développer de nouveaux dispositifs pour l'information quantique d'une part, et d'améliorer la sensibilité de la spectroscopie de résonance paramagnétique électronique (RPE) d'autre part.

**MOTS-CLEFS :** *information quantique ; circuits supraconducteurs ; spins*

### 1. INTRODUCTION

Les développements récents de l'information quantique avec des circuits supraconducteurs [2] ont mené à la mise au point de nouvelles techniques expérimentales qui permettent de contrôler et de mesurer avec une précision jamais atteinte des champs électromagnétiques aux fréquences micro-ondes. Grâce aux amplificateurs paramétriques à base de jonctions Josephson [3], les mesures micro-ondes atteignant la limite du bruit de grenaille (shot-noise) sont devenues possibles, ainsi que la génération d'états squeezés [4]. Des sources et détecteurs de photons uniques sont réalisés en utilisant des atomes artificiels supraconducteurs (ou qubits supraconducteurs), aussi basés sur des jonctions Josephson [5]. Enfin l'état quantique du champ micro-onde dans une cavité peut être préparé dans des états extraordinairement complexes, avec des superpositions cohérentes d'états, du type chat de Schrödinger, allant jusqu'à une centaine de photons [6]. Par rapport aux expériences comparables d'optique quantique aux longueurs d'onde visibles, ces expériences aux fréquences micro-onde sont réalisées dans des cryostats à dilution à des températures de quelques millikelvins pour que le champ électromagnétique soit dans son état fondamental à l'équilibre thermique.

Notre groupe de recherche vise à enrichir ce nouveau domaine de l'optique quantique aux fréquences micro-ondes et aux très basses températures en combinant circuits supraconducteurs quantiques et spins électroniques dans les solides. Les motivations sont duales. D'une part, les spins électroniques ont des propriétés qui les rendent extrêmement intéressants pour les applications d'information quantique, de par leur long temps de cohérence (pouvant atteindre la seconde, ou plus [7]) lorsqu'ils sont inclus dans une matrice cristalline ultra-pure. La combinaison avec les qubits supraconducteurs laisse entrevoir l'espoir de nouveaux types de dispositifs quantiques "hybrides" qui bénéficieraient des avantages de chaque type de système [8]. En sens inverse, nous cherchons à utiliser les circuits supraconducteurs pour améliorer la

sensibilité des mesures de résonance magnétique de spin, avec comme objectif ultime d'effectuer des mesures de spectroscopie RPE sur un unique spin. Dans cet exposé, j'aborderai ces deux axes de recherche.

## 2. MÉMOIRE QUANTIQUE

Dans un premier temps je présenterai nos efforts pour réaliser une mémoire quantique aux fréquences micro-ondes pour les qubits supraconducteurs, basée sur un ensemble de spins électroniques ayant un long temps de cohérence [9]. Pour ce projet, nous utilisons des centres colorés du diamant appelés centres NV (pour Nitrogen-Vacancy) constitués d'un atome d'azote substitutionnel du réseau du diamant situé à côté d'une lacune. Dans son état fondamental, un centre NV a un spin 1, avec une fréquence de résonance proche de 3 GHz pour la transition entre l'état  $m_S = 0$  et  $m_S = +1$ . Il a été démontré que dans un diamant suffisamment pur, le temps de cohérence du spin d'un centre NV peut atteindre jusqu'à 1 s à des températures  $< 100$  K [10], ce qui est 4 ordres de grandeur de plus que le plus long temps de cohérence jamais mesuré pour un qubit supraconducteur. Notre idée est d'utiliser un ensemble de  $\approx 10^{10}$  centres NV pour stocker un grand nombre d'états quantiques provenant de qubits supraconducteurs, ce qui pourrait améliorer grandement l'opération d'un processeur quantique supraconducteur tel que développé actuellement dans de nombreux groupes de recherche. Sur un plan expérimental, nous avons dans un premier temps démontré qu'il était en effet possible de transférer l'état quantique d'un qubit supraconducteur vers un ensemble de centres NV (étape d'écriture) [11]. Notre travail actuel consiste à relire cet état quantique le plus fidèlement possible, en utilisant des techniques d'écho de spins inspirés de la RMN et de la recherche sur les mémoires quantiques aux fréquences optiques. Une étape importante, atteinte récemment dans notre groupe, a été de détecter un écho de spin pour une impulsion classique initiale d'ultra-faible intensité correspondant à un seul photon micro-onde en moyenne [12].

## 3. SPECTROSCOPIE RPE HAUTE-SENSIBILITÉ

La deuxième partie de mon exposé portera sur l'application des circuits supraconducteurs quantiques à la spectroscopie de RPE. L'utilisation combinée des très basses températures, de micro-résonateurs supraconducteurs permettant d'avoir à la fois un fort confinement du champ micro-onde et un facteur de qualité très élevé, ainsi que d'amplificateurs paramétriques à la limite quantique, nous a permis d'obtenir des sensibilités record dans la détection de la résonance magnétique d'un ensemble de donneurs dans le silicium (atomes de bismuth) dont la fréquence de résonance de spin est proche de 7.3 GHz. Notre spectromètre permet la détection de  $1.7 \cdot 10^3$  spins avec un rapport signal-sur-bruit de 1 en un seul écho de spin, ce qui représente une amélioration de près de 4 ordres de grandeur par rapport à l'état de l'art. Enfin notre expérience atteint un nouveau régime de couplage entre un spin et un champ micro-onde, où la relaxation de spin est accélérée d'un facteur  $\approx 100$  lorsque la fréquence de résonance de spin est accordée à la fréquence de la cavité. Cela signifie que l'émission de photon par effet Purcell (émission spontanée médiée par la cavité) devient le processus dominant de spin-flip, au lieu de l'émission de phonons comme c'est le cas habituellement. Ces résultats démontrent le potentiel des circuits supraconducteurs pour les applications de résonance magnétique en général.

## RÉFÉRENCES

- [1] S. Haroche, J.-M. Raimond, *Exploring the Quantum*, Oxford University Press, Ed., 2006.
- [2] M. H. Devoret, R. J. Schoelkopf, "Superconducting Circuits for Quantum Information : An Outlook" *Science*, vol. 339, p. 1169, 2013.
- [3] X. Zhou, V. Schmitt, P. Bertet, D. Vion, W. Wustmann, V. Shumeiko, D. Esteve, "High-gain weakly nonlinear flux-modulated Josephson parametric amplifier using a SQUID array" *Phys. Rev. B*, vol. 89, p. 214517, 2014.
- [4] F. Mallet, M. A. Castellanos-Beltran, H. S. Ku, S. Glancy, E. Knill, K. D. Irwin, G. C. Hilton, L. R. Vale, and K. W. Lehnert, "Quantum State Tomography of an Itinerant Squeezed Microwave Field" *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 220502, 2011.

- [5] A. A. Houck, D. I. Schuster, J. M. Gambetta, J. A. Schreier, B. R. Johnson, J. M. Chow, L. Frunzio, J. Majer, M. H. Devoret, S. M. Girvin and R. J. Schoelkopf, "Generating single microwave photons in a circuit", *Nature*, vol. 449, p. 328, 2007.
- [6] B. Vlastakis, G. Kirchmair, Z. Leghtas, S. E. Nigg, L. Frunzio, S. M. Girvin, M. Mirrahimi, M. H. Devoret, and R. J. Schoelkopf, "Deterministically encoding quantum information using 100-photon schrödinger cat states" *Science*, vol. 342, pp. 607-610, 2013.
- [7] M. Steger, K. Saeedi, M.L.W. Thewalt, J.J.L. Morton, H. Riemann, N.V. Abrosimov, P. Becker, H.-J. Pohl, "Quantum information storage for over 180s using donor spins in a  $^{28}\text{Si}$  semiconductor vacuum" *Science*, vol. 336, pp. 1280-1283, 2012.
- [8] G. Kurizki, P. Bertet, Y. Kubo, K. Moelmer, D. Petrosyan, P. Rabl, and J. Schmiedmayer, "Quantum technologies with hybrid systems" *Proc. Nat. Acad. Sci.*, vol. 112, pp.3866-3873, 2015.
- [9] B. Julsgaard, C. Grezes, P. Bertet, and K. Moelmer, "Quantum memory for microwave photons in an inhomogeneously broadened spin ensemble" *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p.250503, 2013.
- [10] N. Bar-Gill, L.M. Pham, A. Jarmola, D. Budker, and R.L. Walsworth, "Solid-state electronic spin coherence time approaching one second" *Nature communications*, vol. 4, p.1743, 2013.
- [11] Y. Kubo, C. Grezes, A. Dewes, T. Umeda, J. Isoya, H. Sumiya, N. Morishita, H. Abe, S. Onoda, T. Ohshima, V. Jacques, A. Dréau, J.-F. Roch, I. Diniz, A. Auffeves, D. Vion, D. Esteve, and P. Bertet, "Hybrid Quantum Circuit with a Superconducting Qubit Coupled to a Spin Ensemble", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p.220501, 2011.
- [12] C. Grezes, B. Julsgaard, Y. Kubo, W. L. Ma, M. Stern, A. Bienfait, K. Nakamura, J. Isoya, S. Onoda, T. Ohshima, V. Jacques, D. Vion, D. Esteve, R. B. Liu, K. Moelmer, and P. Bertet, "Storage and retrieval of microwave fields at the single-photon level in a spin ensemble", *arxiv :1504.02220*, 2015.

## SOURCES SOLIDES DE LUMIERE: UNE REVOLUTION DANS LE MONDE DE L'ECLAIRAGE

Georges ZISSIS<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie LPALACE UMR 5213 CNRS-INPT-UT3, Université Fédérale Toulouse Midi-Pyrénées, 118 rte de Narbonne, 31062 Toulouse, France*

[georges.zissis@laplace.univ-tlse.fr](mailto:georges.zissis@laplace.univ-tlse.fr)

### RÉSUMÉ

À l'aube du XXI<sup>e</sup> siècle, le monde de l'éclairage électrique est à nouveau en effervescence comme il le fût au début du XX<sup>e</sup> avec la démocratisation de la lampe à incandescence. Ainsi, pendant que l'incandescence tire sa révérence, nous vivons une vraie révolution grâce à l'arrivée d'un « intrus » issu du monde du semi-conducteur: la diode électroluminescente, la « LED ». Cette révolution doit permettre de limiter les impacts liés à la croissance de la consommation électrique pour l'éclairage, qui, selon des études récentes, serait multipliée par deux à l'horizon 2030.

**MOTS-CLEFS :** *Sources Solides de Lumière, Eclairage, Diodes Electroluminescentes, Diodes Electroluminescentes Organiques.*

### 1. LES DIODES ELECTROLUMINESCENTES - LEDS

En 1907, un pionnier de la radio, J.H. Round mentionne le premier une émission de lumière à partir d'un morceau de Carborundum (Carbure de Silicium) sans pouvoir l'expliquer... Sans connaître cette découverte, O.V. Losev, un jeune chercheur russe, reproduit l'expérience en 1921 et suppose qu'il s'agit là de l'effet photoélectrique inverse mentionné par Einstein... Il faudra attendre plus de quarante ans, en 1962, pour que N. Holonyak invente la LED rouge. Puis, G. Craford invente la LED jaune en 1972, la LED verte suit... 1993 fera date avec l'invention de la LED bleue qui vaudra le prix Nobel de physique à I. Akasaki, H. Amano et S. Nakamura en 2014 et ouvrira la porte de l'éclairage artificiel aux semi-conducteurs.

Aujourd'hui, des LEDs blanches de haute brillance sont disponibles sur le marché et produisent plusieurs centaines de lumens. Les performances des LEDs blanches n'ont eu de cesse de progresser depuis près de 20 ans (le record actuel est de 303 lm/W détenu par une LED CREE de laboratoire). Cependant, c'est au cours des cinq dernières années que le pas nécessaire à l'utilisation de ces petites sources de lumière comme « ampoules de substitution » a vraiment été franchi. Les efficacités lumineuses intrinsèques du composant sont excellentes puisque les meilleurs produits du marché dépassent déjà l'efficacité des meilleures sources blanches existantes avec des valeurs de plus de 130 lm/W. Cependant, les efficacités lumineuses des systèmes complets, incluant les composants LED, leurs optiques, lentilles ou réflecteurs, ainsi que l'électronique associée, ont du mal à dépasser la centaine de lumens par watt, la moyenne des luminaires à LED commercialisés se situant plutôt vers 60 lm/W et dans les meilleurs cas, certains systèmes dépassent les 100 lm/W.

Les LEDs n'ont cependant pas que des avantages. Elles ont longtemps fait illusion comme produit écologique par excellence ! C'est oublier un peu vite que se sont des « puces électroniques » issues de l'industrie de la microélectronique, consommatrices d'eau, de terres rares, de produits chimiques en tout genre et génératrices de nombreux déchets polluants. D'ailleurs actuellement, on ne sait pas vraiment recycler les LEDs. Le label « vert » ne semble donc pas si évident au regard des autres solutions d'éclairage et demande des études complémentaires indépendantes. Les résultats des campagnes de qualités sont aujourd'hui trop souvent décevants et parfois alarmants car le marché présente aussi des produits de mauvaise qualité, comparables à celle d'une ancienne lampe à incandescence, et ceci est particulièrement vrai pour les pays en voie de développement... Une profonde méconnaissance du composant « LED » et de sa façon de l'intégrer dans un système est

également à l'origine de ces résultats catastrophiques qui diffament une technologie valable. Ce constat est fort inquiétant car les LEDs de mauvaise qualité qui existent aujourd'hui sur le marché discréditent l'ensemble des produits aux yeux des concepteurs lumière et des utilisateurs finaux. Un rejet du produit par l'utilisateur final serait très dommageable.

## 2. LES DIODES ELECTROLUMINESCENTES ORGANIQUES - OLEDs

Que nous réserve le futur ? Imaginez une feuille plastique, légère, pliable qui pourrait émettre de la lumière colorée ou bien blanche... Les LEDs organiques (OLEDs) frappent à la porte !

L'OLED (diode électroluminescente organique) représente aujourd'hui une technologie de source de lumière extrêmement prometteuse. Ses propriétés naturelles permettent d'envisager à l'avenir un éclairage large, diffus, non éblouissant, sur une surface extrêmement fine, éventuellement incurvée voire même flexible. Ainsi, elle ne se présente pas comme une solution de substitution à une technologie existante, mais, elle offre bel et bien des perspectives inédites pour appréhender et concevoir l'éclairage de demain. De nombreuses anticipations et images de synthèse montrent à quel point ces sources sont capables de réaliser des fonctions invisibles avec les technologies actuelles. On peut par exemple citer des fenêtres OLED, qui laisseraient passer la lumière le jour et s'illumineraient la nuit, des murs éclairants ou des véhicules carrossés de lumière. Les OLED déchaînent à l'évidence l'imaginaire des créatifs, mais elles n'en sont encore qu'aux premiers balbutiements dans le domaine de l'éclairage.

Les OLED ont trouvé leur place ces 10 dernières années dans le domaine des écrans pour appareils mobiles, où on les trouve sous forme de pixels associés en matrice. Selon les perspectives clairement affichées des plus grandes industries de l'éclairage, les OLEDs sont désormais un domaine avec lequel il faudra compter pour l'avenir. La recherche aussi bien académique que privée a permis de sortir des prototypes commercialisés qui ont en quelque sorte servis à « calibrer » la technologie. Désormais, les feux semblent être passés au vert pour la commercialisation à grande échelle et d'ici quelques années, il sera possible d'acheter son OLED comme on achète une ampoule classique. L'idée est donc de comprendre comment ce composant, si différent des LEDs classiques, a pu faire un tel chemin et peut ouvrir les portes à une vision éclairagiste différente. La pénétration des OLED dans de nouveaux marchés, en particulier celui de l'éclairage, nécessite encore l'amélioration de leur flux, de leur efficacité et de leur durée de vie. Cela impose des verrous technologiques additionnels qui restent à lever : (1) Augmenter le flux et (2) Augmenter l'efficacité lumineuse.

L'efficacité d'une OLED est liée à de nombreux facteurs. On peut mentionner en premier lieu les matériaux qui, selon leur type (fluorescents, phosphorescents, petites molécules, polymères etc...) présentent des efficacités radicalement différentes. Un autre facteur est l'extraction de la lumière produite. En effet, elle est essentiellement produite dans l'une des couches organiques appelée couche émissive et elle doit traverser plusieurs matériaux avant de sortir du composant et participer à son rayonnement. Dans son cheminement, elle peut subir des réflexions multiples et subir ainsi une forte atténuation. L'efficacité maximale d'un composant OLED a été obtenue au début de l'année 2013 par NEC Lighting : elle est annoncée à 156 lm/W, mais très probablement dans des conditions sévères de laboratoire. Elle est d'environ 30 lm/W pour les produits disponibles sur le marché. Afin que les OLEDs pour l'éclairage arrivent à la maturité, l'industrie doit impérativement (1) augmenter leur durée de vie et (2) diminuer les coûts de production.

Aujourd'hui, nous pouvons dire que la technologie OLED a réalisé de formidables progrès ces dix dernières années. Elle est sur le point de dominer le marché des écrans d'appareils mobiles et elle se présente aujourd'hui sur le segment des téléviseurs avec d'excellentes perspectives. La prochaine étape, à moyen terme, concerne l'automobile où de nombreux projets ont débouché sur des prototypes et des réalisations concrètes. Mais d'ici quelques années, lorsque les avancées techniques permettront d'obtenir des OLED puissantes, efficace et à grande durée de vie, elles révolutionneront notre façon d'appréhender l'éclairage général, en ouvrant des possibilités encore jamais envisagées avec des sources traditionnelles.

## ETUDE DE LA TOLERANCE ANGULAIRE DE LA GENERATION PARAMETRIQUE OPTIQUE DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES NON-LINEAIRES (PPLT-2D)

H. Chikh-Touami<sup>1,2</sup>, M. Lazoul<sup>2</sup>, A. Boudrioua<sup>1</sup>, L. M. Simohamed<sup>2</sup>, L. -H. Peng<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France

<sup>2</sup> Laboratoire des Systèmes Electroniques et Optroniques, Ecole Militaire Polytechnique, BP 17 Bordj Elbahri 16111, Alger, Algérie

<sup>3</sup> Graduate Institut of Photonics and Optoelectronics, National Taiwan University, Taipei, 106, Taiwan

[hocine\\_ct@yahoo.fr](mailto:hocine_ct@yahoo.fr)

### RESUME

Dans ce travail, nous étudions l'influence de l'angle d'incidence du faisceau de pompe sur l'efficacité de la conversion paramétrique dans les cristaux photoniques non linéaires (structures périodiquement polarisées à deux dimensions). Ce type de structures photoniques autorise un quasi-accord de phase bidimensionnel et non colinéaire qui permet de satisfaire plusieurs processus non linéaires simultanément.

**MOTS-CLEFS :** Tolérance angulaire, Gain paramétrique optique, cristaux photonique non linéaire bidimensionnels, génération paramétrique optique.

### 1. INTRODUCTION

La génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires de second ordre permet d'avoir des sources lasers accordables sur des gammes de longueurs d'onde non accessibles par les sources lasers traditionnelles [1]. Dans les cristaux photoniques non-linéaires à deux dimensions (CPNL-2D), la susceptibilité d'ordre 2 ( $\chi^2$ ) est inversée périodiquement dans les deux directions du plan, selon un motif particulier. La grande flexibilité du quasi-accord de phase non colinéaire dans ces réseaux 2D constitue leur grand intérêt [2]. Le Tantalate de lithium (LiTaO<sub>3</sub>) est un matériau ferroélectrique non linéaire très intéressant au vu de son coefficient non linéaire important (21 pV/m), de son seuil de dommage photo-réfractif élevé et de sa polarisation inverse facile à réaliser sur des périodes relativement courtes [3, 4].

Le but de ce travail est d'étudier la tolérance angulaire du quasi-accord de phase non colinéaire sous l'effet des variations de l'angle d'incidence de la pompe. Ceci a un effet direct sur les vecteurs du réseau réciproque impliqués dans le quasi-accord de phase ainsi que sur leur nombre. Nous démontrons également que sous certaines conditions, l'optimisation de l'angle d'incidence de la pompe et la détermination de la tolérance angulaire permet d'améliorer considérablement le gain paramétrique global de l'interaction non linéaire.

### 2. ÉTUDE ET ANALYSE

Dans les CPNL-2D, 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 [1]:

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_{mn} \quad (1)$$

où  $\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i$  sont les vecteurs d'onde de pompe, du signal et de l'idler, respectivement, et  $\mathbf{k}_{mn} = 2\pi \left( \frac{m}{\Lambda_x} \hat{x} + \frac{n}{\Lambda_y} \hat{y} \right)$  le vecteur réciproque résultant du  $m^{\text{ème}}$  et  $n^{\text{ème}}$  ordre sur les directions  $\hat{x}$  et  $\hat{y}$  du CPNL-2D. Le gain paramétrique optique est donné par [5]:

$$g = \frac{2\mu_0 \omega_s \omega_i d_{33} |E_p|}{\sqrt{k_s k_i} \sqrt{\sum_{m,n} |a_{mn}|^2}} \quad (2)$$

Avec  $a_{mn}$  le coefficient de Fourier,  $E_p$  le champ électrique de la pompe,  $\mu_0$ ,  $\omega_s$ ,  $\omega_i$ ,  $k_s$ ,  $k_i$  et  $d_{33}$  sont respectivement la perméabilité magnétique dans le vide, les pulsations du signal et de l'idler, les vecteurs d'onde du signal et de l'idler et le coefficient de non-linéarité. L'efficacité de conversion est préalablement réduite dans les structures à deux dimensions par rapport à celle à une dimension en raison du coefficient non linéaire effectif réduit [6]. Cependant, le nombre important des vecteurs du réseau réciproque qui contribuent dans le même processus non linéaire implique le rehaussement substantiel de l'efficacité de conversion [5].

Le contrôle du gain paramétrique optique exprimé par l'équation (2) est possible en augmentant la valeur de la racine carrée des coefficients de Fourier, et ce, par le contrôle de l'angle d'incidence du faisceau de la pompe. Pour ce faire, nous avons opté pour une étude numérique basée sur des simulations sous Matlab, pour déterminer l'influence de cet angle d'incidence sur aussi bien l'angle de sortie du Signal et de l'Idler ainsi que sur leurs longueurs d'onde.

Dans ce travail, nous avons choisi de simuler le cristal PPLT-2D ( $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$ ) ayant un motif circulaire avec un taux de remplissage de 38 %. La figure 1 montre la variation des longueurs d'onde du signal et de l'idler, avec un angle d'incidence du faisceau de pompe ( $\lambda_p=532 \text{ nm}$ )  $\theta_p=0^\circ$ , pour différents vecteurs de réseau réciproque  $\mathbf{k}_{10}$ ,  $\mathbf{k}_{1\pm 1}$  et  $\mathbf{k}_{1\pm 2}$  dudit cristal, chauffé à une température de  $110^\circ\text{C}$ .

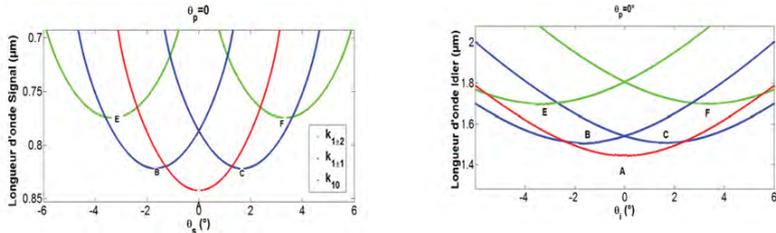


Fig. 1 : longueurs d'onde signal et idler générées en fonction de leurs directions par rapport à la direction colinéaire pour les vecteurs de réseau réciproque  $\mathbf{k}_{10}$ ,  $\mathbf{k}_{1\pm 1}$  et  $\mathbf{k}_{1\pm 2}$ .

Nous nous intéressons à la contribution des vecteurs du réseau réciproque aux points A, B, C, D, E et F pour lesquels le signal et l'idler sont colinéairement couplés [2]. Les coefficients de Fourier correspondent à ces points sont  $\mathbf{a}_{10}=\mathbf{0.1847}$  pour  $\mathbf{k}_{10}$ ,  $\mathbf{a}_{1\pm 1}=\mathbf{0.1526}$  pour  $\mathbf{k}_{1\pm 1}$  et  $\mathbf{a}_{1\pm 2}=\mathbf{0.073}$  pour  $\mathbf{k}_{1\pm 2}$ , la valeur du coefficient de Fourier est maximale pour  $\mathbf{k}_{10}$  parce que le faisceau de la pompe et ceux du Signal et de l'Idler sont colinéaires. Les gains paramétriques optiques correspondant aux vecteurs  $\mathbf{k}_{10}$ ,  $\mathbf{k}_{1\pm 1}$  et  $\mathbf{k}_{1\pm 2}$  sont, respectivement,  $7.1543 \times 10^{25}$ ,  $5.9103 \times 10^{25}$  et  $0.077 \times 10^{25}$

La variation des longueurs d'onde du signal et de l'idler en fonction de leurs directions est illustré sur la figure 2 lorsque l'angle d'incidence  $\theta_p = \pm 1^\circ$  (cas non colinéaire). Nous constatons que l'allure de  $\mathbf{k}_{11}$  et de  $\mathbf{k}_{1-1}$  ne sont pas les mêmes, contrairement au cas colinéaire  $\theta_p = 0^\circ$  de la figure 1, car leurs contributions dans le processus de la génération paramétrique est différent [5]. En plus, nous remarquons que les longueurs d'onde du Signal diminuent tant que nous nous éloignons de la direction colinéaire, contrairement aux longueurs d'onde de l'Idler qui augmentent.

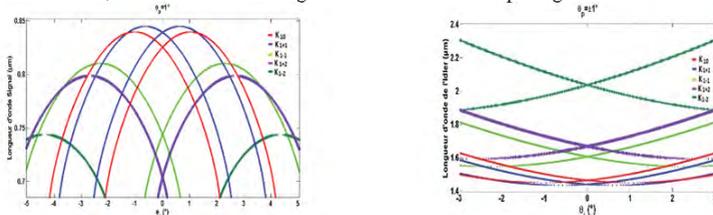


Fig. 2: Variation des longueurs d'onde du Signal et de l'idler en fonction  $\theta_s$  et  $\theta_i$  pour  $\theta_p = \pm 1^\circ$ .

La figure 3 montre l'effet de l'angle d'incidence  $\theta_p$  sur la variation aussi bien de la direction du signal et de l'idler que leurs longueurs d'onde générées par le vecteur  $\mathbf{k}_{10}$ . Nous remarquons que les longueurs d'onde du signal diminuent et celles de l'idler augmentent en s'éloignant de la direction colinéaire. Une variation angulaire de  $\theta_p = \pm 4^\circ$  implique une tolérance spectrale sur le signal de  $\Delta\lambda_s = 4$  nm. Au-delà d'une variation angulaire  $\Delta\theta_s = 4.1^\circ$  le code Matlab diverge et la configuration d'accord de phase change.

La même étude a été effectuée pour le faisceau idler.

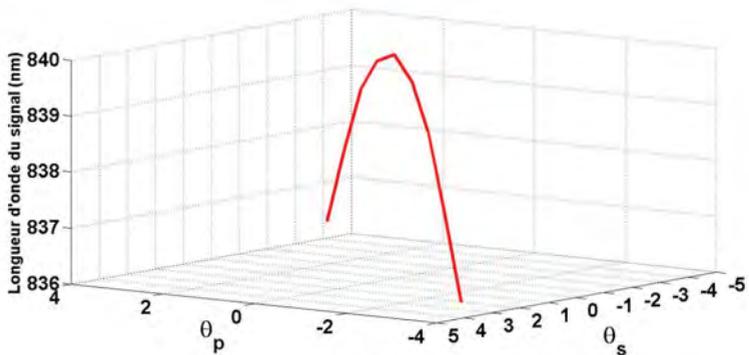


Fig. 4 : Effet de l'angle d'incidence  $\theta_p$  sur la direction du faisceau du Signal et ses longueurs d'onde pour le vecteur  $\mathbf{k}_{10}$ .

## CONCLUSION

Nous avons démontré, par simulation, que la tolérance angulaire influe sur les longueurs d'onde générées et sur leurs directions. Le gain paramétrique est important si le faisceau de la pompe et celui de la sortie sont dans la direction colinéaire. Une étude expérimentale est en cours pour valider ces résultats numériques même dans le cas des guides d'onde implantés sur des CPNL-2D.

## REFERENCES

- [1] V. Berger, "Non linear photonic crystals," *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 "Two-dimensional PPLN for simultaneous laser Q-switching and optical parametric oscillation in a Nd : YVO4 laser" *Optics Express*, vol. 19, no. 24, p. 23643, 2011.
- [3] B. T. Matthias, J. B. Remeika, "Ferroelectricity in the Ilmenite Structure", *Phys.Rev.* 76 (12), (1999).
- [4] L. H. Peng, H. M. Wu, A. H. Kung and C.-M. Lai, "Fabrication and characterization of self-assembled ferroelectric linear and nonlinear photonic crystals: GaN and LiNbO<sub>3</sub>", *Materials Science* (2009).
- [5] H. C. Liu and A. H. Kung, "Substantial gain enhancement for optical parametric amplification and oscillation in two-dimensional nonlinear photonic crystals", *Optics Express*, vol. 16, no. 13, p. 9714, 2008.
- [6] A. Arie, N. Habsheesh, and A. Bahabad, "Quasi phase matching in twodimensional nonlinear photonic crystals," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 39, p. 361, 2007.

**LASER À FIBRE DOUBLE GAINÉ DOPÉE ER:YB :  
ETUDE DE L'ACCORDABILITÉ EN LONGUEUR D'ONDE SUR UNE PLAGE DE 75NM EN  
RÉGIME MULTI-IMPULSIONNEL**

**Georges Semaan<sup>1</sup>, Yichang Meng<sup>2</sup>, Mohamed Salhi<sup>1</sup>, Alioune Niang<sup>1</sup>, Khmaies Guesmi<sup>1,3</sup>,  
François Sanchez<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Laboratoire de Photonique d'Angers E. A. 4464, Université d'Angers, 2 Bd Lavoisier, 49045  
Angers, France

<sup>2</sup>Faculté des Sciences, Université de Sciences et Technologie de Hebei, 050018 Shijiazhuang, Chine

<sup>3</sup>Laboratoire Systèmes Electroniques et Réseaux de Communications (SERCOM),  
Ecole Polytechnique de Tunisie, EPT, B.P. 743, 2078, Université de Carthage, Tunis, Tunisie

[francois.sanchez@univ-angers.fr](mailto:francois.sanchez@univ-angers.fr)

### RÉSUMÉ

Dans cette communication, nous présentons un laser à fibre double gainé dopée Er:Yb, dans une configuration en anneau où la rotation non-linéaire de polarisation (RNLP) agit comme un filtre spectral accordable en longueur d'onde. En ajustant les pertes linéaires intra-cavité et les contrôleurs de polarisation (PC1 et PC2), la longueur d'onde centrale est accordable en continu de 1545nm à 1620nm. Nous avons ainsi démontré un effet laser impulsionnel accordable sur une plage de 75nm.

**MOTS-CLEFS :** *laser à fibre, RNLP, filtre spectral, accordable*

### 1. INTRODUCTION

Les lasers à fibre à longueur d'onde accordable en verrouillage de modes sont des sources prometteuses dans plusieurs domaines comme la spectroscopie, la mesure, les communications optiques etc... En général, un filtre passe-bande accordable est utilisé dans une cavité pour obtenir un verrouillage de modes de longueur d'onde centrale différente. Cependant, la bande passante et la plage d'accord restreintes du filtre limitent la largeur de l'impulsion et la bande d'accord des lasers à fibre verrouillés en phase. Avec des filtres passe-bande accordables, des plages d'accord de 40nm autour de 1518nm à 1558nm et de 34nm autour de 1525nm à 1559nm ont été rapportées[1]. Afin de ne pas être limité par le filtre passe-bande accordable, un filtre Mach-Zehnder accordable a été utilisé dans un laser à fibre verrouillé en phase montrant une accordabilité de 15nm autour de 1551nm à 1570nm. Mis à part le filtre réel, la cavité du laser possède toujours un effet de filtrage. En effet, il a été démontré qu'un filtre biréfringent artificiel intrinsèque existe dans les lasers à fibre en anneau verrouillés en phase [2]. Le filtre biréfringent artificiel peut être mis à profit pour réduire la bande passante effective du gain ou pour changer la longueur d'onde centrale dans les lasers à fibre dopée Ytterbium ou dans celle dopée Erbium. En utilisant ce filtre biréfringent artificiel, une plage d'accord de 30nm autour de 1570nm à 1600nm a été obtenue dans les lasers à fibre dopée Erbium. Toutefois, les performances obtenues du filtre biréfringent sont inférieures à la plage d'accord attendue. Ceci est la conséquence du profil de gain dans le milieu laser.

Dans les lasers à fibre, le profil du gain du milieu laser n'est pas statique et peut être influencé par la variation des paramètres de la cavité. En effet, la valeur de l'inversion de population au seuil de l'émission laser est directement liée à la longueur d'onde de fonctionnement du laser à fibre dopée Erbium : une moindre inversion de population introduit un meilleur gain autour des grandes longueurs d'ondes alors qu'une forte inversion de population assure un meilleur gain autour

## INDEX DES AUTEURS

Abdallah, Z. ....	114	Bettiati, M. ....	351
Absil, P. ....	136	Beugnot, J.-C. ....	72
Achelle, S. ....	204	Beuzit, J.-L. ....	105
Adam, J.-L. ....	16	Bienfait, A. ....	145
Albaladéjo, S. ....	240	Bigeon, J. ....	195
Alis, D. ....	1	Bigo, S. ....	99
Allioux, D. ....	348	Bigot, L. ....	19, 22, 25, 40, 75
Alouini, M. ....	1, 108, 264, 304, 315	Blackburn, J. ....	130
Amela-Cortes, M. ....	195	Blanc, W. ....	309
Andresen, E.R. ....	120	Bodiou, L. ....	130, 180, 204, 318
Anet Neto, L. ....	87	Boldyreva, E. ....	240
Antier-Murgey, M. ....	136	Bondu, Francois ....	261, 264, 304
Arcizet, O. ....	52	Bony, P.-Y. ....	81
Armaroli, Andrea ....	334	Borgne, Eric ....	323
Attia, R. ....	246	Borgne, Eric ....	123
Attias, A.-J. ....	54	Bortolozzo, U. ....	312
Aubert, J.-J. ....	1	Bosc, D. ....	174
Aupetit-Berthelemot, C. ....	84, 252	Boscolo, S. ....	273
Ayi-Yovo, F.E. ....	139	Boucaud, Philippe ....	69
Azou, S. ....	296	Boucaud, Philippe ....	189
Bahloul, F. ....	246	Boucher, Y. ....	114, 162
Bahri, M. ....	340	Boudrioua, Azzedine ....	258, 345
Baiili, Ghaya ....	234	Boudrioua, Azzedine ....	150, 351
Baillot, M. ....	334	Bouhier, S. ....	261
Balac, S. ....	114, 159	Boukenter, A. ....	117, 177, 216
Baladi, F. ....	351	Bourderionnet, J. ....	136
Baldi, P. ....	189	Bourdon, P. ....	37
Ballandras, S. ....	63	Boussard-Plédel, C. ....	93, 213
Balocchi, A. ....	255	Bouwmans, G. ....	19, 22, 43
Barat, D. ....	66	Bouyer, P. ....	142, 225
Barbet, S. ....	186	Bouzid, A. ....	282, 326
Barritault, P. ....	111	Bramerie, L. ....	10, 123, 323
Barthélémy, A. ....	31, 43, 249	Braud, Alain ....	130, 213
Basset, G. ....	304	Brenot, R. ....	186, 290
Bassignot, F. ....	63	Brignon, A. ....	136
Batté, T. ....	130, 204	Brilland, L. ....	16
Battelier, B. ....	225	Brimont, C. ....	69
Baudet, E. ....	180, 204, 318	Broquin, J.-E. ....	139
Bêche, B. ....	198	Bubnov, M. ....	46
Beche, B. ....	195	Bureau, B. ....	93, 180, 213
Bechou, L. ....	201, 299	Burie, J.-R. ....	351
Beck, A. ....	255	Burin, J.-P. ....	255
Bejan, S. ....	296	Cadier, B. ....	28, 216
Belabas, N. ....	183	Cadroas, P. ....	46
Belhadj Taher, A. ....	246	Caillaud, C. ....	16
Belkebir, H. ....	282, 326	Calvet, P. ....	22
Bellanca, G. ....	165	Calvez, L. ....	93
Benabdesselam, M. ....	309	Cambet Petit Jean, D. ....	240
Benabid, Fetah ....	9	Camy, Patrice ....	130, 213
Benabid, Fetah ....	307	Canat, G. ....	37
Benisty, H. ....	6	Capitaine, E. ....	34
Benoist, J. ....	249	Carras, M. ....	90
Benoît, A. ....	222	Carré, C. ....	174
Bentivegna, F. ....	287	Carrère, H. ....	255
Bertet, P. ....	145	Cassez, A. ....	19, 22
Bertru, N. ....	340	Cerutti, L. ....	111
Besnard, P. ....	1, 126, 342	Chahal, R. ....	213

Chaibi, M.E.	87	Ducci, Sara	59
Chanclou, P.	84, 186	Dumeige, Y.	133, 318
Chaouche-Ramdane, A.	337	Durand, C.	139
Charra, F.	54	Durand, Olivier	321
Charrier, J.	130, 180, 204, 318	Durand, Olivier	133, 255
Chartier, T.	331, 334	Durand, Olivier	340
Charvet, P.	240	Durécu, A.	37
Chauvet, M.	60, 63	Dussardier, B.	309
Chauvin, D.	293	Duvail, J.-L.	195
Checoury, Xavier	189	El Kurdi, M.	69
Checoury, Xavier	69	Elsässer, W.	90
Chelouche, A.	258, 345	Engel, Thomas	210
Chen, X.	120	Erasmé, D.	87, 186
Chevalier, C.	348	Erbert, G.	243
Chevalier, N.	315	Esteve, D.	145
Chikh-Touami, H.	150	Evanno, N.	10
Claudot, S.	156	Even, Jacky	321
Consortium Sphere, S.	105	Even, Jacky	255
Cordier, S.	195	Fade, J.	108
Cormier, E.	96	Faijan, F.	331
Cornet, Charles	321	Fall, A.	10
Cornet, Charles	340	Fanetti, M.	117
Cornet, Charles	133, 255	Fatome, J.	81
Costille, A.	105	Favero, Ivan	59
Cotillard, R.	240	Fernandez, A.	114, 159
Couderc, V.	34	Féron, P.	133
Crump, P.	243	Février, S.	25, 46
Dadoenkova, N.	287	Finot, Christophe	13, 228
Dadoenkova, Y.	287	Finot, Christophe	273
Dagens, B.	66	Fiorini-Debuisschert, C.	54
Darwich, D.	222	Fischer, Alexis	351
Dauliat, R.	222	Fischer, Alexis	258, 345
De Micheli, M.	189	Florentin, R.	249
Debord, B.	307	Folliot, H.	130, 204, 315
Decker, J.	243	Fourcade-Dutín, C.	120
Degiron, A.	6	Fresnel, S.	126
Delaye, P.	307	Fusco, T.	105
Delcourt, E.	130, 204, 318	Gadonna, M.	10, 156, 174
Delepine-Lesoille, S.	177	Garcia, L.	40, 75
Delezoide, C.	293	Garcia, M.	201, 207, 299
Desfarges-Berthelemot, A.	31, 43, 249	Garrabos, Y.	213
Deshayes, Y.	201, 299	Gauthier, J.-P.	255
Devaux, F.	60, 63	Gauthier-Manuel, L.	63
Di Bin, P.	25, 246	Gay, Mathilde	323
Diallo, T.	84	Gay, Mathilde	123
Dimitriadou, E.	219	Gayral, B.	69
Diouf, C.	296	Gentner, J.-L.	129
Djebbar, A.	3	Georges, P.	243
Doghmane, A.	258	Georges, T.	1
Dohlen, K.	105	Gérard, B.	111, 207
Dolfi, D.	312	Gérôme, F.	307
Doualan, Jean-Louis	130, 213	Ghisa, L.	219
Douay, M.	22	Gianesello, F.	139
Douillard, Ludovic	54	Gigan, S.	57
Doyen, I.	243	Gil Santos, E.	59
Du, P.	54	Gilles, H.	28
Du-Burck, F.	337	Gilles, M.	81
Duan, G.-H.	234	Girard, N.	234
Duboz, Jean Yves	189	Girard, Sylvain	117, 177, 216
Duboz, Jean Yves	69	Girard, Sylvain	28, 130
Dubrovina, N.	6	Girault, P.	174, 204, 318

Godin, T. ....	279	Kermène, V. ....	31, 43, 249
Gogol, P. ....	66	Kotov, L. ....	25, 46
Gomez-Agis, Fausto ....	323	Krakowski, M. ....	201, 299
Gomez-Agis, Fausto ....	123	Kreher, D. ....	54
Gottesman, Y. ....	10	Kribich, R. ....	270
Gouldieff, Céline ....	195, 198	Kubo, Y. ....	145
Gouriou, P. ....	22	Kudlinski, A. ....	72, 120
Grezes, C. ....	145	Labroille, G. ....	40, 75
Grillet, C. ....	348	Ladaci, A. ....	216
Grillot, F. ....	87, 90, 234	Laffont, G. ....	240
Grimm, S. ....	222	Lallier, E. ....	136, 207
Grisard, A. ....	111, 207	Landais, D. ....	331
Gromovyi, Maksym ....	189	Larat, C. ....	136
Gromovyi, Maksym ....	69	Largeau, L. ....	340
Gu, Q. ....	130	Laroche, M. ....	28
Guasoni, M. ....	81	Larochelle, S. ....	126
Guegan, M. ....	219, 237, 290	Larrue, A. ....	201, 299
Guendouz, M. ....	130, 174, 204, 318	Lartigue, O. ....	111
Guesmi, K. ....	153	Layoul, H. ....	345
Guézo, M. ....	130, 204	Lazoul, M. ....	150
Guha, B. ....	59	Le Corre, Alain ....	340
Guignard, P. ....	10	Le Cren, E. ....	10
Guillemé, P. ....	133	Le Dortz, Jérémy ....	136
Guiilet, T. ....	69	Le Goffic, O. ....	331
Guryanov, A. ....	46	Le Liepvre, S. ....	54
Gutierrez - Arroyo, A. ....	180, 204	Le Rouge, A. ....	25, 40
Habert, R. ....	120	Le, S.D. ....	156
Hallal, A. ....	261	Lebrun, S. ....	307
Hamié, A. ....	237	Lecomte, M. ....	207
Hamzé, M. ....	237	Leconte, B. ....	28
Hanna, M. ....	243	Ledoux-Rak, Isabelle ....	293
Hanzard, P.-H. ....	279	Lee, K.J. ....	348
Hardy, I. ....	180, 204, 318	Lee, M.W. ....	351
Hease, W. ....	59	Lee, Y.-P. ....	287
Henrot, F. ....	63	Lefebvre, Michel ....	37
Hideur, A. ....	43, 46, 279	Léger, Y. ....	133, 255
Hilaire, S. ....	34	Legrand, Julien ....	10
Horpin, M. ....	225	Léguillon, Y. ....	126
Huang, Y. ....	255, 321	Lelarge, F. ....	290
Huby, N. ....	195, 198	Lemaitre, A. ....	59
Hugonnot, E. ....	22	Lemaitre, J. ....	130, 174, 180, 204, 318
Huignard, J.-P. ....	312	Lengle, K. ....	10
Isoya, J. ....	145	Leo, G. ....	59
Issa, H. ....	192	Lepage, G. ....	136
Jacques, V. ....	145	Lepers, C. ....	10
Jamier, R. ....	222	Leroy, B. ....	66
Jamois, C. ....	348	Letartre, X. ....	348
Janicot, S. ....	243	Letoublon, Antoine ....	340
Jaouen, M. ....	54	Letoublon, Antoine ....	133
Jeannot, J.-P. ....	240	Levallois, C. ....	255, 315
Jian, P. ....	75	Likhachev, M. ....	46
Joindot, M. ....	323	Lipatov, D. ....	46
Jossent, M. ....	25	Llopis, O. ....	114
Joulain, F. ....	267	Lobo, Sebastien ....	323
Julsgaard, B. ....	145	Lobo, Sébastien ....	123
Jumpertz, L. ....	90	Lombard, L. ....	37
Kabeya, D. ....	31	Lombardini, A. ....	120
Kassi, R. ....	75	Lorrain, N. ....	130, 174, 204, 318
Kauffmann, Q. ....	270	Louot, C. ....	34
Kaya, S. ....	345	Lucas, J. ....	93
Kazmierski, C. ....	87	Lucas-Leclin, G. ....	243

Roland, Iännis	69	Tang, M.	46, 279
Rolland, Alain	321	Tanguy, N.	296
Roncin, V.	337	Tartaret-Josnière, E.	25
Roux, S.	111, 207	Tavernier, K.	255
Roy, Philippe	25, 222	Tayq, Z.	84
Royon, M.	171	Tchahame Noughnihi, J.C.	72
Sahni, O.	342	Telescu, M.	296
Salhi, Mohamed	153	Thouras, J.	252
Saliou, F.	84, 186	Thual, Monique	10, 156
Sanchez, F.	153	Tonello, A.	31
Sansonetti, P.	10	Touam, T.	258, 345
Saulot, A.	171	Tournié, E.	111
Sauvage, J.-F.	105	Trebaol, S.	342
Sauvage, S.	69	Tremblay, Ronan	302
Scarcella, C.	136	Tremblay, Ronan	255, 321
Schaub, E.	108	Tricot, G.	213
Schimmel, G.	243	Trinel, J.-B.	40, 75
Schires, K.	234	Troles, J.	16, 93
Schuster, K.	222	Trzesien, S.	309
Schuster, R.	165	Ude, M.	309
Scol, F.	22	Ulliac, G.	63
Sellés, J.	69	Uusimaa, P.	243
Semaan, G.	153	Valencia, L.	10
Semond, Fabrice	189	Valentin, C.	22
Semond, Fabrice	69	Van Dijk, F.	276
Sentieys, O.	323	Van Ras, D.	10
Sévigny, B.	22	Vanvincq, O.	19
Sghaier, T.	54	Verheyen, P.	136
Shalaby, B.	34	Vermillac, M.	309
Sharaiha, A.	237, 290, 296	Vignaud, G.	174
Simohamed, L.M.	150	Vigreux, C.	270
Simon, G.	186	Vilokkinen, V.	243
Simon, Jean-Claude	323	Vinet, E.	201, 299
Simon, Jean-Claude	123	Vion, D.	145
Simos, C.	43	Vu Thi, M.	270
Sivankutty, S.	120	Wabnitz, Stefano	228
Solard, J.	258, 345	Walczak, P.	231
Spuesens, T.	136	Wang, Y.	340
Starecki, F.	213	Wen, Y.	66
Stervinou, J.	133, 255	Wenger, J.	120
Stoian, R.	171	Woodward, R.	168
Su Lee, J.	136	Yehouessi, J.-P.	19
Subran, C.	1	Zeng, Yijia	189
Suret, P.	231	Zeng, Yijia	69
Sylvestre, T.	72	Zhang, X.	93
Talbi, M.	279	Zissis, G.	148
Taleb, F.	315	Zoiros, K.	210
Talneau, A.	302		





