TABLE DES MATIERES

Lundi 8 juillet 2013

14:00 - Cérémonie d'ouverture

Amphi 5 - Président : **C. Fabre**

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

16:00 - Session Horizons de l'Optique

Amphi B

16:00 **L'analyse de processus biologiques à l'échelle de molécules uniques par la technique dite TPM**
C. Tardin
IPBS - UPS / CNRS UMR5089 2

16:30 **Un fibroscope pour photoactiver et imager les neurones d'une souris vivante**
C. Ventalon
Université Paris Descartes, CNRS UMR8154, Inserm S603 4

17:00 **Imagerie polarimétrique pour le diagnostic de cancers**
A. Pierangelo, A. Nazac, A. Benali, P. Validire, T. Novikova, B. Haj-Ibrahim, C. Fallet, M.R. Antonelli et A. De Martino
LPICM CNRS UMR 7647 6

17:30 **Etude du mouvement Brownien par pince optique**
S. Jeney
Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne 8

18:00 **Contrôle d'impulsions laser ultracourtes en milieu diffusant**
B. Chatel
LCAR-IRSAMC 10

Mardi 9 juillet 2013

8:45 - Session Horizons de l'Optique

Amphi B

8:45 **Using silicon nanophotonics for digital and analog signal processing with reservoir computing**
P. Bienstman, K. Vandoorne, T. Van Vaerenbergh, M. Fiers, B. Schneider, B. Schrauwen et J. Dambre
Ghent University 12

9:20 **Auto-organisation de nanoparticules métalliques sous excitation lumineuse homogène**
N. Destouches, G. Vitrant, N. Crespo-Monteiro et F. Pigeon
Université de Lyon, laboratoire Hubert Curien 13

9:55 **Micro-structuration optique de verres de silice par laser femtoseconde pour des applications en photonique**
M. Lancry et B. Poumellec
Université Paris Sud 15

14:00 - Session Pédagogique

Amphi 2 IUT - Président : **S. Guellati-Khélifa**

14:00 **Missions de la commission Enseignement de la SFO**
P. Arguel
LAAS-CNRS 17

14:10 **Les nouveaux programmes de physique au lycée : esprit de la réforme**
C. Fabre
Laboratoire Kastler Brossel 18

14:40 **table ronde : témoignages sur la mise en pratique des nouveaux programmes de physique**
R. Spira
UDPPC 19

15:10 **Présentation des stands 'expériences pour la pédagogie '**
C. Daussy et T. Briant
Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers 20

16:00 - Session commune 3
Amphi 5 - Président : V. Michau

16:00 **Bientôt un an de mesure LIBS par l'instrument ChemCam sur mars: résultats et bilan provisoire**
J.-B. Sirven
CEA, DEN, Département de Physico-Chimie 21

16:40 **Cellules solaires: un condensé d'optique et d'électronique**
P. Roca I Cabarrocas
LPICM-CNRS 23

17:20 **Les 100 ans de l'Effet Sagnac**
H. Lefèvre
iXBlue 24

Mercredi 10 juillet 2013

8:45 - Session Horizons - club Photonique Organique
Amphi 1 IUT - Président : N. Felidj

8:45 **Utilisation des OLEDs pour des applications de lab-on-chip**
C. Renaud
LAPLACE 32

9:20 **Utilisation de chromophores organophosphorés pour le développement de diodes électroluminescentes**
M. Hissler, D. Joly, W. Delaunay, P.-A. Bouit, R. Réau, D. Tondelier et B. Geffroy
Université de Rennes 1 34

9:40 **Micro-OLED fabricated by microsphere based lithography**
G. Ayenew, A. Coens, M. Chakaroun, J. Solard, A. Fischer, C.-C. Chen, C.-H. Chan et A. Boudrioua
Laboratoire de Physique de Lasers CNRS UMR7538 36

10:00 **Réalisation de Nanostructures Photoniques dans une Couche d'Oxyde d'Etain et d'Indium Obtenues par Gravure Plasma Chloré**
J. Solard, M. Chakaroun, A. Fischer et A. Boudrioua
Laboratoire de Physique des Lasers UMR7538 38

8:45 - Session Horizons club Nanophotonique - Nano-antennes
Amphi 2 IUT

8:45 **Contrôle de l'émissivité et de l'absorption par effet ENZ**
J.-J. Greffet, S. Vassant, D. Moldovan et F. Marquier
Laboratoire Charles Fabry 27

9:15 **Nano-antennes magnéto-électriques**
N. Bonod
Institut Fresnel 29

9:45 **Effet entonnoir, et réseau de nanoantennes**
F. Pardo
CNRS- Laboratoire de Photonique et de Nanostructures 31

8:45 - Session Horizons de l'Optique - Astrophysique et optique dans le spatial
Amphi B

8:45 **Imagerie hyperspectrale infrarouge pour l'exploration planétaire; l'exemple de Mars**
J.-P. Bibring
Institut d'Astrophysique Spatiale 40

9:20 **L'imagerie à très haute dynamique pour la détection de planètes extrasolaires**
P. Baudoz
LESIA Observatoire de Paris 41

9:55 **L'observation du trou noir au centre de la Galaxie avec l'instrument GRAVITY sur le VLT**
T.Paumard
Observatoire de Paris 43

11:00 - Session Horizons - club Photonique Organique
Amphi 1 IUT - Président : I. Ledoux-Rak

11:00 **Cristaux liquides hybrides luminescents pour l'optique**
M. Prévôt, M. Amela-Cortes, C. Neaime, V. Cîrcu, F. Grasset, S. Cordier, L. Dupont, E. Jacques, H. Folliot et Y. Molard
Université de Rennes 1 - ISCR 51

11:30 **Biodétection sans marqueur en polarisations croisées à partir de micro-anneaux en polymère**
C. Delezoide, C. Noguès, R. Castro, J. Lautru, M. Buckle, I. Ledoux-Rak, J. Zyss et C.T. Nguyen
Institut d'Alembert - Ecole Normale Supérieure de Cachan 53

11:50 **Modulation électro-optique dans les guides d'onde auto-inscrits**
M. Ben Belgacem, A. Barsella, K.D.(. Dorkenoo et L. Mager
IPCMS/CNRS 55

12:10 **Dopages de couches de transport organiques déposées par co-sublimation**
A. Barbot, B. Lucas, C. Di Bin et B. Ratier
Xlim 56

11:00 - Session Horizons club Nanophotonique - Nano-systèmes photoniques
Amphi 2 IUT

11:00 **Canalisation de l'émission d'une nanocavité laser à cristal photonique vers une nano-antenne optique**
T. Grosjean
Institut FEMTO-ST 44

11:30 **Approches large spectre pour battre la limite de la diffraction en micro-ondes, acoustique et optique**
F. Lemoult, M. Fink et G. Lerosey
Institut Langevin, UMR 7587, ESPCI ParisTech & CNRS 46

12:00 **Nanoplasmonique pour l'opto-électronique**
P. Rai, A. Stolz, J. Berthelot et A. Bouhelier
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne UMR CNRS 6303 48

12:30 **Transferts d'énergie en plasmonique moleculaire : photochimie, photophysique et hybridation de modes électromagnétiques à l'échelle nanométrique**
R. Bachelot
Université de Technologie de Troyes 50

16:00 - Session commune 4
Amphi 5 - Président : A. Levenson

16:00 **Liens optiques et métrologie, ou comment peut-on distribuer une référence de fréquence par les fibres optiques du réseau Internet**
O. Lopez, B. Chanteau, A. Bercy, P.E. Pottie, F. Stefani, B. Argence, B. Darquié, Y. Le Coq, D. Nicolodi, N. Quintin, C. Chardonnet, G. Santarelli et A. Amy-Klein
Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS 58

16:50 **Quid du domaine de capteurs à fibres optiques depuis 35 ans?**
P. Ferdinand
CEA LIST DM2I 60

17:30 **Onde ou particule, le photon défie toujours l'intuition**
F. Kaiser, T. Coudreau, P. Milman, D. Ostrowsky et S. Tanzilli
Laboratoire de Physique de la Matière Condensée 63

Jeudi 11 juillet 2011

8:45 - Session Horizons - club Photonique Organique
Amphi 1 IUT - Président : M. Hissler

8:45 **Lasers organiques : état de l'art**
A. Fischer, M. Chakaroun et A. Boudrioua
Laboratoire de Physique des Lasers UMR7538 66

9:20 **Microlasers organiques tridimensionnels fabriqués par lithographie UV**
S. Bittner, N. Sobeshchuk, C. Lafargue, J. Lautru, J. Zyss et M. Lebental
Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, UMR CNRS 8537, ENS Cachan 68

9:40 **Laser Organique en Microcavité à Cristal Photonique: vers le Pompage Electrique**
L. Zeng, M. Chakaroun, A. Fischer et A. Boudrioua
Laboratoire de Physique des Lasers UMR7538 70

10:00 **Optimisation des propriétés électriques et optiques d'oled en microcavité**
A. Coens, M. Chakaroun, A. Fischer, J. Solard et A. Boudrioua
Laboratoire de Physique des Lasers UMR7538 72

8:45 - Session Horizons de l'Optique
Amphi B

8:45 **Sources Semiconductrices de Photons Intriqués à Température Ambiante**
S. Ducci
Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire MPQ, CNRS-UMR 7162 74

9:20 **Single molecule tracking, Super-resolution imaging and Carbon nanotube microscopy for probing confined bio-environments**
L. Cognet
LP2N 76

9:55 **Contrôle de l'émission dans des opales - application à la mise en oeuvre de capteurs**
N.H. Phan, P. Bénalloul, L. Coolen, A. Maître, C. Schwob, Z. Guennouni-Assimi, R. Farha, M.-C. Fauré, M. Goldmann, N. Griffete et C. Mangeney
Institut des NanoSciences de Paris 78

11:00 - Session Horizons - club Photonique Organique
Amphi 1 IUT - Président : L. Mager

11:00 **La photonique des cellules solaires organiques**
S. Jean
IM2NP, CNRSUMR 80

11:30 **Caractérisation optique de cellules photovoltaïques organiques à base de P3HT:PCBM**
H. Derbal-Habak, D. Tondelier, B. Geffroy et Y. Bonnassieux
LPICM UMR CNRS 7647 81

11:50 **Optimisation de l'épaisseur et de l'uniformité des structures photoniques fabriquées par interférence**
T.T.N. Nguyen, Q.L. Nguyen, J. Zyss, I. Ledoux-Rak et N.D. Lai
Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, UMR CNRS 8537, ENS Cachan 86

12:10 **Table ronde : organisation du club, prochaines journées ' photonique organique'**
A. Boudrioua
Laboratoire de Physique des Lasers UMR7538 88

14:00 - Session commune 5
Amphi 5 - Président : G. Pauliat

14:00 **Photonique intégrée hétérogène sur silicium**
X. Letartre
Institut des Nanotechnologies de Lyon 89

14:40 **Vers une imagerie structurale des cellules rétiniennes in vivo**
M. Paques
Centre d'Investigation Clinique 503, Hôpital des Quinze-Vingts 92

L'ANALYSE DE PROCESSUS BIOLOGIQUES A L'ECHELLE DE MOLECULES UNIQUES PAR LA TECHNIQUE DITE TPM

Catherine Tardin

Institut de Pharmacologie et de Biologie Structurale, Université de Toulouse UPS/CNRS UMR 5089, Université de Toulouse, 31077 Toulouse, France

Catherine.Tardin@ipbs.fr

RÉSUMÉ

Le TPM consiste à suivre, à l'aide d'un microscope optique, le déplacement d'une particule accrochée à l'extrémité d'une molécule d'ADN dont l'autre extrémité est immobilisée sur une lamelle de verre. La mesure de l'amplitude de son mouvement au cours du temps permet d'enregistrer d'éventuels changements de structure, de la molécule d'ADN étudiée, consécutifs à l'interaction avec des protéines ou des changements physico-chimiques de l'environnement. Afin d'améliorer les performances du TPM, notre équipe a développé à la fois un procédé permettant la parallélisation des mesures par TPM et des outils théoriques à même d'optimiser les paramètres expérimentaux de la technique.

MOTS-CLEFS : *biophysique de l'ADN, suivi de particule unique, biopuce, microscopie optique*

1. INTRODUCTION

L'ADN est le siège d'une intense activité générée par des machineries protéiques qui assurent des fonctions biologiques aussi variées que la réplication ou encore l'expression du génome. Tous ces processus sont soumis à des mécanismes élaborés de régulation. L'un d'entre eux fait appel au bouclage de la molécule d'ADN sur une séquence définie de l'ADN grâce à la liaison spécifique de protéines. Un modèle classique de ce type de régulation est fourni par l'opéron lactose à l'œuvre dans la bactérie Escherichia coli et dont la description a valu à François Jacob, Jacques Monod et André Lwoff le prix Nobel de médecine en 1965. Dans ce modèle de régulation de l'expression génique, le répresseur lactose induit ainsi la formation de boucles d'ADN qui inhibent l'expression de protéines assurant le métabolisme du lactose et cela tant que le lactose est absent de la bactérie.

2. PRINCIPE DE LA TECHNIQUE

Si des techniques classiques de biochimie avaient permis de mettre en évidence l'assemblage de boucle comme étape essentielle de la régulation de l'expression génique par le répresseur lactose, ces techniques d'ensemble n'avaient pas permis de mesurer les constantes cinétiques de ce mécanisme moléculaire. Pour y parvenir, a ainsi été utilisée, en 1995, la technique de mesure à l'échelle de la molécule d'ADN unique dite « Tethered Particle Motion » [1] (TPM).

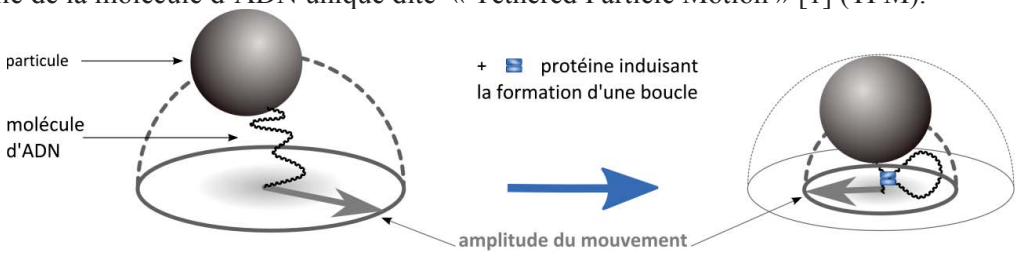


Figure 1: Suivi de l'interaction d'une protéine avec une molécule d'ADN suivie par TPM

Le TPM consiste à suivre, à l'aide d'un microscope optique, le déplacement d'une particule accrochée à l'extrémité d'une molécule d'ADN dont l'autre extrémité est immobilisée sur une

lamelle de verre. La détection des positions successives prises par la particule au cours du temps permet de déterminer la distance quadratique moyenne de la particule à son point d'ancrage, notée Aeq pour amplitude du mouvement à l'équilibre. D'un point de vue physique, l'amplitude du mouvement mesurée par TPM correspond à la distance quadratique moyenne bout à bout de la molécule d'ADN assimilée à un polymère. Aeq dépend donc directement de la longueur physique apparente de la molécule d'ADN. La mesure d'Aeq au cours du temps permet alors d'enregistrer d'éventuels changements de structure de la molécule d'ADN étudiée consécutifs à l'interaction avec des protéines [2] ou des changements physico-chimiques de l'environnement [3].

3. DEVELOPPEMENT D'UNE BIOPUCE ADAPTEE AU TPM

Comme toute approche expérimentale en molécules uniques, le TPM requiert la réalisation d'un très grand nombre de mesures pour être informative. Les chambres d'observation devant contenir des brins d'ADN suffisamment isolés pour autoriser les mesures, elles présentent généralement à leur surface une densité très faible de complexes ADN-particules ce qui conduit à des temps de mesure très longs pour accumuler des résultats suffisants d'un point de vue statistique. Afin d'y remédier, notre équipe a développé un procédé de préparation des échantillons permettant le suivi par TPM de plusieurs centaines de molécules d'ADN en parallèle [4].

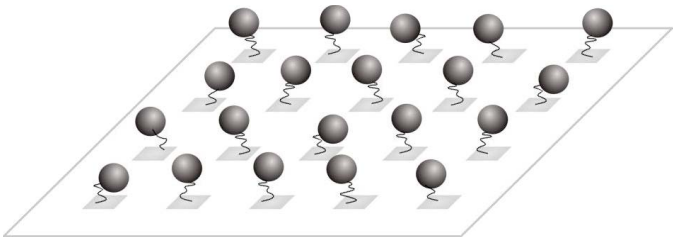


Figure 2: Principe de la biopuce développée dans l'équipe

4. ETUDE THEORIQUES POUR L'OPTIMISATION DU TPM

Enfin, en TPM, la dynamique d'un brin d'ADN est mesurée par l'intermédiaire d'une particule fixée à une extrémité de la molécule d'ADN et grâce à un dispositif de vidéo-microscopie. Ces deux éléments de mise en œuvre expérimentale du TPM peuvent influer sur les résolutions spatiales et temporelles de ces mesures. Aussi avons-nous mené dans notre groupe des travaux à la fois théoriques et expérimentaux [5] pour établir des paramètres expérimentaux à même d'améliorer significativement les performances du TPM comme outil d'analyse de processus biologiques à l'échelle de molécules uniques.

CONCLUSION

Suite au développement conjoint d'outils technologiques et théoriques, nous cherchons actuellement à étendre l'utilisation de cette technique à de nouvelles questions biologiques.

RÉFÉRENCES

[1] Finzi L, Gelles J. Measurement of lactose repressor-mediated loop formation and breakdown in single DNA molecules. Science 1995 janv;267(5196):378–380.[cité 2010 juin 3]

[2] Mumm JP, Landy A, Gelles J. Viewing single λ site-specific recombination events from start to finish. EMBO J 2006 oct;25(19):4586–4595.

[3] Lambert MN, Vöcker E, Blumberg S, Redemann S, Gajraj A, Meiners J-C, Walter NG. Mg2+-Induced Compaction of Single RNA Molecules Monitored by Tethered Particle Microscopy. Biophysical Journal 2006 mai;90(10):3672–3685.[cité 2013 avr 12]

[4] Tardin C, Plénat T, Rousseau P, Salomé L. High-throughput single-molecule analysis of DNA–protein interactions by tethered particle motion [Internet]. Nucleic Acids Research 2012 mars;Available from: http://nar.oxfordjournals.org/content/early/2012/03/15/nar.gks250.abstract

[5] Tardin C, Manghi M, Baglio J, Rousseau P, Salomé L, Destainville N. Probing DNA conformational changes with high temporal resolution by tethered particle motion. Physical Biology 2010;7(4):046003.

UN FIBROSCOPE POUR PHOTOACTIVER ET IMAGER LES NEURONES D'UNE SOURIS VIVANTE

Cathie Ventalon

Laboratoire de Neurophysiologie et Nouvelles Microscopies, Equipe Microscopie à Modulation du Front d'Onde, CNRS UMR 8154, Inserm U603, Université Paris Descartes, 45 rue des Saints-Pères, 75006 Paris, France

cathie.ventalon@polytechnique.edu

RÉSUMÉ

Jusqu'à présent, les expériences de photoactivation au sein du cerveau de rongeurs vivants ont consisté à illuminer uniformément une large région du cerveau au moyen d'une fibre optique unique. Pour améliorer la sélectivité spatiale, nous avons conçu un fibroscope permettant de mettre en forme spatialement la lumière excitatrice, pour pouvoir cibler simultanément plusieurs cellules avec une résolution cellulaire. Cela est réalisé par modulation de phase du faisceau laser excitateur, par une technique appelée holographie digitale. D'autre part, différentes modalités d'imagerie de fluorescence sont obtenues par modulation d'amplitude d'un second faisceau laser : les cellules ciblées sont choisies grâce à des images de fluorescence par illumination structurée, tandis que l'effet de la photoactivation est observé par imagerie fonctionnelle confocale multipoint. Nous avons ainsi pu démontrer la photoactivation sélective d'un groupe de neurones au sein du cerveau d'une souris vivante.

MOTS-CLEFS : *Imagerie de fluorescence, photoactivation, modulation de phase, modulation d'intensité*

1. INTRODUCTION

Depuis quelques années, la lumière est apparue comme une alternative intéressante aux électrodes pour étudier la transmission du signal au sein du cerveau, en particulier parce qu'elle peut être moins invasive, qu'elle permet une plus grande souplesse et une meilleure résolution spatiale. Elle a d'abord été utilisée pour réaliser l'imagerie fonctionnelle du cerveau (par exemple grâce à des marqueurs fluorescents calciques ou sensibles au potentiel électrique) [1]. Ces dernières années, elle a également commencé à jouer un rôle important dans l'excitation de cellules neuronales grâce au développement de deux techniques : la photolibération et l'optogénétique [1]. Pour exploiter complètement ces nouvelles méthodes d'étude du cerveau, de nouvelles techniques optiques doivent être développées. Il s'agit avant tout de trouver des moyens efficaces, flexibles et précis (à la fois temporellement et spatialement) pour apporter la lumière jusqu'aux cellules d'intérêt. En particulier, les expériences de photoactivation au sein du cerveau de rongeurs vivants (in vivo) ont consisté à illuminer un large champ au moyen d'une fibre optique monocoeur, ciblant ainsi de nombreuses cellules avec une faible sélectivité spatiale [2]. Ici, nous présentons un fibroscope permettant de cibler simultanément plusieurs neurones avec une résolution cellulaire, in vivo, et de suivre l'effet de la photoactivation par imagerie fonctionnelle.

2. DESCRIPTION ET CARACTERISATION DU FIBROSCOPE

Le fibroscope développé est muni d'une sonde optique comprenant un bundle d'imagerie, faisceau de 30000 cœurs optiques, et un micro-objectif qui peut être fixé sur la tête d'un rongeur éveillé. La sonde optique permet de transmettre des motifs d'intensité et des images de fluorescence entre un microscope et l'animal. Des motifs de photoactivation de taille et de forme variables sont engendrés par holographie digitale [3]. La résolution axiale est imposée par la taille et la forme du

faisceau : pour des spots circulaires de diamètre 5 microns, on obtient une résolution axiale compatible avec une résolution cellulaire. L'imagerie de fluorescence repose sur la modulation d'intensité d'un faisceau laser au moyen d'une matrice de micro-miroirs (DMD). Différentes modalités d'imagerie peuvent être obtenues suivant le masque d'intensité projeté sur le DMD :

- Une imagerie conventionnelle par épifluorescence est réalisée en utilisant un masque d'intensité uniforme.
- Un microscope par illumination structurée (SIM) est obtenu en projetant une grille monodimensionnelle [4,5]. Les motifs de photoactivation sont dessinés grâce à cette image bien contrastée.
- Une imagerie confocale multi-point peut également être obtenue en utilisant un masque d'intensité composé de plusieurs tâches circulaires, constituant un ensemble de pinholes d'illumination virtuels, tandis que des régions d'intérêt dessinées sur la caméra jouent le rôle de pinholes de détection virtuels.

3. APPLICATION A LA PHOTOACTIVATION ET L'IMAGERIE DE NEURONES AU SEIN D'UNE SOURIS VIVANTE

Pour valider notre système, nous avons co-exprimé un canal ionique sensible à la lumière, la Channelrhodopsine 2 [1], et un indicateur calcique génétique, GCaMP5-G [6], dans les interneurones de la couche moléculaire du cervelet de souris. Nous avons montré qu'un spot de photoactivation ciblé sur un corps cellulaire (ou soma), in vivo, induisait une augmentation de la fluorescence du GCaMP5-G dans ce même soma. Nous avons ensuite caractérisé la résolution de la photoactivation en quantifiant la perte de signal calcique obtenue lorsque le spot de photoactivation est déplacé hors du soma, montrant qu'un spot déplacé de 20 µm dans la direction perpendiculaire aux dendrites n'induisait aucun signal calcique dans le soma. Enfin, nous avons testé la spécificité de l'excitation dans des groupes de 5 neurones. Cibler une seule cellule dans cette sous-population induit une réponse dans cette cellule uniquement, confirmant ainsi qu'un neurone peut être sélectionné spécifiquement au sein d'une population homogène. Un paramètre critique pour la caractérisation de la résolution de la photoactivation est la densité des spots, essentiellement à cause de l'excitation de la partie des dendrites située hors du plan focal. Pour cette raison, nous avons testé la résolution de la photoactivation lorsque plusieurs cellules sont ciblées simultanément : 4 spots sont placés sur 4 somas, et un 5ème spot est déplacé à 20 µm du 5ème soma. Dans ce cas, on mesure un signal très faible dans le soma non ciblé. Une résolution à l'échelle cellulaire est donc obtenue lorsqu'on photoactive une sous-population de neurones avec le fibroscope.

CONCLUSION

Nous avons conçu un fibroscope à patrons de lumière permettant, pour la première fois, de photoactiver sélectivement et simultanément un groupe de cellules choisies avec une résolution cellulaire, dans le cerveau d'une souris vivante.

RÉFÉRENCES

[1] Scanziani, M. and M. Hausser, Nature, vol 461: pp. 930-939, 2009
[2] Arenkiel, B. R. et al. Neuron Vol. 54, pp. 205–218, 2007.
[3] Lutz, C., et al., Nature Methods, vol. 5: pp. 821-827, 2008
[4] Neil, AA., Juskaitis, R., and T. Wilson, Optics Letters, Vol. 22, pp. 1905-1907, 1997
[5] Bozinovic, N., C. Ventalon, T. Ford, and J. Mertz, Optics Express, vol. 16, p p. 8016-8025, 2008
[6] Akerboom, J. et al. J. Neurosci. Vol. 32, pp 13819–13840, 2012.

IMAGERIE POLARIMETRIQUE POUR LE DIAGNOSTIC DE CANCERS

Angelo Pierangelo[1], André Nazac[2], Abdelali Benali[3], Pierre Validire[3], Tatiana Novikova[1], Bicher Haj Ibrahim[1], Clément Fallet[1], Maria-Rosaria Antonelli[1], Antonello De Martino[1].

[1]*Laboratoire de Physique des Interfaces et des Couches Minces (LPICM), Ecole polytechnique, CNRS, 91128 Palaiseau, France*

[2]*Service de Gynécologie Obstétrique, CHU de Bicêtre, Leclerc, 78 rue du Général Leclerc, 94275 Le Kremlin-Bicêtre, France*

[3]*Département d'Anatomie Pathologique, Institut Mutualiste Montsouris, 42 Boulevard Jourdan, 75014 Paris, France*

antonello.demartino@polytechnique.edu

RÉSUMÉ

Nous présentons brièvement les principes de l'imagerie polarimétrique et décrivons son utilisation pour le diagnostic optique de tumeurs cancéreuses, et en particulier celles du colon et du col utérin, qui présentent des contrastes polarimétriques marqués et invisibles en imagerie classique d'intensité.

MOTS-CLEFS : *diagnostic optique ;polarimétrie, cancer*

1. INTRODUCTION

L'imagerie polarimétrique, sensible au pouvoir de dépolarisation, à la biréfringcnce et au dichroïsme de l'objet étudié, fournit des contrastes différents et complémentaires de ceux observés en imagerie classique d'intensité. Dans le domaine biomédical, cette technique s'avère prometteuse pour améliorer le diagnostic optique de diverses pathologies[1], dont les cancers. L'enjeu est double : dans une première phase, il s'agit de mieux cibler les biopsies destinées à l'analyse histologique pour confirmer le diagnostic; par la suite, on pourra mieux définir les marges d'exérèse en cas d'opération chirurgicale.

Pratiquement tous les tissus épais (sauf ceux de l'œil) sont assez fortement *dépolarisants*, en raison des nombreuses diffusions qu'y subit la lumière avant d'émerger vers le détecteur. Ils peuvent, de plus, s'avérer *biréfringents,* lorsque des protéines fibrillaires (dont le collagène en premier lieu) présentent une direction préférentielle, qui définit l'axe lent. Enfin, la présence de molécules chirales (dont le glucose) créée une *activité optique*, en général extrêmement faible. Ces signatures polarimétriques diffèrent entre tissus sains et malades, d'où l'intérêt de la technique pour le diagnostic. Cependant l'origine de ces différences n'est toujours pas bien comprise.

2. ASPECTS EXPERIMENTAUX

Les dépolariseurs purs peuvent être caractérisés polarimétriquement de manière simple, au moyen de deux polariseurs linéaires par exemple (polarimétrie incomplète). En revanche, dans le cas général il faut recourir à la *polarimétrie de Mueller*, la technique la plus complexe, qui nécessite des mesures avec 16 polarisations différentes (4 à l'illumination et 4 autres à la détection). Nos polarimètres utilisent des cristaux liquides, dans des configurations adaptées à l'examen *ex vivo* (pièces opératoires) , ou *in vivo*, en gynécologie, pour l'examen détaillé (colposcopie) de patientes pouvant présenter des lésions précancéreuses, ou *dysplasies*, du col utérin.

Une difficulté majeure de ces études est liée à la caractérisation anatomopathologique des lésions sur les pièces opératoires, ces lésions devant être « cartographiées » avec une précision bien meilleure que celle de la pratique courante pour servir de « vérité de terrain » permettant de mettre au point, puis de valider le traitement des images polarimétriques aboutissant au diagnostic.

3. PRINCIPAUX RESULTATS

Dans le cas de *cancers du colon* ex vivo nous observons une évolution nette et non monotone du pouvoir de dépolarisation en fonction du degré d'avancement de la maladie (diminution aux premiers stades, puis augmentation jusqu'au stade T3, correspondant à l'invasion de la séreuse). La technique semble également en mesure de détecter la présence de cancers résiduels éventuellement présents après radiochimiothérapie[2].

Dans le cas du *col utérin*, étudié *in vivo* en polarimétrie incomplète et *ex vivo* en polarimétrie de Mueller[3], les zones saines s'avèrent biréfringentes, et cette biréfringence disparaît dès les tout premiers stades de l'évolution précancéreuse .Dans les zones anormales, c'est le pouvoir de dépolarisation qui prend le relais, les zones dysplasiques étant moins dépolarisantes que les zones saines. Cependant, pour faire de cette technique un véritable outil diagnostique, il reste à résoudre divers problèmes, et notamment la discrimination entre l'évolution dysplasique et des processus physiologiques comportant également la multiplication rapide de cellules épithéliales (métaplasies). Sur le plan instrumental, un colposcope de Mueller pour une étude clinique en polarimétrie complète *in vivo* est en cours d'achèvement.

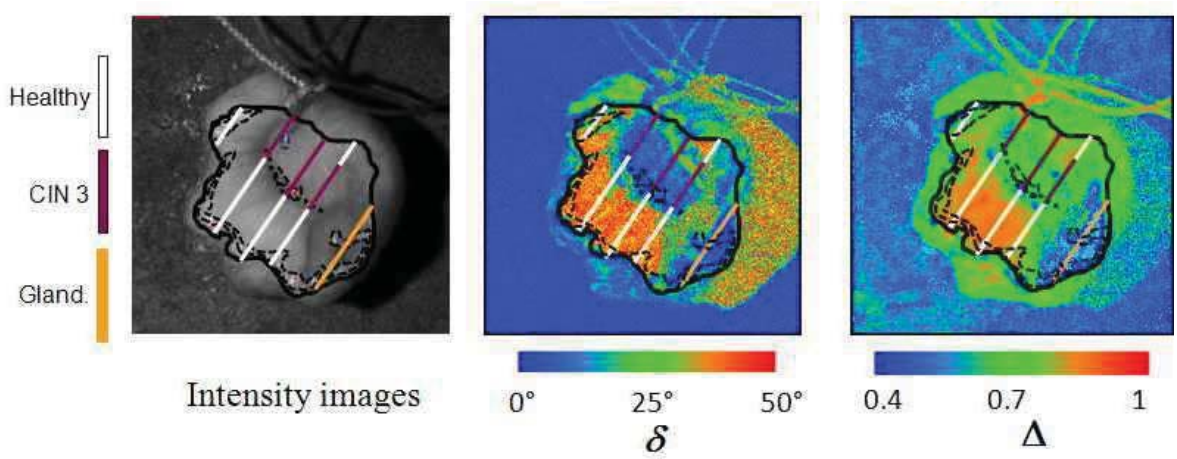


Fig. 1 : Images typiques en polarimétrie de Mueller d'un col exvivo. *A Gauche* : image en intensité. *Au centre* : image en retard scalaire δ. *A droite* : image en dépolarisation Δ. Les traits obliquent indiquent les plans de coupe avec les résultats histologiques (blanc pour le tissu sain, violet pour une lésion précancéreuse avancée (CIN3) et orange pour une lésion bénigne (tissu glandulaire extériorisé).

CONCLUSION

L'imagerie polarimétrique est une technique prometteuse, et d'un coût modique, ce qui est un avantage essentiel pour sa mise en œuvre , en particulier dans le pays en développement, où près de 300 000 femmes meurent tous les ans faute de dépistage du cancer du col utérin. Par ailleurs, cette technique peut s'avérer utile pour le diagnostic de bien d'autres pathologies, éventuellement en mode endoscopique, moyennant de nouveaux développements instrumentaux déjà bien identifiés.

RÉFÉRENCES

[1] N. Ghosh, I. Alex Vitkin, „Tissue polarimetry: concepts, challenges, applications and outlook"J? Biomed. Opt. 16, 110801 (2011)

[2] A. Pierangelo *et al.*, Multispectral Mueller polarimetric imaging detecting residual cancer and cancer regression after neoadjuvant treatment for colorectal carcinomas, J. Biomed. Opt. 18; 046014 (2013)

[3] A. Pierangelo *et al.* Polarimetric imaging of uterine cervix: a case study, accepté pour publication dans Optics Express

ETUDE DU MOUVEMENT BROWNIEN PAR PINCE OPTIQUE

Sylvia Jeney[1]

[1] *Laboratoire de Physique de la Matière Complexe, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse*

sylvia.jeney@epfl.ch

RÉSUMÉ

Dans cet article, nous présentons des mesures du mouvement brownien d'une particule micrométrique confinée dans une pince optique exerçant un potentiel harmonique sur celle-ci. Alors que la théorie a été développée et démontrée expérimentalement tout au long du 20ème siècle, quelques aspects importants restaient à vérifier. En particulier l'existence du régime balistique, la nature exacte de la force thermique à l'origine du mouvement brownien ainsi que la mémoire hydrodynamique du fluide.

MOTS-CLEFS : *mouvement Brownien, diffusion, hydrodynamique, pince optique*

1. DYNAMIQUE DU MOUVEMENT BROWNIEN A TEMPS COURTS

L'équation de Langevin permet de décrire, à l'aide de l'équilibre de 3 forces, le mouvement brownien d'une sphère micrométrique confiné par une pince optique. La première, est la force thermique, $F_{th}(t)$ qui est typiquement associée à un spectre de bruit blanc gaussien. A temps courts, le mouvement de la particule est balistique, provoqué par les chocs des molécules du fluide environnant. La sphère se déplace alors avec une vitesse moyenne $\bar{v}(0)=\sqrt{k_B T/m}$ et un déplacement quadratique moyen (DQM) $\left\langle \Delta x^2(t)\right\rangle_{t\to 0}=(k_B T/m)t^2$. A temps longs, on retrouve le mouvement aléatoire, diffusif selon Einstein. La transition du mouvement balistique au mouvement diffusif est exponentielle, en première approximation, avec un temps caractéristique $\tau_p = m/6\pi\eta R$. La seconde force est la friction, $F_{fr}(t)$ qui comporte non seulement la force de Stokes mais aussi des termes décrivant l'inertie du fluide. En effet, dans les expériences de pinces optiques, la particule a une densité similaire à celle du fluide. Lorsque la particule fluctue, elle déplace avec elle le fluide qui l'entoure. L'inertie du fluide entraîné agit en retour sur le mouvement de la sphère, et ainsi de suite. Cette mémoire du fluide a un temps caractéristique $\tau_f = R^2\rho_f/\eta$, ρ_f étant la densité du fluide [1,2]. Troisièmement, la pince optique agit sur la particule avec une force $F_{ext}(t) = -Kx$, K étant la constante de force. Le mouvement devient alors celui d'un oscillateur harmonique amorti dont le DQM tend vers $\left\langle \Delta x^2(t)\right\rangle_{t\to\infty} = 2k_B T/K$. La transition de la diffusion au mouvement confiné est alors caractérisée par $\tau_K = 6\pi\eta R/K$ [3].

2. OBSERVATION DIRECTE DU MOUVEMENT BROWNIEN A DES ÉCHELLES DE TEMPS BALISTIQUES ET HYDRODYNAMIQUE

Pour une particule sphérique d'une taille de 3 microns, le mouvement balistique existe à des échelles de temps bien plus courts que $\tau_p = 100\text{ns}$ correspondant à un déplacement de l'ordre de 1Å. Une telle résolution spatiale et temporelle est obtenue en mesurant, avec un détecteur de position à large bande passante, les fluctuations de la figure d'interférence créée entre les rayons du laser diffractés et non-diffractés [4]. Cette configuration permet d'atteindre le régime balistique, caractérisé par une dépendance t^2 du DQM (Fig. 1a) [5]. De plus, la fonction d'autocorrélation de la vitesse (FAV) peut être mesurée. Elle affiche une décroissance exponentielle suivie d'une loi de puissance en $t^{-3/2}$ correspondant à la théorie [5,6] (Fig. 1b).

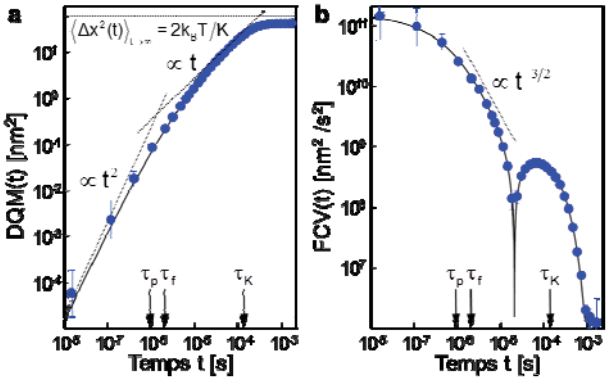


Fig. 1 : DQM (a) et FAV (b) d'une sphère de résine de 3 microns dans l'eau. Points bleus: données expérimentales, ligne noire: théorie. Adapté selon [6].

3. RÉSONANCES ET COULEUR DU BRUIT THERMIQUE

Selon le théorème de fluctuation-dissipation, une conséquence directe du couplage sphère-fluide, est que $F_{th}(t)$, se caractérise en plus d'un terme de bruit blanc delta-corrélé, aussi par une composante de couleur dépendante de la fréquence. En augmentant la force de piégeage $F_{ext}(t)$ et en diminuant la viscosité du fluide, c. à d. en réduisant $F_{fr}(t)$ on observe que la densité spectral de puissance (DSP) de la force thermique croît en fonction de la fréquence (Fig. 2a). Cette couleur dans le bruit thermique conduit aussi à une résonance dans la DSP des fluctuations de la sphère (Fig. 2b) [7]. L'apparition d'un tel pic a été, jusqu'à présent ignorée, car la mémoire hydrodynamique est souvent négligée.

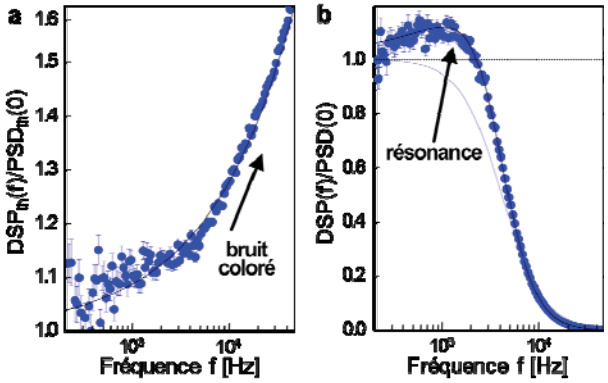


Fig. 2 : DSP normalisée (a) de la force thermique affichant une déviation d'un bruit blanc gaussien, et (b) des fluctuations de positions de la sphère. La ligne bleue indique l'équivalent d'une relaxation exponentielle d'un oscillateur harmonique amorti. Points bleus: données expérimentales, ligne noire: théorie.

RÉFÉRENCES

[1] V. Vladimirsky, Y.A. Terletzky. Zh. Eksp. Theor. Fiz. 15, 259 (1945).
[2] B.J. Alder, T.E. Wainwright. Phys. Rev. Lett. 18, 988 (1967).
[3] H.J.H. Clercx, P. Schram. Phys. Rev. A 46, 1942 (1992).
[4] I. Chavez et al. Rev. Sci. Instrum. 79, 105104 (2008).
[5] R. Huang et al. Nature Physics 7, 576 (2011).
[6] S. Jeney et al. Phys. Rev. Lett. 100, 240604 (2008).
[7] T. Franosch et al. Nature 478, 85 (2011).

CONTROLE D'IMPULSIONS LASER ULTRACOURTES EN MILIEU DIFFUSANT

Ayhan Tajalli, Dave Mc Cabe, Béatrice Chatel

LCAR-IRSAMC, CNRS- UPS 118 Route de Narbonne, 31000 Toulouse, France.

Beatrice.chatel@irsamc.ups-tlse.fr

RÉSUMÉ

La propagation d'impulsions laser ultracourtes dans un milieu multi-diffusant donne naissance à des figures de speckle complexes induisant des distorsions spatio-temporelles difficiles à contrôler. Nous présenterons une technique originale, permettant une caractérisation spatio-spectrale complète de l'impulsion laser ayant traversée le milieu multi-diffusant. Nous montrerons par la suite comment en utilisant un façonneur d'impulsions, on peut refocaliser temporellement et localiser spatialement l'impulsion laser en tirant profit du couplage spatio-spectral induit par le milieu diffusant. Ce travail a été effectué en collaboration avec le groupe de I. Walmlsey à Oxford et S. Gigan à l'Institut Langevin.

MOTS-CLEFS : *impulsions laser femtoseconde façonnées ; Speckle ; Contrôle ;*

1. INTRODUCTION

Travailler en milieu complexe nécessite de contrôler le profil spatio-temporel des impulsions laser au cours de leur propagation. En se propageant au travers d'un milieu diffusant épais, la lumière donne naissance à des figures de speckle spatial, résultat de l'interférence constructive et destructive aléatoire des photons suivant des trajectoires différentes. A cause de leur caractère aléatoire, les photons multi-diffusés brouillent la phase optique de la lumière transmise, limitant les potentialités d'imagerie. Vellekoop et ses collègues ont démontré la possibilité de focalisation spatiale [1] et donc d'imagerie à travers de milieu diffusant en contrôlant les modes spatiaux de la lumière incidente en utilisant un modulateur spatial de lumière.

La propagation des impulsions ultracourtes avec une large bande spectrale à travers des échantillons épais entraîne un étalement temporel additionnel et une modification du profil d'intensité qui donne lieu au speckle spectral (temporel). Notre groupe [2-3] en parallèle avec d'autres groupes [4-5] ont réussi à contrôler spatio-temporellement l'impulsion ultracourte sur la surface arrière d'un milieu diffusant avec des approches différentes. C'est l'objet de cette communication.

Pour atteindre cet objectif, nous avons appliqué la technique FTSSI (Interférométrie spatio-spectrale par transformée de Fourier) afin de mesurer la phase spatio-spectrale du speckle permettant par une boucle de rétroaction sur un façonneur d'impulsions dans le domaine spectral de la contrôler. Cette mesure a aussi permis d'extraire les propriétés de diffusion de l'échantillon [2].

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET RESULTATS

En pratique cette mesure interférométrique s'effectue de la façon suivante (cf fig.) : Le faisceau de l'oscillateur laser (OSC) est divisé en deux bras pour l'échantillon multi-diffusant et pour la référence par une lame séparatrice (BS). Le bras de l'échantillon passe à travers un façonneur d'impulsion (PS) et est focalisée sur un échantillon multi-diffusant (s) par la lentille L1. La propagation de l'impulsion laser dans l'échantillon donne lieu à un speckle spatio-temporel. L'échantillon est monté sur une table de translation (TS) se déplaçant perpendiculairement par rapport au faisceau laser. Le speckle spatio-temporel est imagé sur la fente d'entrée d'un spectromètre d'imagerie 2D par la deuxième lentille (L2). L'autre partie du faisceau agit comme une référence et est recombinée avec l'impulsion qui a traversé l'échantillon, sur la fente d'entrée du spectromètre. L'angle entre les deux faisceaux ainsi que le délai entre les deux impulsions sont

ajustables pour permettre d'optimiser la figure d'interférences ainsi obtenue. L'encart montre comment le spectromètre effectue une mesure d'intensité spectrale avec une résolution spatiale le long de la fente d'entrée.

L'interférogramme obtenu est ensuite traité par transformée de Fourier- filtrage- transformée de Fourier inverse permettant d'obtenir la phase spectrale de l'impulsion en fonction d'une coordonnée spatiale. En programmant dans le façonneur d'impulsions [6] (dispositif à cristaux liquides, placé dans le foyer d'une ligne à dispersion nulle) la phase spectrale opposée, on obtient pour un point du speckle, une phase spectrale nulle qui correspond à une impulsion temporelle courte (cf partie droite de la figure). On réalise ainsi une focalisation temporelle de l'impulsion et une localisation spatiale.

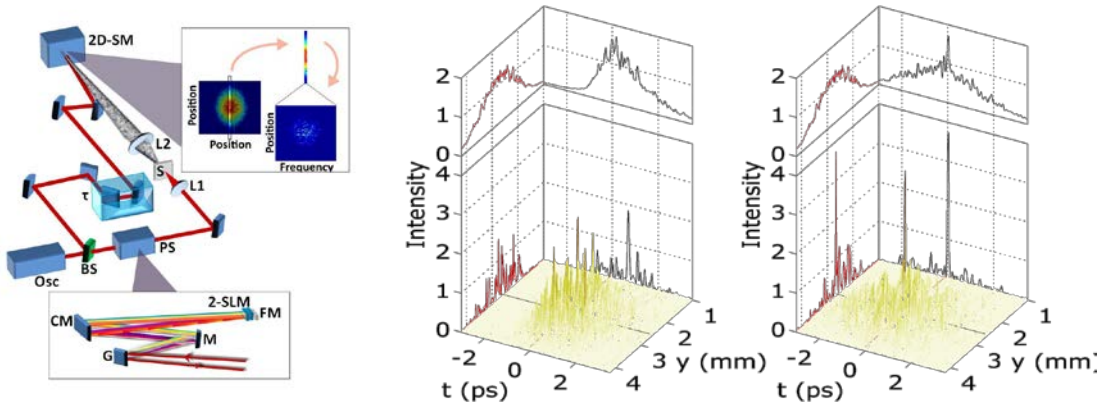


Fig. 2 :Dispositif expérimental (Gauche). Résultats (Droite) : Intensité spatio-temporelle reconstruite avant la compensation de la phase spectrale (gauche) et après compensation (droite).

3. CONCLUSION

L'utilisation de la technique FTSSI suivie d'une correction en boucle ouverte à l'aide d'un façonneur d'impulsions, a démontré qu'on pouvait focaliser temporellement et localiser spatialement une impulsion sortant d'un milieu complexe.

Une extension de mesure de 2D vers 3D, réalisable par balayage de la fente du spectromètre, peut être considérée comme un outil puissant pour l'étude de l'ensemble de propriétés de speckle, telles que des vortex et des singularités. Des applications pour l'imagerie sont aussi envisagées.

RÉFÉRENCES

[1] I. M. Vellekoop and A. P. Mosk, "Focusing coherent light through opaque strongly scattering media," Opt. Lett. 32, 2309 (2007).

[2] A. Tajalli, D. J. McCabe, D. R. Austin, I. A.Walmsley, and B. Chatel, "Characterization of the femtosecond speckle field of a multiply scattering medium via spatio-spectral interferometry," J. Opt. Soc. Am. B 29, 1146 (2012).

[3] D. J. McCabe, A. Tajalli, D. R. Austin, P. Bondareff, I. A. Walmsley, S. Gigan, and B. Chatel, "Spatio-temporal focusing of an ultrafast pulse through a multiply scattering medium," Nature. Commun. 2, 447 (2011).

[4] O. Katz, E. Small, Y. Bromberg, and Y. Silberberg, "Focusing and compression of ultrashort pulses through scattering media," Nature. Photon. 5, 372 (2011).

[5] J. Aulbach, B. Gjonaj, P. M. Johnson, A. P. Mosk, and A. Lagendijk, "Control of light transmission through opaque scattering media in space and time," Phys. Rev. Lett. 106 103901 (2011).

[6] A. Monmayrant, S. Weber, and B. Chatel, "A newcomer's guide to ultrashort pulse shaping and characterization," J. Phys. B 43, 103001 (2010).

USING SILICON NANOPHOTONICS FOR DIGITAL AND ANALOG SIGNAL PROCESSING WITH RESERVOIR COMPUTING (INVITED)

Peter Bienstman[1], Kristof Vandoorne[1], Thomas Van Vaerenbergh[1], Martin Fiers[1], Bendix Schneider[1], Benjamin Schrauwen[2] and Joni Dambre[2]

[1] *Photonics Research Group, NB-Photonics, Department of Information Technology, Ghent University – imec, 9000 Gent, Belgium*

[2] *Department of Electronics and Information Systems, Ghent University, Sint-Pietersnieuwstraat 41, 9000 Gent, Belgium*

Peter.Bienstman@UGent.be

RÉSUMÉ

Reservoir computing is a decade old framework from the field of machine learning to use and train recurrent neural networks and it splits the network in a reservoir that does the computation and a simple readout function. This technique has been among the state-of-the-art for a broad class of classification and recognition problems such as time series prediction, speech recognition and robot control. However, so far implementations have been mainly software-based, while a hardware implementation offers the promise of being low-power and fast. Despite essential differences between classical software implementation and a network of optical components, we will show that photonic reservoirs can offer a promising alternative for a hardware implementation.

We will show experimental and theoretical results on the use of a generic photonic reservoir on a silicon-on-insulator chip, which can be used to perform arbitrary digital calculations involving input from up to four bit periods in the past. Using simulations, we also show that such a network can handle more analog tasks like speech recognition.

We also show that phase is an important asset that can be exploited using an integrated photonics approach. By using complex-valued signals as opposed to traditional real-valued signals, the effective size of the reservoir doubles, which is beneficial for performance.

AUTO-ORGANISATION DE NANOPARTICULES METALLIQUES SOUS EXCITATION LUMINEUSE HOMOGENE.

Nathalie Destouches[1], Guy Vitrant[2], Nicolas Crespo-Monteiro[1], Florent Pigeon[1]

[1] Université de Lyon, F-42023 Saint-Etienne, France ; CNRS, UMR 5516, Laboratoire Hubert Curien, 18 rue Pr. Lauras F-42000 Saint-Etienne ; Université de Saint-Etienne, Jean-Monnet, F-42000 Saint-Etienne

[2] IMEP-LAHC, Minatec, Grenoble-INP, CNRS- UMR 5130, F-38016 Grenoble

nathalie.destouches@univ-st-etienne.fr

RÉSUMÉ

Créer des conditions favorables pour que la matière s'auto-organise sous une excitation homogène est une voie intéressante pour développer des procédés de structuration efficaces et bas coût. D'un point de vue technologique, ils se ramènent généralement à des procédés en une étape de fabrication mais les mécanismes physico-chimiques impliqués dans l'auto-organisation de la matière sont souvent multiples et difficiles à maîtriser. Nous nous intéressons ici à la croissance auto-organisée de nanoparticules métalliques dans une couche mince sous l'effet de l'illumination par un laser qui émet en continu dans le visible. Nous avons découvert que la couche mince se comporte comme un guide d'onde optique et que l'auto-organisation des nanoparticules résulte de phénomènes d'interférence entre l'onde incidente et les ondes guidées, croissance des nanoparticules et interférences s'auto-renforçant mutuellement. Nous avons aussi montré qu'il est même possible de prolonger le réseau de proche en proche et sans sauts de phase par des illuminations successives, ce qui est un atout pour fabriquer des réseaux de grandes dimensions.

MOTS-CLEFS : *Plasmon, guide d'onde, procédés laser*

1. INTRODUCTION

L'auto-organisation de la matière sous la forme de structures périodiques sous excitation mécanique, thermique ou optique est un phénomène commun dans la nature qui a suscité beaucoup d'intérêt dans plusieurs domaines des sciences. Les rides sur le sable du désert [1], les bandes de nuages alignées [2] ou les trains d'onde périodiques apparaissant spontanément dans des couches liquides chauffées [3] sont autant d'exemples de structures périodiques, de grande période, auto-générées. Des réseaux sub-micrométriques peuvent également être créés à la surface de matériaux par pulvérisation ionique [4] ou par laser [5-7]. Dans ce dernier cas, il est communément accepté aujourd'hui que les structures périodiques générées trouvent leur origine dans des phénomènes interférométriques impliquant le faisceau incident et des ondes diffusées par les hétérogénéités de la matière. Dans cet article nous considérons le cas particulier où des ondes guidées peuvent être excitées et démontrons que les phénomènes optiques se produisant dans le guide d'onde peuvent engendrer une croissance auto-organisée de nanoparticules métalliques. Ces réseaux de nanoparticules présentent des couleurs dichroïques, sensibles à la polarisation de la lumière, qui résultent d'une combinaison entre les résonances plasmoniques et les résonances de guide d'onde. Cette technique de coloration en une étape produit ainsi des filtres couleurs actifs entre polariseurs tournants qui présentent en outre une grande résistance au temps et à la température.

2. RESULTATS

Le matériau initial est une couche mince de TiO_2 fabriquée par procédé sol-gel, déposée sur une lame de verre, et dont la mésoporosité a été contrôlée par un traitement thermique. L'échantillon est ensuite plongé dans une solution de nitrate d'argent qui pénètre dans les pores. A ce stade,

l'échantillon est presque totalement transparent à toutes les longueurs d'ondes du visible. L'illumination laser induit un précipité métallique qui se traduit par l'apparition de bandes d'absorption, mais aussi d'un changement de réflectivité et de couleurs très vives comme on le voit sur la Fig. 1. Les caractéristiques dépendent fortement des conditions d'illumination, de longueur d'onde (entre 488 et 680 nm), de puissance (de l'ordre du mW/µm^2) ou de vitesse d'écriture. On a pu expliquer ces phénomènes curieux par un couplage entre les résonances physiques (plasmon), et électromagnétiques (ondes guidées), d'où il résulte que les particules s'auto-organisent en un réseau dont les traits sont parallèles à la polarisation du laser et dont la période dépend entre autres de la longueur d'onde du laser.

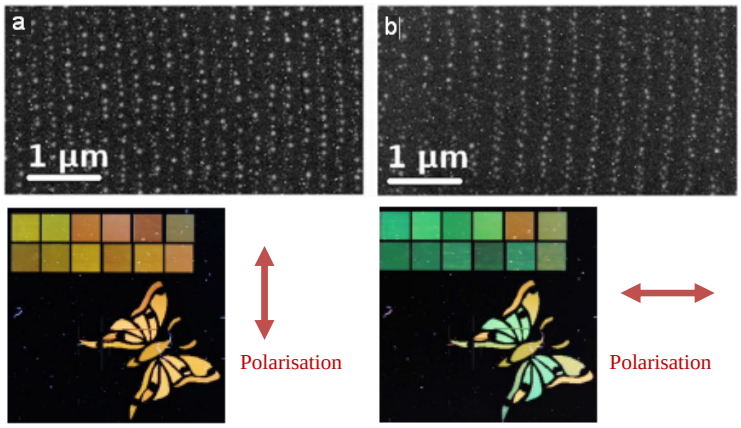


Fig. 1 : Images de microscope électronique à balayage de réseaux de nanoparticules métalliques générés en utilisant deux longueurs d'onde laser différentes, a) 488 nm, b) 633 nm, polarisées verticalement. Photos d'un motif large de 1,8 mm. Les différentes couleurs du motif sont obtenues en faisant varier la vitesse d'écriture et l'intensité du laser. L'échantillon est observé en réflexion à travers un polariseur orienté verticalement à gauche et horizontalement à droite.

CONCLUSION

Pour résumer nous montrons qu'en partant d'une couche mince homogène, illuminée par un faisceau laser lui aussi homogène car focalisé sur une tache de diamètre 10µm environ, il est possible d'induire un précipité de l'argent sous forme de nanoparticules, précipité qui peut spontanément s'auto-structurer en réseau sans autre action extérieure. Nous proposons une explication de ce phénomène surprenant qui pourrait ouvrir de nouvelles voies dans la fabrication de structures organisées.

RÉFÉRENCES

[1] Bouchaud, J.-P., Cates, M. E., Prakash, J. R. & Edwards, S. F. Hysteresis and Metastability in a Continuum Sandpile Model. Physical Review Letters 74, 1982–1985 (1995).

[2] Robert, A. & Houze, J. Cloud Dynamics. 53, (Academic Press, 1993).

[3] Linde, H. et al. Interfacial Wave Motions Due to Marangoni Instability. Journal of Colloid and Interface Science 188, 16–26 (1997).

[4] Bradley, R. M. & Harper, J. M. E. Theory of ripple topography induced by ion bombardment. Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films 6, 2390–2395 (1988).

[5] Birnbaum, M. Semiconductor Surface Damage Produced by Ruby Lasers. Journal of Applied Physics 36, 3688–3689 (1965).

[6] Sipe, J. E., Young, J. F., Preston, J. S. & Van Driel, H. M. Laser-induced periodic surface structure. I. Theory. Physical Review B 27, 1141 (1983).

[7] Sakabe, S., Hashida, M., Tokita, S., Namba, S. & Okamuro, K. Mechanism for self-formation of periodic grating structures on a metal surface by a femtosecond laser pulse. Physical Review B 79, 033409 (2009).

MICRO-STRUCTURATION OPTIQUE DE VERRES DE SILICE PAR LASER FEMTOSECONDE POUR DES APPLICATIONS EN PHOTONIQUE

Matthieu Lancry et Bertrand Poumellec

Equipe de Physico-Chimie de l'Etat Solide, Institut de Chimie Moléculaire et des Matériaux d'Orsay, UMR CNRS-UPS 8182, Bât. 410, Université de Paris Sud, 91405 Orsay, France

matthieu.lancry@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Lorsque des impulsions issues d'un laser femtoseconde sont fortement focalisées dans un verre à base de silice, cela permet de modifier de façon permanente sa structure en 3D et ce avec une localisation de l'ordre de qq µm. Les transformations sont vraiment très spectaculaires : augmentation ou diminution du volume spécifique, formation de nanoréseaux d'indice. Outre ces processus « de base » qui conduisent à des propriétés optiques linéaires dont on perçoit l'utilisation, il y a d'autres effets très intéressants qui nous mènent au delà du simple dépôt d'énergie; ce sont des torsions ou des déplacements de matière (e.g. formation de trous en volume), des microtrempes conduisant à de forts changements d'indice, de la micro ou nanocristallisation orientée en volume. Nous décrirons quelques résultats dans ce domaine ainsi que les applications potentielles.

1. INTRODUCTION

Les lasers femtosecondes (100fs-1ps) sont des outils qui possèdent des propriétés remarquables. Déjà utilisés dans de nombreux domaines de recherche notamment pour la spectroscopie, l'imagerie, pour produire des réactions nucléaires ou pour étudier la chimie de l'atmosphère, il était nécessaire d'analyser leur interaction avec les verres de silice. Ce sujet est récent et recèle de grands espoirs car les mécanismes sont très différents de ceux déjà rencontrés. Il donne lieu à une ouverture vers la création maîtrisée d'anisotropies de propriétés dans les verres contrairement aux autres lasers ayant des impulsions plus longues. La différence pour les lasers à impulsions ultra-courtes est la formation d'un plasma d'électrons comme étape intermédiaire entre l'absorption de la lumière et l'inscription dans le solide. Le plasma se structure sous l'influence de la lumière en relation avec le solide. Les structures de densité du plasma donnent lieu à un champ de force dans le solide qui conduit ensuite après extinction de l'impulsion à des modifications permanentes des propriétés optiques. Ainsi lorsque le laser est fortement focalisé dans la silice, il permet de modifier sa structure avec une localisation de l'ordre du micromètre et avec seulement quelques impulsions dont l'énergie est très modeste (< 0.5 µJ). Les transformations sont vraiment très spectaculaires : l'indice optique isotrope peut-être augmenté jusqu'à 2.10^{-2}, on peut obtenir une biréfringence jusqu'à 10^{-2} dont l'axe lent est contrôlable en orientation par la rotation de la polarisation du laser.

2. *DETERMINATION DES MECANISMES PHYSICO-CHIMIQUES DE MODIFICATIONS DES VERRES PAR LASER FEMTOSECONDE*

Dans la direction de maîtriser les effets pour les études fondamentales, mais aussi pour les applications, nous avons construit un modèle de mécanisme physico-chimique pour expliquer la dépendance des seuils de modification avec les paramètres lasers et avec les dopants classiques de la silice.

Nous avons proposé que le premier seuil (de l'ordre de $10TW/cm^2$), correspondant à la modification d'indice isotrope, soit principalement fondé sur la modification de la température fictive du verre quand la durée de « l'impulsion de chaleur » correspondant à l'énergie lumineuse

est supérieure au temps de relaxation. Pour cela nous avons résolu l'équation de Fourier et pris en compte les variations de capacité calorifique, de diffusion thermique, de module de cisaillement et de viscosité avec la température. Ainsi l'irradiation conduit à une augmentation de la température fictive T_f. Dans le cas spécifique de la silice, une augmentation de T_f entraine une augmentation de la densité (c'est ce que l'on appelle l'anomalie de la silice) et donc de l'indice de réfraction. Ainsi une augmentation de 400°C permet d'expliquer une augmentation de l'indice de l'ordre 10^{-3}. Par ailleurs les résultats expérimentaux et des modélisations montrent que la valeur de T_f après irradiation varie peu avec les dopants « usuels » de la silice (Germanium, Fluor, Phosphore). Dans la plupart des autres verres (e.g. alumino-borosilicates), l'irradiation et l'augmentation associée de T_f conduit à une diminution de la densité et de l'indice de réfraction.

Dans la silice, le second seuil noté T_2 est du à la formation de nanoplans espacés de l'ordre de $\lambda/2n$ et d'environ 50 nm d'épaisseur conduisant ainsi à l'apparition d'une biréfringence de forme. Les mécanismes en jeu sont inhabituels. En effet, étant donné l'intensité lumineuse utilisée (de l'ordre de qq 10TW/cm^2), on créé un plasma électronique (densité de qq 10^{19}-10^{20}/cm^3, énergie de 10 à 30eV) dans le solide, celui-ci se structure dans l'espace et cette structure s'imprime par piégeage dans le matériau. Il restait à déterminer la nature de ces nanoplans et l'origine de leur contraste d'indice). Certains y voyaient des fractures, d'autres des déplétions d'oxygène. Nous avons élucidé cette question en analysant les nanoplans avec un MEB muni d'un canon à effet de champ. Ils sont formés par une décomposition de la silice (réduction de la silice et formation de bulles d'oxygène) conduisant à une diminution d'indice de l'ordre de -0.1 dans les nanoplans. Nous avons récemment montré que les pores contenaient de l'oxygène par spectroscopie Raman. Cette décomposition ne peut s'effectuer, contrairement à la modification de la température fictive T_f, que par accumulation d'une impulsion à la suivante. Comme la matière s'est complètement refroidie (en qq μs) entre les impulsions (typ. 1-500kHz), nous avons proposé une accumulation de défauts ponctuels (typiquement des lacunes en oxygène que l'on détecte par absorption UV ou par photoluminescence excitée à 5eV). Nous expliquons alors les variations du seuil d'apparition de la biréfringence avec le dopage par des productions de défauts qui varient fortement. On favorise cette production en ajoutant du Germanium ou, à l'inverse, on peut l'inhiber pour n'observer que du changement d'indice isotrope en ajoutant du Fluor (un résultat potentiellement intéressant pour les applications).

Un autre objectif pour les applications est d'utiliser le laser femtoseconde pour maîtriser l'orientation lors de la précipitation de micro/nano-cristaux dans des verres. C'est un moyen de modifier encore plus largement les propriétés optiques linéaires et non-linéaires. L'idée est de mettre à profit les forces induites par le champ électrique de la lumière lors du chauffage produit par le laser lui-même. Pour cela, nous considérons les verres de la famille Li_2O-Nb_2O5-SiO_2. On montre que la maîtrise de l'énergie de l'impulsion, de sa fréquence de répétition et de la durée totale d'irradiation permet de contrôler la nucléation et la croissance locale de cristaux. Nous avons pu obtenir un « fil » monocristallin de $LiNbO_3$ dans l'une des matrices vitreuses. Son orientation en direction et en orientation a été prouvée au moyen de la génération de seconde harmonique.

CONCLUSION

La possibilité d'effectuer ces « écritures » à une vitesse de l'ordre de qq mm/s permet déjà la réalisation de guides d'onde pour l'optique intégrée. Le fait que l'action soit ponctuelle autorise une écriture en 3D. Mais, on peut aussi envisager bien plus. La première idée est l'intégration d'objets tels que des réseaux de Bragg, des guides d'onde et des canaux pour la microfluidique mais aussi des filtres IR et matrices micro-lentilles pour les capteurs IR par exemple. Mais le contrôle possible de la biréfringence et de son orientation en 3D ouvre la possibilité de produire aisément des lames d'onde micro-structurées permettant d'obtenir par exemple des faisceaux à polarisation radiale ou azimutale (pinces optiques), des rotateurs de polarisation achromatiques ou des lames de phase permettant de corriger les aberrations spatiales dans le cas des lasers de haute puissance (ces correcteurs s'étendent actuellement sur quelques décimètres).

Missions de la commission Enseignement de la SFO

P. Arguel
LAAS-CNRS, 7 avenue du colonel Roche, 31077 Toulouse, France
arguel@laas.fr

Les nouveaux programmes de physique au lycée : esprit de la réforme

C. Fabre
Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie-Paris 6, ENS, CNRS; 4 place Jussieu, 75252 Paris, France, 75252 Paris, France
fabre@spectro.jussieu.fr

table ronde : témoignages sur la mise en pratique des nouveaux programmes de physique

R. Spira
UDPPC, 42, rue Saint Jacques, 75005 Paris, France
sfo.info@institutoptique.fr

Présentation des stands ’expériences pour la pédagogie ’

C. Daussy[a] et T. Briant[b]
[a]Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers, 99 avenue J.B. Clément, 93430 Villetaneuse, France
[b]LKB, 4 place Jussieu, 75252 Paris, France
christophe.daussy@univ-paris13.fr

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

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

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

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

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

jean-baptiste.sirven@cea.fr

RÉSUMÉ

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

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

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

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

MOTS-CLEFS : *ChemCam ; LIBS ; Mars*

RÉFÉRENCES

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

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

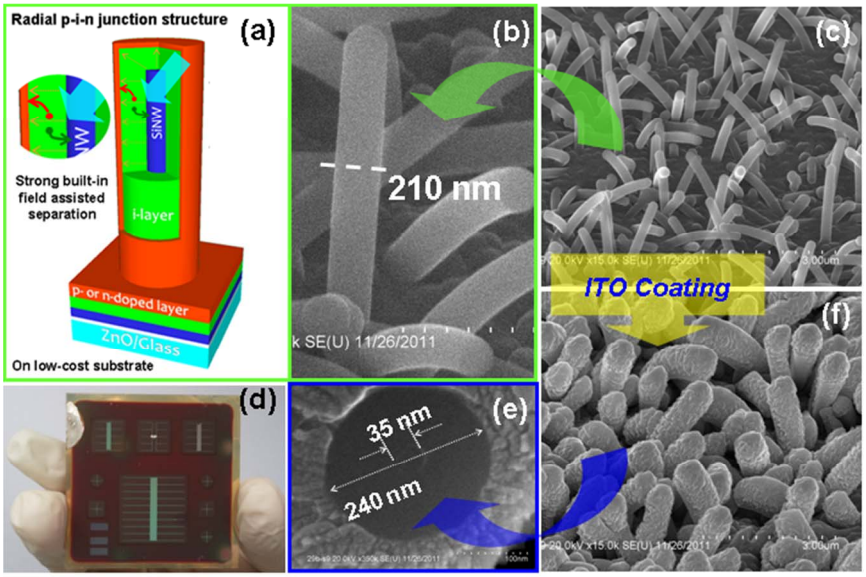
Cellules solaires: un condensé d'optique et d'électronique

Pere ROCA i CABARROCAS

LPICM-CNRS, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

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

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



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

LES 100 ANS DE L'EFFET SAGNAC

Hervé Lefèvre

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

herve.lefevre@ixblue.com

RÉSUMÉ

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

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

1. INTRODUCTION

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

2. DE L'ÉTHER LUMINEUX À LA RELATIVITÉ

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

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

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

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

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

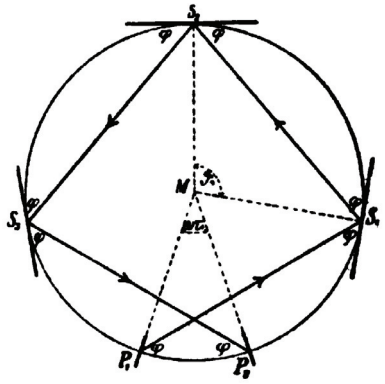


Figure 1 : principe de l'interféromètre tournant proposé par von Laue en 1911 [3]

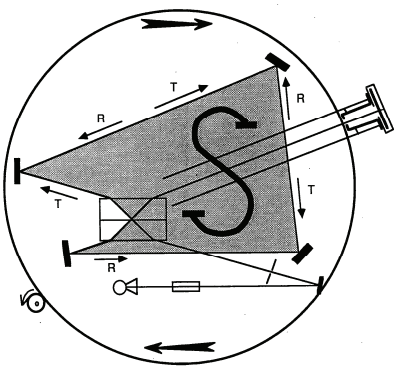


Figure 2 : expérience de l'interféromètre tournant réalisée par Sagnac en 1913 [

3. GYROMETRES OPTIQUES

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

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

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

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

RÉFÉRENCES

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

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

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

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

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

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

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

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

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

CONTRÔLE DE L'ÉMISSIVITÉ ET DE L'ABSORPTION PAR EFFET ENZ

Simon Vassant[2], I. Doyen Moldovan[1], F. Marquier[1], JJ Greffet[1]

[1] *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, Université Paris Sud, CNRS, 91127 Palaiseau, France*
[2] *Max Planck Institute for the Science of Light, Günther-Scharowsky-Str. 1 / Bau 24 91058 Erlangen, Allemagne*

jean-jacques.greffet@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Le rayonnement d'une source incandescente est un exemple de source à large spectre et quasi isotrope. C'est par exemple le cas des filaments de tungstène utilisés pour l'éclairage ou bien des globars utilisés pour l'infrarouge (IR). Le but de cette présentation est de montrer qu'en utilisant des concepts et des techniques de fabrication de la nanophotonique, il est possible de réaliser des sources IR directionnelles et quasimonochromatiques. De plus, il est également possible de moduler à des fréquences supérieures au MHz l'intensité du rayonnement émis par ces sources.

MOTS-CLEFS : *infra rouge ; nanophotonique ; plasmon ; rayonnement thermique*

1. INTRODUCTION

L'objet de cette présentation est de montrer qu'en fabriquant des nanostructures judicieusement conçues, il devient possible de créer de véritables métamatériaux qui sont capables d'émettre du rayonnement de corps noir uniquement aux fréquences souhaitées et dans les directions souhaitées. Ceci peut paraître surprenant au premier abord. La directivité et le caractère monochromatique sont le plus souvent l'apanage des sources laser. Pourtant, il est possible de réaliser des sources incandescentes partiellement cohérentes : elles peuvent être directives, à spectre étroit et modulables à très haute fréquence comme nous allons le voir.

Afin de comprendre comment faire pour concevoir des sources de rayonnement IR, il est nécessaire de disposer d'un modèle de l'émission thermique. Dans le cadre de la radiométrie, le rayonnement émis par une source s'exprime comme le produit de deux facteurs. Le premier ne dépend que de la température et exprime la puissance émise par unité de surface et d'angle solide. C'est ce que l'on appelle la luminance de corps noir qui est notée $L^{\circ}(\lambda, T)$. Le second terme caractérise l'émetteur et est appelé émissivité. C'est une fonction réelle positive sans dimension notée ε qui dépend de la longueur d'onde, de l'angle et de la polarisation. On peut montrer que l'émissivité est égale à l'absorptivité. Cette relation appelée loi de Kirchhoff impose que l'émissivité soit inférieure à 1. Elle exprime un lien entre la capacité à émettre thermiquement du rayonnement et la capacité à l'absorber. *Il en résulte que la conception d'un émetteur sélectif est équivalente à la conception d'un absorbeur sélectif.*

L'idée de base consiste donc à partir d'un substrat non absorbant tel qu'un miroir ou un milieu transparent, puis à lui ajouter un réseau de nanostructures absorbant à des longueurs d'onde particulières et/ou dans des directions incidentes particulières. Si la période du réseau est plus petite que la longueur d'onde d'absorption, seul l'ordre zéro est propagatif de sorte que le réseau se comporte comme une interface entre de l'air et un matériau effectif. Ainsi, en vertu de la loi de Kirchhoff, il est possible de concevoir des émetteurs à bande d'émission étroite et/ou directionnels. De surcroît, si l'on sait commander électriquement les résonateurs absorbants, il devient possible d'activer ou de désactiver l'absorption résonante. En d'autres termes, on peut envisager de moduler l'émission IR en *conservant le corps à température élevée tout en modulant son émissivité entre 0 et 1*. Toute la question est d'imaginer des systèmes permettant d'atteindre ces objectifs.

2. L'EFFET ENZ

L'effet ENZ est un exemple de mécanisme résonnant qui peut être activé électriquement. Il a été mis en oeuvre pour obtenir de la modulation de réflectivité et d'émissivité. Dans ce qui suit, nous décrivons qualitativement le principe de fonctionnement. Une analyse détaillée est présentée dans les références [1, 2, 3]. Le mécanisme de modulation de réflectivité est basé sur l'absorption résonnante par une onde de surface. L'onde de surface considérée ici est un phonon polariton de surface qui se propage aux interfaces GaAs/AlGaAs d'un puits quantique de GaAs dans des barrières de AlGaAs. Afin d'exciter ce mode de surface, il est nécessaire de graver un réseau qui permette de coupler une onde plane incidente au mode.

Le résultat remarquable obtenu avec ce système est que l'on peut obtenir une absorption d'environ 70% et que 50% de l'énergie incidente est absorbée dans l'épaisseur du puits quantique qui n'est que de 22 nm. Ceci est possible car il se trouve que l'intensité du champ électromagnétique est exaltée de plus de deux ordres de grandeur dans le puits. Le mécanisme physique est simple à comprendre : la composante normale du champ $\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$ est continue de sorte que lorsque la permittivité du GaAs s'annule, le champ devient très grand dans le puits quantique. On peut donc imputer l'absorption résonante à l'existence d'une permittivité voisine de zéro : c'est ce qui a été appelé Epsilon Near Zero (ENZ) effect.

Dès lors, il est possible de contrôler cet effet. En effet, puisque l'absorption est due à l'annulation de la permittivité, il suffit d'injecter des électrons dans le puits quantique pour perturber la permittivité. La permittivité n'étant plus égale à zéro, l'absorption résonnante n'a plus lieu. Ce qui limite la vitesse de modulation de ce dispositif est l'intervalle de temps requis pour injecter ou extraire des électrons d'un puits quantique. Ces temps sont sans commune mesure avec les temps de refroidissement des dispositifs. On peut donc espérer disposer de sources IR ayant une intensité modulée à des fréquences très supérieures au MHz alors que les dispositifs disponibles actuellement sont limités à des fréquences de l'ordre de 100 Hz. Des résultats de modulation de réflectivité et d'émissivité reposant sur ce principe seront présentés.

RÉFÉRENCES

[1] S. Vassant, A. Archambault, F. Marquier, F. Pardo, U. Gennser, A. Cavanna, J. L. Pelouard, and J. J. Greffet, Epsilon-Near-Zero Mode for Active Optoelectronic Devices, Physical review Letters, 109, 237401 (2012)

[2] Berreman mode and epsilon near zero mode, S. Vassant, J.P. Hugonin, F. Marquier, J.J. Greffet, Opt.Express 20, 23971 (2012)

[3] Electrical modulation of emissivity, S. Vassant, I. Moldovan Doyen, F. Marquier, F. Pardo, U. Gennser, A. Cavanna, J.L. Pelouard, J.J. Greffet Appl.Phys.Lett. 102, 081125 (2013)

NANO-ANTENNES MAGNÉTO-ÉLECTRIQUES

Nicolas Bonod

Institut Fresnel UMR CNRS 7249, Aix Marseille Université, Ecole Centrale Marseille, 13397 Marseille, France

nicolas.bonod@fresnel.fr

RÉSUMÉ

L'objectif de cet exposé est de mettre en avant l'intérêt des résonateurs de Mie diélectriques pour concevoir des antennes optiques. Outre l'intérêt évident des matériaux diélectriques pour limiter les pertes ohmiques, les résonances de Mie offrent l'avantage d'être de nature électrique et magnétique. Ces résonateurs diélectriques d'un indice de réfraction compris entre 3 et 4 sont utilisés pour contrôler la directivité d'émission d'émetteurs dipolaires, exalter préférentiellement la densité locale d'états magnétique ou électrique, mais aussi renforcer à des échelles sub-longueur d'onde le champ proche magnétique.

MOTS-CLEFS : *Antennes optiques, Résonances de Mie, magnétisme artificiel, Diffuseurs magnéto-électriques*

1. INTRODUCTION

Les particules métalliques supportant des résonances plasmoniques de type dipolaire électrique ont démontré leur fort intérêt pour contrôler les taux d'émission et la directivité d'émetteur quantiques [1,2-3]. Nous souhaitons montrer de le fort potentiel des résonateurs de Mie pour contrôler l'interaction lumière-matière. Nous allons tout d'abord étudier le gain en directivité d'un émetteur dipolaire électrique couplé à un diffuseur dipolaire magnéto-électrique et montrer que le couplage des modes électriques et magnétiques permet d'augmenter le gain en directivité. Nous aborderons ensuite les propriétés d'exaltation de la densité locale d'états (LDOS) magnétique et montrerons qu'un résonateur diélectrique en silicium permet d'exalter préférentiellement la LDOS magnétique dans le proche infra-rouge. Nous introduirons le concept d'antenne dimère diélectrique avant de conclure en présentant nos derniers résultats portant sur le renforcement du champ proche magnétique offert par le couplage de 2 résonateurs de Mie.

2. DIRECTIVITÉ D'UN ÉMETTEUR COUPLÉ À UN DIFFUSEUR MAGNÉTO-ÉLECTRIQUE

Le processus de directivité d'une particule métallique dipolaire couplée à un émetteur dipolaire électrique peut être facilement analysé en développant le vecteur de Poynting résultant de l'interférence en champ lointain des champ émis par 2 dipôles couplés en champ proche. Cette étude analytique permet de mettre en avant la possibilité de contrôler la directivité d'émission en modifiant à une échelle de l'ordre de $\lambda/60$ la distance émetteur/particule [2-3].
Si les gains en directivité peuvent être augmentés en couplant plusieurs particules à l'émetteur, nous avons voulu étudier l'intérêt de coupler des modes magnétiques aux modes électriques pour contrôler la directivité d'émission [4]. Nous avons dérivé l'expression du vecteur de Poynting résultant de l'interférence entre une source dipolaire et un diffuseur dipolaire magnéto-électrique et avons établi les propriétés que doivent satisfaire les moments dipolaires électriques et magnétiques pour diffuser la lumière vers l'avant ou vers l'arrière.

3. CONTRÔLER LA LDOS ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE AVEC DES RÉSONATEURS DE MIE

Les ions de la famille des lanthanides comme l'erbium ou l'europium présentent des moments de transitions dipolaires de type électrique ou magnétique. Ces deux atomes présentant même une

bande de transition pouvant être de nature électrique ou magnétique. Il serait intéressant de privilégier l'une ou l'autre des 2 voies de désexcitation en modifiant la LDOS. Nous nous sommes intéressés à la transition $^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ de l'erbium à 1540 nm et proposé de promouvoir une transition magnétique en couplant l'émetteur à un résonateur sub-micrométrique en silicium. Nous avons montré qu'il est possible d'obtenir des taux de transitions magnétiques 4× plus élevés que les transitions électriques en couplant l'émetteur à un résonateur supportant une résonance de Mie quadrupolaire magnétique à 1540 nm (résonateur sphérique de diamètre 615 nm) [5]. Ce résultat peut être amélioré en couplant fortement deux résonateurs, à l'instar des antennes dimères plasmoniques utilisées pour augmenter la LDOS électrique. Nous avons dérivé les formules analytiques des taux de transitions normalisés d'un émetteur dipolaire électrique ou magnétique couplé à un résonateur de Mie supportant des résonances dipolaires et quadrupolaires, électriques et magnétiques.

Réciproquement, si ces résonateurs étaient éclairés en champ lointain, typiquement par une onde plane, ils devraient être capables d'exalter les champs proches électriques et magnétiques. Nous avons récemment mesuré expérimentalement dans le domaine des micro-ondes une intensité magnétique renforcée de plus de 2 ordres de grandeur, en couplant deux résonateurs diélectriques de permittivité diélectrique 16 (voir fig.1) [6].

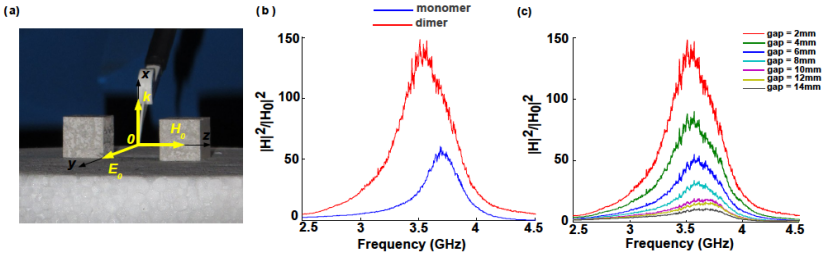


Fig. 1 : (a) Photo des cubes diélectriques et de la sonde de champ magnétique. Les cubes sont éclairés en incidence normale et le champ magnétique incident est dirigé suivant l'axe du dimère. (b) Renforcement de l'intensité magnétique en fonction de la fréquence d'illumination à 1 mm du monomère (bleu) ou au centre du dimère avec un interstice de 2mm (rouge). (c) Identique à (b) avec un interstice variant de 2 mm à 14 mm.

CONCLUSION

L'ensemble de ces résultats pourrait être étendu aux antennes métalliques nano-structurées et offrant des moments électriques et magnétiques résonants (particules en U, ou SRR). Ces travaux nécessiteront néanmoins la connaissance, non triviale, des tenseurs de polarisabilité de telles particules. Mais qu'elles soient métalliques ou diélectriques, les antennes magnéto-électriques présentent un fort potentiel de développement car elles ouvrent de nouvelles voies de recherche sur l'interaction lumière matière vue du point de vue du champ magnétique.

RÉFÉRENCES

[1] M. P. Busson, B. Rolly, B. Stout, S. Bidault, N. Bonod, Nature Commun. **3**, 962 (2012)

[2] B. Rolly, B. Stout, S. Bidault, N. Bonod, "Crucial role of the emitter–particle distance on the directivity of optical antennas," Opt. Lett. **36**, 3368-3370 (2011)

[3] N. Bonod, A. Devilez, B. Rolly, S. Bidault, B. Stout, "Ultracompact and unidirectional metallic antennas," Phys. Rev. B **82**, 115429 (2010).

[4] B. Rolly, B. Stout, N. Bonod, "Boosting the directivity of optical antennas with magnetic and electric dipolar resonant particles, "Opt. Express **20**, 20376-20386 (2012)

[5] B. Rolly, B. Bebey, S. Bidault, B. Stout, N. Bonod, "Promoting Magnetic Dipolar Transition in Trivalent Lanthanide Ions with Lossless Mie Resonances," Phys. Rev. B **85**, 245432 (2012)

[6] G. Boudarham, R. Abdeddaim, J. M. Geffrin, N. Bonod, "Enhancing the near magnetic field with dielectric Mie resonators," Submitted

Effet entonnoir, et réseau de nanoantennes

F. Pardo
CNRS- Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France
fabrice.pardo@lpn.cnrs.fr

Utilisation des OLEDs pour des applications de lab-on-chip

C. Renaud[1], P. Melpignano[1,2], C. Cioarec[1], T. P. Nguyen[3], D. Buso[1], M. Ternisien[1]

[1] *LAPLACE - Université Paul Sabatier 118 Route de Narbonne, 31062 Toulouse cedex 9, France.*

[2] *OR-EL.doo, Volariceva Ulica 6, 5222 Kobarid, Slovenija*

[3] *Institut des Matériaux Jean Rouxel, 2 rue de la Houssinière, BP32229, 44322 Nantes cedex3, France.*

RÉSUMÉ

Le développement des laboratoires sur puce « Lab-On-Chip » ont permis de développer de nouveaux outils de diagnostique médical. L'émergence des composants organiques tels que les diodes électroluminescentes (OLEDs) ou les lasers laisse entrevoir le développement de nouveaux dispositifs jetables, économiques et portables, ce qui en font des candidats idéaux aux sources lumineuses des Lab-On-Chip. Un contrôle de la couleur et surtout la finesse de l'émission compatible avec la bande d'absorption du fluorophore sont primordiaux. D'autre part, une luminance élevée est essentielle pour activer les luminophores. Les résultats ont abouti à la réalisation d'une OLED à forte microcavité présentant une sensibilité parfaitement adaptée aux marqueurs biologiques. Des analyses fréquentielles ont permis de montrer que la réponse de l'électroluminescence est fortement liée à l'accumulation des charges dans la couche active, probablement liée aux pièges. Les études préliminaires montrent qu'une adaptation du mode d'alimentation est nécessaire pour optimiser le rendement lumineux des OLEDs.

MOTS-CLEFS : *OLEDs, Lab-on-chip, microcavité, mécanisme de transport*

1. INTRODUCTION

Le principe des Lab-on-chip (LOC) destinées à l'application médicale est basé sur l'excitation de marqueurs fluorescents par une source lumineuse. Les OLEDs sont intrinsèquement avantageuses pour les LOCs grâce à leur alimentation basse tension, leur émission dans une large gamme de couleurs et leur flexibilité. Pour les applications LOC, il est important d'éviter un chevauchement des spectres d'émission de la source lumineuse et de celui du marqueur fluorescent. D'autre part, l'optimisation du rendement lumineux est nécessaire pour activer les fluorophores utilisés dans les tests de détection biologiques. La première approche pour adapter le fonctionnement des OLEDs aux LOCs consiste à jouer sur la structure microcavité de la diode. La seconde approche consiste à adapter le mode d'alimentation aux propriétés de transport des charges dans les OLEDs en prenant en compte les phénomènes d'accumulation de charges (liée phénomène de piégeage) dans les couches actives.

2. PROPRIÉTÉS OPTIQUES : EFFET MICROCAVITÉ

Les propriétés d'émission des dispositifs dépendent de propriétés intrinsèques des matériaux émetteurs mais également des structures optiques des OLEDs. Une OLED classique se comporte comme une microcavité faible. En effet, le dispositif présente des interférences entre l'émission directe et le rayonnement réfléchi par les électrodes. L'objectif consiste donc à optimiser cet effet microcavité pour adapter les propriétés d'émission des OLEDs à la détection utilisée dans les LOCs.

Les diodes réalisées présentent la structure suivante *Ge /Ag /PEDOT-PSS/a-NPD /BAlq$_3$ / LiF-Al* [1]. Ce sont des dispositifs microcavité forte ayant des électrodes miroirs avec une forte réflexion.

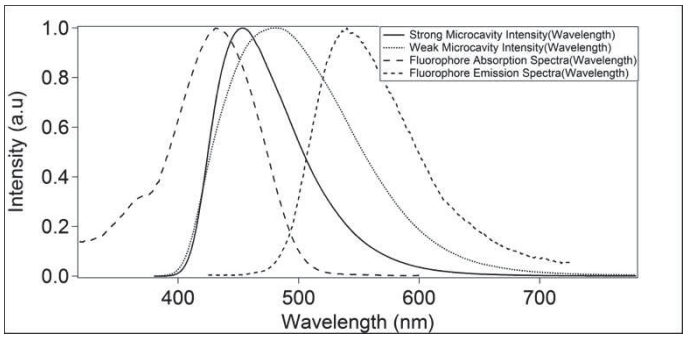


Fig. 1 Spectre d'émission des microcavités fortes et faibles OLED utilisant comme émetteur le BAlq$_3$ vs Spectre d'absorption et d'émission du fluorophore utilisé dans les dispositifs LAB-on-CHIP [1].

Comme le montre la Figure 1, en utilisant une structure de microcavité forte, le spectre d'émission se déplace vers des longueurs d'onde plus courtes (de 482 nm vers 422 nm). La microcavité a également un effet sur la largeur des spectres (réduction de la largeur à mi-hauteur de 123 nm à 45 nm). Par ailleurs, le chevauchement du spectre d'émission de la microcavité forte et le spectre d'émission du fluorophore est beaucoup plus réduit par rapport à la microcavité faible, ce qui en fait un dispositif parfaitement compatible avec le spectre d'absorption du fluorophore.

3. PRORIÉTÉES ELECTRIQUES : REPONSE TEMPORELLE

La seconde approche pour améliorer le rendement lumineux consiste à adapter le mode d'alimentation aux propriétés électriques des OLEDs. Les défauts électriquement actifs jouent un rôle clé dans le temps de transit des porteurs et influencent directement la réponse temporelle des OLEDs en introduisant des phénomènes de piégeage/dépiégeage de charges [2]. Les études réalisées ont montré que l'augmentation du rendement lumineux des OLED phosphorescentes est fortement liée à une modification des niveaux de pièges dans les couches actives [2]. Les études préliminaires réalisées ont montré que la réponse temporelle de l'électroluminescence dépend fortement de l'accumulation des charges dans la couche émettrice. Pour des fréquences inférieures à 1 kHz, le courant est limité par les pièges avec une distribution des pièges de type exponentielle. Pour des fréquences plus élevées (100 kHz et 1 MHz), le courant est limité par la charge d'espace (régime sans piégeage : les pièges sont entièrement remplis). La quantification de ces phénomènes de piégeage est donc nécessaire pour adapter le mode d'alimentation des OLEDs et ainsi optimiser la luminance nécessaire à l'activation de fluorophores.

CONCLUSION

L'effet microcavité des OLEDs joue un rôle très important dans les applications LOC. Grâce à une conception appropriée de la microcavité, une émission à la longueur d'onde désirée peut être réalisée avec une finesse spectrale compatible avec la bande d'absorption du fluorophore. D'autre part, un système d'alimentation approprié aux propriétés de transport dans les OLEDs permet d'améliorer l'efficacité lumineuse et la durée de vie de ces sources d'émission destinées aux LOCs.

RÉFÉRENCES

[1] C. Cioarec *et al.* Langmuir, vol. 27, pp. 3611, 2011
[2] CW Lee *et al.* Solid State Sciences, vol.12 pp.1873, 2010

UTILISATION DE CHROMOPHORES ORGANOPHOSPHORES POUR LE DEVELOPPEMENT DE DIODES ELECTROLUMINESCENTES BLANCHES

Muriel Hissler[1], Damien Joly[1], Wylliam Delaunay[1], Pierre-Antoine Bouit [1], Régis Réau[1], Denis Tondelier[2], Bernard Geffroy[2]

[1]*Université de Rennes1, CNRS, UMR 6226, Sciences Chimiques de Rennes, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes cedex*

[2]*CEA/LPICM, Ecole polytechnique 91128 Palaiseau*

muriel.hissler@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Dans cette communication, nous présentons le développement de diodes électroluminescentes blanches (WOLEDs) utilisant des dérivés organophosphorés comme émetteurs. Lors de cette étude, nous avons pu montrer que les variations structurales réalisées sur le cycle phosphole (fonctionnalisation de l'atome de phosphore, nature des groupements en position 2 et 5 permettent de moduler les longueurs d'onde de fluorescence et donc la couleur d'émission des diodes). En utilisant ce concept, nous avons pu développer un dopant organophosphoré émettant une lumière orange pour une matrice émettant de la lumière bleue afin d'obtenir des WOLEDs. Les structures des diodes utilisées sont simples et permettent d'obtenir de hauts rendements quantiques externes et des coordonnées CIE indépendantes de la densité de courant.

MOTS-CLEFS : *électronique moléculaire, systèmes π-conjugués, phospholes, WOLEDs*

1. INTRODUCTION – CHROMOPHORES ORGANOPHOSPHORES

L'essor des technologies basées sur l'électronique moléculaire (transistors à effet de champs (OFET), diodes électroluminescentes (OLED), cellules solaires…) s'est accompagné d'un fort développement de la synthèse et de l'étude des propriétés électroniques de composés organiques et organométalliques possédant un système π-étendu.[1] En effet, la mise au point de dispositifs « électroniques plastiques » performants n'est possible qu'avec le contrôle des propriétés électroniques et de l'organisation macroscopique de ces molécules. Dans cette perspective, les oligomères et polymères π-conjugués linéaires incorporant des hétéroatomes ont reçu une attention toute particulière.[2] En effet, l'introduction d'hétéroatomes permet l'apparition de nouvelles propriétés géométriques ou électroniques directement liées à la nature de l'élément. Les hétérocycles à cinq chaînons, comme les pyrroles et les thiophènes, ont été largement utilisés comme briques élémentaires pour la synthèse d'oligomères ou de polymères π-conjugués.[1] Cet engouement s'explique par la stabilité de ces unités, la possibilité d'introduire un large panel de substituants par des substitutions électrophiles et de produire des polymères par oxydation.

En revanche le phosphole a été, jusqu'à présent, peu étudié comme brique élémentaire pour la fabrication de systèmes π-conjugués bien qu'il possède des propriétés intéressantes pour la construction de système π-conjugués.[3] Le phosphole possède (i) un ***faible caractère aromatique*** qui devrait favoriser la délocalisation électronique dans un système π, et (ii) un ***hétéroatome réactif*** qui offre la possibilité de moduler la position énergétique des niveaux HO et BV par modifications chimiques telle que la coordination de l'atome de phosphore à un métal. Ces propriétés indiquent que le phosphole peut être un bon candidat pour la construction de systèmes π-conjugués.

2. CHROMOPHORES ORGANOPHOSPHORES ET DIODES ELECTROLUMINESCENTES

L'introduction d'un noyau phosphole dans des structures conjuguées permet de réaliser facilement une ingénierie moléculaire en tirant profit de la réactivité de l'atome de phosphore. Des modifications simples de la fonction phosphorée (oxydation par S_8, coordination à Au(I)…) permettent la modulation des propriétés électroniques (longueurs d'onde d'émission, potentiels Redox, ..) de ces chromophores. Nous avons pu ainsi optimiser des chromophores organophosphorés comme matériaux électroluminescents pour des diodes émettant diverses couleurs (jaune, orange..). Les performances de ces diodes sont remarquables pour des composés fluorescents.[4] Suite à ces travaux, nous avons utilisé ce savoir-faire afin de mettre au point des OLEDs blanches (WOLEDs). Le champ d'application de ces dispositifs est l'éclairage et le défi est d'avoir des dispositifs efficaces et de bas coût. Bien que les dérivés fluorescents sont par essence moins efficaces que les phosphorescents, ils peuvent être intéressants au niveau industriel à cause de leur faible prix. Une ingénierie moléculaire a permis de régler très finement les propriétés optiques des dopants organophosphorés afin d'obtenir des WOLEDs à structure simplifiée et efficace. Par exemple, de bons rendements quantiques externes (3.0%-3,4%) ainsi que des brillances élevées ont pu être obtenus. De plus, certains de ces dopants organophosphorés originaux présentent des propriétés inédites. Par exemple, nous avons réalisé des WOLEDs possédant des rendements quantiques externes constants pour des taux de dopage variant de 1% à 50%. Ceci constitue un progrès technologique important. Il est donc possible d'obtenir des diodes électroluminescentes blanches reproductibles et stables.[5]

CONCLUSION

L'ensemble de ces résultats montre le potentiel important des organophosphorés pour des applications en opto-électronique. L'atout majeur du cycle phosphole par rapport à d'autres hétérocyclopentadiènes plus classiques (thiophène, pyrrole, phényle) réside dans la présence d'un hétéroatome réactif. Ainsi, à partir d'un seul oligomère organophosphoré, il est possible de préparer facilement une famille de chromophores aux propriétés optiques et rédox très différentes. De plus, la possibilité de réaliser une chimie de coordination ouvre de larges perspectives notamment pour la mise au point de diodes utilisant la phosphorescence ou pour la mise au point de capteurs biologiques.

RÉFÉRENCES

[1] (a) T. A. Skotheim, R. L. Elsenbaumer, J. R. Reynolds, (2nd edn.) *Handbook of conducting polymers*, Dekker, New York, **1998**. (b) H. S. Nalwa, *Handbook of conductive materials and polymers*. John Wiley and Sons, New York, **1997**. (c) K. Müllen, G. Wegner, (eds.) *Electronic materials: the oligomer approach*. Wiley-VCH, Weinheim, **1998**.

[2] M. Hissler, P. Dyer, R. Réau *Coord. Chem. Rev*. **2003**, *244*, 1186

[3] (a) L.Nyulászi *Chem. Rev*. **2001**, *101*, 1229. (b) F. Mathey Chem. Rev. **1988**, *88*, 429. (c) L. D. Quin, A. R. Katritzky, *Comprehensive Heterocyclic Chemistry*. Pergamon Press, Oxford, **1996**, p 757.

[4] O. Fadhel, D. Szieberth, V. Deborde, C. Lescop, L. Nyulaszi, M. Hissler, R. Réau *Chem. Eur. J.* **2009**, *15* 4914. O. Fadhel, Z. Benkö, M. Gras, V. Deborde, D. Joly, C. Lescop, L. Nyulászi, M. Hissler, R. Réau, *Chem. Eur. J.*, **2010**, *16*, 11340. H. Su, O. Fadhel, C.-J. Yang, T.-Y. Cho, C. Fave, M. Hissler, C.-C. Wu, R. Réau**,** *J. Am. Chem. Soc.*, **2006**, *128* 983. D. Joly, D. Tondelier, V. Deborde, B. Geffroy, M. Hissler, R. Réau *New. J. Chem.*, **2010***, 8,* 1603.

[5] O. Fadhel, M. Gras, N. Lemaitre, V. Deborde, M. Hissler, B. Geffroy, R. Réau *Adv. Mat.*, **2009,** *21*, 1261. D. Joly, D. Tondelier, V. Deborde, W. Delaunay, A. Thomas, K. Bhanuprakash, B. Geffroy, M. Hissler, R. Réau *Adv. Funct. Mater.* **2012**, *22*, 567. H. Chen, W. Delaunay, L. Yu, D. Joly, Z. Wang, J. Li, Z. Wang, C. Lescop, D. Tondelier, B. Geffroy, Z. Duan, M. Hissler, F. Mathey, R. Réau *Angew. Chem. Int. Ed. Engl.*, **2012**, *51*, 214

MICRO-OLED FABRICATED BY MICROSPHERE BASED LITHOGRAPHY

Getachew T. Ayenew[1], Anthony Coens[1], Mahmoud Chakaroun[1], Jeanne Solard[1,2], Alexis P. A. Fischer[1,2], Chii-Chang Chen[3], Chia-Hua Chan[4] and Azzedine Boudrioua[1]

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

[2] *Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Centrale de Proximité en nanotechnologies de Paris Nord, IUT de Villetaneuse, 99 avenue Jean Baptiste Clément 93430 Villetaneuse, France*

[3] *Department of Optics and Photonics, National Central University, Taiwan*

[4] *Graduate Institute of Energy Engineering, National Central University, Taiwan*

getachew.ayenew@univ-paris13.fr

ABSTRACT

In this paper, we report a process used to pattern photoresist and make submicron size organic light emitting diodes (OLEDs) using microspheres. Photoresist on ITO coated glass substrate was patterned by UV lithography using monolayer of micropsheres as photomask for the process. Organic material and aluminum deposition gave regular array of micro-OLEDs (µOLEDs) whose active regions were delimited by the patterned photoresist to around 660 nm. This process is simple, fast and low cost with a possibility to make µOLEDs on large areas and is an alternative to costly fabrication methods like electron beam (e-beam) lithography. The µOLEDs can have applications to make small emission area light sources.

MOTS-CLEFS : *micro-OLED ; microsphere ;monolayer ; photolithography*

OLEDs have been widely studied in the past decades for various applications. These include the study of micro- and nano- scale OLEDs which have applications in high resolution displays, bio sensing, scanning nearfield optical microscopy, nearfield lithography and few molecule emission sources [1-2]. Although e-beam lithography can be used to make more controlled nanoscale OLEDs [3], the necessity to make simple process, low cost and high throughput µOLEDs makes us seek other methods of fabrication. Price *et al.* [1] were able to fabricate arrays of 250-nm-diameter µOLEDs by soft lithography over large areas. Jonathan *et al.* [2] used a variant of nanosphere lithography to make sub-100 nm OLEDs which were defined in the space between microspheres. The microspheres which are used once can't be reused for another process.

In this paper, we present a simple alternative photolithography method to pattern photoresist and realize µOLEDs using monolayer of periodically arranged microspheres as a rout. The process uses the monolayer of microspheres as a photomask to pattern an insulating photoresist layer deposited on transparent conducting electrodes on glass substrate. Each microsphere acts as a microlens and focuses the UV light on part of the photoresist which is in direct contact with it. This creates a periodic variation of the energy absorbed by the photoresist. This will in turn form periodic arrangement of holes when the photoresist is developed. Deposition of different layers of the OLED gives µOLEDs defined by the holes created in the photoresist. The monolayer of microspheres can be reused many times as a mask which makes the fabrication process cost and time saving.

Fig. 1 shows the schematic diagram of the fabrication process of µOLEDs. 1.5 µm size polystyrene microspheres were self assembled on pre-cleaned glass substrate to make large area monolayer of microspheres. The monolayer of microspheres was used in subsequent steps as a photomask. A separate pre-cleaned ITO coated glass was used as a substrate for µOLEDs. Az-1505

(Microchemicals) positive photoresist was diluted with AZ-EBR (Microchemicals) solvent (volume ratio = 2:1, 2 parts for AZ-1505). The diluted photoresist was spin coated on the ITO coated substrate at 6000 rpm for 60 seconds. The thickness of photoresist on the substrate was 190 nm as measured by profilometer. The photoresist was then soft baked for 120 seconds at 100ºC before UV exposure. The monolayer of microspheres was placed on the top of the photoresist as shown in Fig. 1 and the sample was exposed to UV light (at 405 nm wavelength and 12.5 mw/cm^2 power) through the monolayer of microspheres mask for 0.9 second**.** After exposure the photoresist was developed by AZ-MF-726 developer for 9 seconds, rinsed in deionized water and dried with nitrogen gas. OLED layers were deposited on the patterned photoresist with the following thicknesses: m-MTDATA (50 nm), NPB (15 nm), Alq3 (35 nm), LiF (2 nm), Al (150 nm).

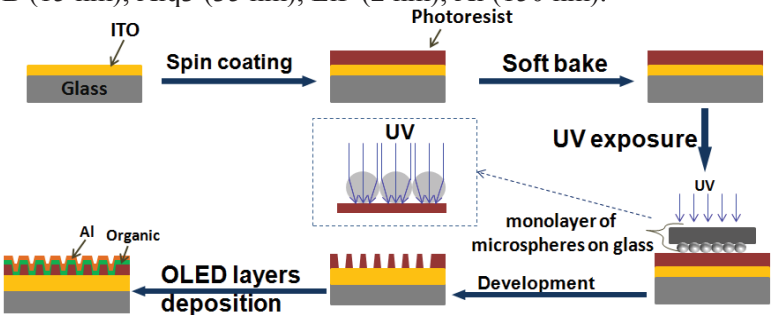


Fig. 1 : Schematic diagram of the fabrication process of µOLEDs. The thick solid arrows indicate the process steps. The scheme in the broken rectangle shows the principle of microsphere mask lithography.

Figures 2a and 2b show the optical microscope and the AFM images of the patterned photoresist, respectively. The diameter of holes was 660 nm. The depth of the holes measured by AFM was comparable to the thickness of photoresist measured by profilometer, which confirms that the holes are etched until the ITO surface, which is important to make electrical contact. Fig. 2c shows the image of µOLEDs captured by CCD camera connected to high working distance microscope objective. Highly defined green emitting µOLEDs indicate the process is convenient to make microstructures which can be applied to make µOLEDs.

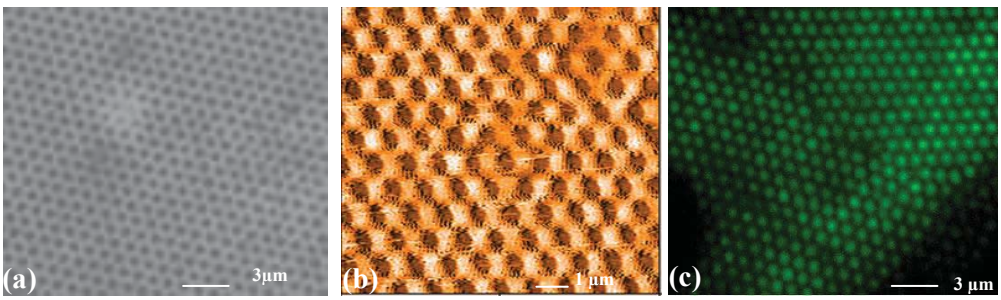


Fig. 2 : (a) Optical microscope image of patterned photoresist (b) AFM image of patterned photoresist (c) Optical microscope image of working µOLEDs.

To conclude, we were able to pattern an insulating photoresist using 1.5 µm size microspheres as reusable masks for lithography. The pattern is associated with OLEDs to make µOLEDs. The process is simple and low cost with a possibility to make µOLEDs on large areas.

REFERENCES

[1] P. P. Scott, H. Joel, and Odom T. W., "Addressable, Large-Area Nanoscale Organic Light-Emitting Diodes", Small, Vol. 3, Issue 3, pp. 372–374 (2007).

[2] J. G. C. Veinot, H. Yan, M. S. Stephen, J. Cui, Q. Huang, and T. J. Marks, "Fabrication and Properties of Organic Light-Emitting "Nanodiode" Arrays", Nano Lett., vol. 2, pp. 333-335, (2002).

[3] F. A. Boroumand, P. W. Fry, and D. G. Lidzey, "Nanoscale Conjugated-Polymer Light-Emitting Diodes", Nano Lett., vol. 5, pp. 67-71, (2005).

REALISATION DE NANOSTRUCTURES PHOTONIQUES DANS UNE COUCHE D'OXYDE D'ETAIN ET D'INDIUM OBTENUES PAR GRAVURE PLASMA CHLORE

Jeanne Solard [1,2], Mahmoud Chakaroun[1], Alexis Fischer[1,2], Azzedine Boudrioua[1]

[1]*Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique de Lasers CNRS UMR 7538 99 avenue Jean Baptiste Clément 93430 Villetaneuse, France*
[2]*Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Centrale de Proximité en nanotechnologies de Paris Nord, IUT de Villetaneuse 99 avenue Jean Baptiste Clément 93430 Villetaneuse, France*

solard@iutv.univ-paris13.fr

RESUME

Nous présentons un procédé de fabrication de nanostructure photonique dans une couche mince d'oxyde d'étain et d'indium (ITO Indium Tin Oxyde). L'objectif est de réaliser dans une électrode transparente et conductrice, une cavité laser de type défaut dans un cristal photonique pour accueillir une OLED (Organic Light Electroluminescente Diode). Le motif, réalisé par lithographie électronique et gravure plasma à couplage inductif à partir de gaz chlorés est un réseau hexagonal de trous de 150 nm, avec un pas de 200 nm et une profondeur de 50 nm. Il a été réalisé de manière uniforme sur une surface de 50 µm x 25 µm.

MOTS-CLEFS : *ITO, nanostructuration, diodes lasers organiques, lithographie électronique, gravure ICP*

1. INTRODUCTION

Le domaine des OLEDs s'est fortement développé depuis l'article de Tang et Van Slyke au point que les OLEDs ont débouchés sur des produits commerciaux en à peine quelques décennies [1]. Néanmoins la diode laser organique est encore aujourd'hui un challenge mondial notamment du fait que le seuil laser est supérieur de plusieurs ordres de grandeurs aux meilleures densités de courant dans les OLEDs. Récemment l'effet laser sous pompage optique avec un faible seuil laser a été obtenu dans une structure organique déposée sur un cristal photonique de nitrure de silicium [2]. Pour obtenir l'effet laser également dans une structure compatible avec un pompage électrique il est nécessaire de réaliser une cavité laser à cristal photonique dans l'électrode transparente et conductrice d'ITO de l'OLED.

A ce stade de l'étude, l'objectif est de mettre au point un procédé permettant la gravure d'un cristal photonique à deux dimensions dans une couche mince d'ITO.

2. PROCEDE DE FABRICATION

Nous utilisons des substrats de verre (17 mm x 25 mm) sur lesquels sont déposées des couches minces d'ITO de 150 nm d'épaisseur par dépôt magnétron. La Fig. 1 présente l'enchainement des étapes du procédé de fabrication.

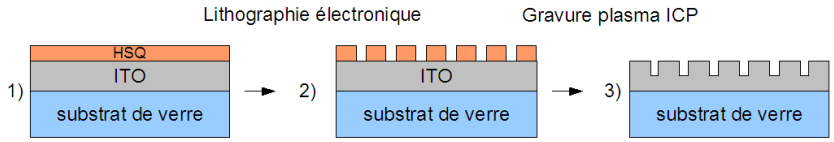


Fig. 1 : Diagramme du procédé de fabrication

La première étape consiste à déposer une résine électro-sensible par enduction centrifuge. La résine négative HSQ (Hydrogène Silesquioxane) a été retenue pour sa bonne résistance à la gravure

plasma et la possibilité d'obtenir des épaisseurs fines de l'ordre de la centaine de nanomètres, ce qui permet d'obtenir d'une bonne résolution en lithographie électronique. Une couche de 80 nm a été obtenue en travaillant avec une vitesse de rotation de à 3500 tr/min et en effectuant un recuit de 4 min à 190°C sur plaque chauffante.

La deuxième étape est la nanostructuration de la résine par lithographie électronique réalisée sur un système Pioneer Raith avec une tension d'accélération de 10 keV. Les motifs inscrits sur une surface totale de 50 µm x 25 µm et définis à partir d'un fichier GDSS sont constitués d'un réseau hexagonal de trous dont le diamètre est r = 150 nm et dont le pas est a = 200 nm. L'échantillon a ensuite été développé dans une solution de TMAH (2.38%) pendant 70s puis rincé à l'eau DI.

La dernière étape consiste à transférer les motifs dans la couche d'ITO grâce à la technique de gravure plasma par couplage inductif (ICP). La chimie du plasma choisie sur l'équipement 200IL de Corial est un mélange de BCl_3 et Cl_2, dont les débits sont respectivement 16 sccm et 4 sccm additionné d'un gaz neutre (He 3sccm) à une pression de travail de 10 mTorr. La vitesse de gravure de l'ITO obtenue est de 150 nm/min et la sélectivité avec la résine est de 0,77 ce qui permet d'obtenir une profondeur de gravure de 50 nm d'ITO.

3. CARACTERISATION

Les motifs obtenus dans l'ITO ont été caractérisés grâce à l'imagerie MEB du système Pioneer de Raith pour vérifier les dimensions des motifs et l'homogénéité du procédé. La rugosité de la couche d'ITO a été caractérisée par AFM (EasyScan E-line de Nanosurf) après l'étape de gravure. En effet, celle-ci joue un rôle important dans le facteur de qualité de la cavité obtenue, pouvant entrainer, si elle est trop importante, des pertes par diffusions.

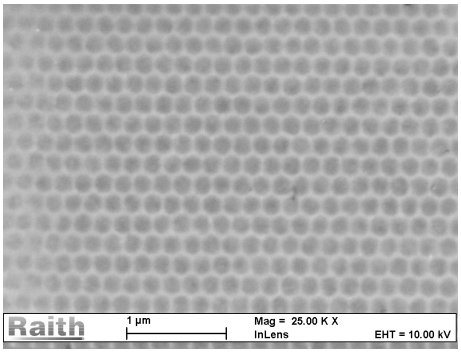


Fig. 2 : image MEB de l'ITO nanostructuré

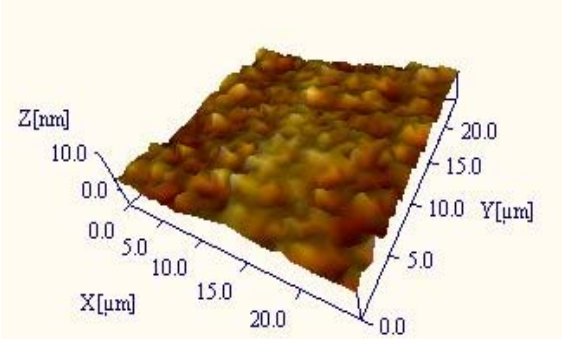


Fig. 3 : Image AFM de la surface d'ITO après gravure

L'observation au MEB a permis de mesurer une périodicité de a = 203 nm et un diamètre de trous r = 156 nm, ce qui est remarquablement proche de la géométrie visée au départ. La mesure de la rugosité après une correction du plan de 1er ordre donne une valeur R_q = 2,3 nm. La valeur de rugosité mesurée avant la gravure est R_q = 1,2 nm. Cette légère augmentation de la rugosité ne devrait pas affecter le fonctionnement électrique d'OLEDs.

CONCLUSION

Nous démontrons la possibilité de réaliser des nanostructures photoniques dans des couches minces d'ITO. Ce procédé ouvre la porte à la réalisation d'OLED en cavité laser à cristaux photonique excité électriquement. L'optimisation du plasma pour obtenir une gravure anisotrope est une des prochaines étapes de ces travaux.

REFERENCES

[1] Tang CW, VanSlyke SA, C. W.; Vanslyke, S. A. (Sept 1987). "Organic electroluminescent Diodes". Applied Physics Letters 51 (12): 913–915. doi:10.1063/1.98799

[2] F. Gourdon, M.Chakaroun, N. Fabre, J. Solard, E. Cambril, A. Giacomotti, S. Bouchoule, A. Fischer, A. Boudrioua, App. Phys. Lett., 100, 213304 (2012)

IMAGERIE HYPERSPECTRALE INFRAROUGE POUR L'EXPLORATION PLANÉTAIRE ; L'EXEMPLE DE MARS

Jean-Pierre Bibring

IAS - Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris Sud, Orsay, France

jean-pierre.bibring@ias.u-psud.fr

RÉSUMÉ

Le couplage entre imagerie et spectroscopie, dans l'exploration spatiale planétaire, donne accès à l'évolution temporelle des objets observés sur toutes leurs échelles de temps. C'est en particulier le cas le la planète Mars, pour laquelle une ré-écriture en profondeur de l'Histoire est en train d'être réalisée, mettant en particulier en évidence une ère ancienne d'"habitabilité" potentielle. On en présentera les résultats les plus marquants, qui seront discutés dans le cadre d'une planétologie comparative.

L'IMAGERIE A TRES HAUTE DYNAMIQUE POUR LA DETECTION DE PLANETES EXTRASOLAIRES

Pierre Baudoz[1]

[1] *Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC Paris 6, Denis Diderot Paris 7, 5 Place Jules Janssen, 92195 Meudon, France*

pierre.baudoz@obspm.fr

RÉSUMÉ

La moisson de planètes extrasolaires qui a débutée il y a plus de 15 ans nous a montré la grande diversité de ces objets dans l'univers. Pour l'instant, nous n'avons accès qu'aux paramètres orbitaux, masse et rayon, de ces objets. Pour mieux comprendre leur formation et leurs caractéristiques physiques (température, composition chimique, …), il est maintenant nécessaire de détecter directement la lumière de ces planètes. Cette détection directe est cependant rendue très difficile du fait de l'énorme contraste (10^6 à 10^{10}) et de la faible séparation angulaire (quelques éléments de résolution) entre l'étoile et sa planète.

Pour atteindre un tel contraste si proche de l'étoile, il faut supprimer la contribution lumineuse de cette dernière en utilisant un coronographe. Mais, pour que ce dernier soit efficace, les aberrations du front d'onde incident doivent être inférieures au nanomètre, ce qui impose l'utilisation de miroirs déformables à grands nombres d'actionneurs. C'est le couplage entre coronographie, miroir déformable et analyse des données qui compose le concept d'Imagerie à Très Haute Dynamique (ITHD).

MOTS-CLEFS : *Coronographie, Planètes extrasolaires, Optique adaptative*

1. INTRODUCTION

A l'instar de la coronographie solaire qui autorise l'observation de la couronne solaire en dehors des éclipses, la coronographie stellaire a été proposée il y a une quinzaine d'année pour étudier les planètes extrasolaires orbitant autour des étoiles les plus proches. Parmi les techniques les plus prometteuses, la coronographie à masque de phase [1] permet d'éteindre la contribution lumineuse de l'étoile et d'observer des planètes à des distances angulaires aussi proche que la résolution du télescope (λ/D). Cependant pour obtenir une réjection efficace de la lumière de l'étoile, il faut absolument avoir compenser les défauts du front d'onde en amont du coronographe.

2. L'IMAGERIE A TRES HAUTE DYNAMIQUE

C'est le rôle de l'Imagerie à Très Haute Dynamique (ITHD) qui doit compenser la turbulence atmosphérique pour les télescopes au sol mais aussi les aberrations statiques résiduelles après fabrication et alignement des pièces optiques de l'instrument notamment dans le cas d'un télescope spatial. Les imperfections du processus de correction vont introduire des défauts résiduels sur le front d'onde qui vont se présenter sous forme de tavelures dans le plan focal, limitant ainsi les contrastes atteints. Aujourd'hui, on pense pouvoir atteindre des contrastes de l'ordre de 10^6-10^7 sur les instruments SPHERE et GPI qui verront leur première lumière en 2013. C'est un contraste suffisant pour permettre une recherche systématique et une caractérisation précise de l'atmosphère des planètes géantes gazeuses autour d'étoiles jeunes et des étoiles les plus proches.

Pour la détection directe de planètes de plus faibles masses, il faut atteindre des contrastes de l'ordre de 10^9. Il est alors essentiel d'optimiser l'ensemble des éléments constituant la boucle

d'asservissement d'un système d'ITHD. D'une part, l'analyseur doit permettre de mesurer précisément et sans biais les corrections à apporter au miroir déformable. D'autre part, le miroir déformable doit répondre à des besoins précis en terme de qualité de surface, reproductibilité et stabilité de positionnement pour éviter d'introduire des effets perturbateurs.

Dans ce cadre, nous avons mis en place un banc de test au LESIA (Observatoire de Paris) qui permet une analyse très fine du front d'onde [2] et une correction utilisant un miroir de 1020 actionneurs [3] afin d'étudier les limitations à ces niveaux de contrastes élevés. Après une description des enjeux de l'ITHD et des principaux résultats obtenus récemment (Cf. Figure 1), je décrirai les perspectives futurs pour l'Imagerie à Très Haute Dynamique aussi bien au sol que dans le cadre d'applications spatiales.

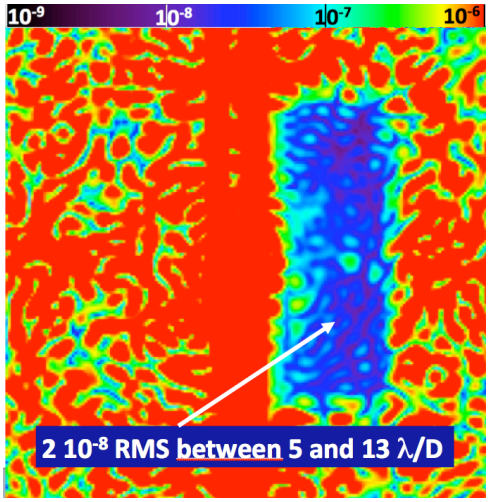


Fig. 1 : Exemple d'une image à haute dynamique obtenue en laboratoire après correction du front d'onde permettant d'atteindre un contraste de 5 10^7 entre 5 et 13 l/D. Seule la partie droite est corrigée. La forme du miroir est contrôlée à mieux que 0.4 nm RMS (pour les fréquences spatiales considérées) pour atteindre ces niveaux. La partie gauche est limitée par les défauts d'amplitude.

RÉFÉRENCES

[1] D. Rouan, P. Riaud, A. Boccaletti, Y. Clénet, A. Labeyrie, « The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle », PASP, 112, 1479, 2000

[2] Galicher, R.; Baudoz, P.; Rousset, G.; Totems, J. & Mas, M. « Self-coherent camera as a focal plane wavefront sensor: simulations », Astronomy&Astrophysics, 2010, 509, A31

[3] P. Baudoz, J. Mazoyer, M. Mas, R. Galicher, G. Rousset, « Dark Hole and planet detection : laboratory results using the Self-Coherent Camera », SPIE Proceeding Vol n° 8446, 2012.

L'observation du trou noir au centre de la Galaxie avec l'instrument GRAVITY sur le VLT

G. Perrin
Observatoire de Paris, LESIA - section de Meudon, 5, place Jules Janssen, 92190 Meudon, France
guy.perrin@obspm.fr

Sgr A*, au centre de la Galaxie, offre une possibilité de test de la théorie de la relativité générale dans l'environnement proche d'un objet compact. Les preuves que Sgr A* est un trou noir sont en effet de plus en plus grandes. Une masse de près de 4 millions de fois la masse du Soleil a été mesurée par observation directe des orbites des étoiles proches. Du fait de sa distance et de cette masse, si elle est concentrée dans l'objet compact, la dimension angulaire du rayon de Schwarzschild est la plus grande observable, 10 microsecondes d'angle. Bien que très petite, cette taille est à la limite des possibilités d'un interféromètre infrarouge doté une capacité astrométrique. Tel est le constat qui a conduit au projet d'instrument GRAVITY dont l'observation de Sgr A* est le cas scientifique dimensionnant. L'objectif principal de l'instrument sera l'étude des effets de relativité générale dans l'environnement proche du trou noir et également, par imagerie, à des distances de quelques centaines de rayon de Schwarzschild pour la mesure du taux de rotation du trou noir et des tests de validité de la théorie. GRAVITY est construit par un consortium européen et connaîtra sa première lumière fin 2014.

LIGHT FUNNELING FROM A PHOTONIC CRYSTAL LASER NANOCAVITY TO AN OPTICAL NANO-ANTENNA: TOWARD ANTENNA-BASED LASER NANO-EMISSION

Thierry Grosjean[1]

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

thierry.grosjean@univ-fcomte.fr

RÉSUMÉ

I introduce the near-field coupling of a laser microcavity to a nano-antenna and show that it can result in a large light insertion into the nano-antenna. We found experimentally that up to 21% of the power produced by a photonic crystal laser cavity can be coupled to the nanoscale feed gap of a bowtie aperture nano-antenna whose area is about 1500 fold smaller than the overall emission area of the laser cavity mode. This light funneling from a microlaser to a nano-antenna allows for overcoming the diffraction limit in the nano-antenna addressing and it may thus open promising perspectives in the enhancement and confinement of light down to the nanoscale in an compact architecture.

MOTS-CLEFS : *Nano-antennas, photonic crystals, light funneling, hybrid plasmonic/photonic devices*

1. INTRODUCTION

Optical nano-antennas (NA) have attracted an intense research interest in the past years due to their unprecedented ability to enhance and confine optical energy down the nanoscale [1]. The generation of an enhanced and tightly localized optical field with a NA is currently achieved upon far-field illumination with a tightly focused beam, resulting in a modest light coupling into the NA due to size discrepancy between the NA and the focal spot. Moreover, the light focusing is usually realized with macroscale optics which greatly reduces the compactness of the overall optical system. In this paper, we propose to address a nano-antenna directly with a Photonic Crystal (PC) laser nanocavity. Such a coupling results in an optical funneling phenomenon through the nano-antenna which allows for overcoming the diffraction limit in nano-antenna addressing. Thus, giant light insertion into a nano-antenna would be possible in a very compact architecture which does not exceed a few cubic microns. We demonstrate experimentally this light funneling phenomenon from a micron size PC laser cavity [2] to the nanometer scale feed gap of a bowtie aperture NA (BNA) fabricated at the apex of a fiber tip [3] and placed in the near-field of the microlaser with SNOM facilities (Scanning Near-field Optical Microscopy).

2. NANO-ANTENNA ON A TIP AND LASER NANOCAVITY

A 210 nm wide BNA with square gap about 40 nm large and 45° flare angles is opened at the rounded apex of a metal-coated polymer tip by focused ion beam milling. Figure 1(a) displays a scanning electron micrograph of a resulting fiber device. The BNA is designed to be resonant at λ=1590 nm (λ is the wavelength) when it is in contact with an air/InP interface.

This BNA-on-tip is coupled to a PC laser nanocavity which consists of a linear defect of 7 air cylindrical holes in a 2D triangular lattice photonic crystal [4](period of 460 nm and hole radius of 100 nm, see Fig. 1(b)). The photonic crystal is fabricated by e-beam lithography and reactive ion etching into a 250-nm thick InP layer at the center of which are grown four InAsP quantum wells, separated by InP barrier layers (design and realization by the Institute of Nanotechnology of Lyon (INL)). The microlaser pumped optically from the backside with a pulsed laser beam at λ =780 nm (pulse width of 20 ns with a 10% cyclic ratio) and laser emission occurs at both sides of the InP layer, at λ=1593 nm.

3. Power transfer from the PC microlaser to the nano-antenna

Figure 1(c) displays the Q-factor of the laser emission (noted Q_{hyb}) as a function of the spacing (Z) between the BNA on a tip and the PC laser nanocavity (in logarithmic scale), when the BNA is oriented parallel (blue circles) and perpendicular (red squares) to the nanocavity long axis. In both cases, the BNA on tip is centered with respect to the nanocavity (see figure inset). At this specific position, the BNA is resonantly excited when it is oriented perpendicular to the cavity long axis (red squares). For the orthogonal orientation, the BNA is not resonant and we see the influence of the metal-coated tip that holds the BNA onto the laser emission. In both cases, the laser emission is quenched when Q_{hyb} becomes smaller than about 900. A simple way to filter out the undesirable influence of the tip, and therefore to extract from our experimental data the information about the coupling between the PC and the BNA resonances, is to consider the difference between the two spectral approach curves. Since the tip is the same in the two sets of measurements taken with a BNA on- and off-resonance, this difference represents directly the spectral broadening of the laser emission due to the excitation of the BNA resonance. The inset of Fig. 1(c) displays the resulting approach curve due to the optical coupling between the BNA and PC resonances. We see that this near-field coupling decreases the Q-factor of the laser emission down to values slightly higher than 3300, when Z=145 nm. The fraction F of the laser power that is funneled within the nanoscale feed gap of the BNA is reported in Fig. 1 (d) as a function of Z. When Z is about 145 nm, we see that 21% of the total optical power produced by the microlaser is transferred to the resonant capacitive effect of the BNA. Therefore, more than the fifth of the laser power is funneled within an area of $0.0025\lambda^2$, which is 1500 fold tighter than the overall emission area of the PC microlaser.

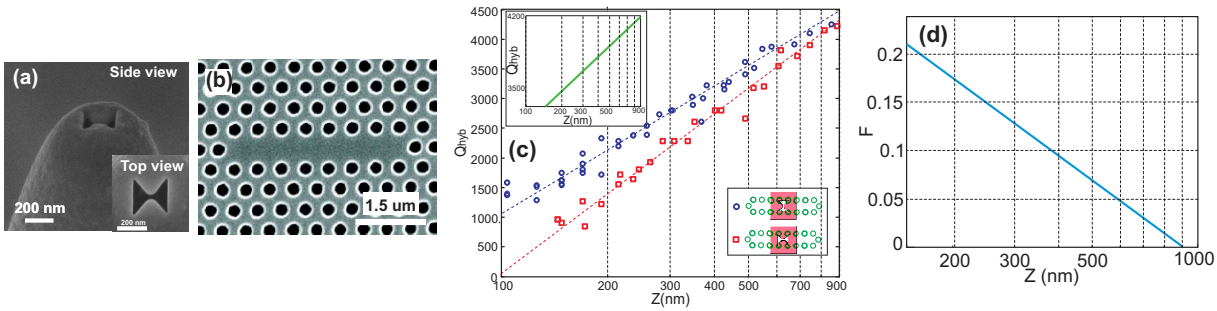


FIG. 1 : (a,b) SEM micrographs of (a) the BNA on a tip, and (b) the PC nanocavity. (c) Laser emission Q-factor as a function of the spacing (Z) between the two structures (in logarithmic scale). BNA's polarization axis is oriented parallel (blue circles) and perpendicular (red squares) to the cavity long axis (see figure inset). Graphics in the inset of (c) : difference between the two approach curves of (c) with a BNA on and off resonance : Q-factor decrease due to the optical coupling between the BNA and PC resonant modes. (d) Fraction F of the laser power that is funneled within the nanoscale feed gap of the BNA, as a function of the spacing Z between the BNA and the PC surface.

Conclusion

In conclusion, we have shown experimentally an optical funneling phenomenon from a diffraction-limited laser emission toward the nanometer-scale resonant mode of a BNA. The resulting energy transfer down to the nanoscale opens promising avenues in the light enhancement and confinement beyond the diffraction limit.

References

[1] L. Novotny and N. van Hulst, "Antennas for light," *Nature Photonics*, vol. 5, no. 2, pp. 83–90, 2011.

[2] O. Painter, R. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. O'Brien, P. Dapkus, and I. Kim, "Two-Dimensional Photonic Band-Gap Defect Mode Laser," *Science*, vol. 284, no. 5421, pp. 1819–1821.

[3] M. Mivelle, I. A. Ibrahim, F. Baida, G. W. Burr, D. Nedeljkovic, D. Charraut, J.-Y. Rauch, R. Salut, and T. Grosjean, "Bowtie nano-aperture as interfacebetween near-fields and a single-modefiber," *Opt. Express*, vol. 18, no. 15, pp. 15 964–15 974, 2010.

[4] G. Le Gac, A. Rahmani, C. Seassal, E. Picard, E. Hadji, and S. Callard, "Tuning of an active photonic crystal cavity by an hybrid silica/silicon near-field probe," *Optics express*, vol. 17, no. 24, pp. 21 672–21 679, 2009.

APPROCHES LARGE SPECTRE POUR BATTRE LA LIMITE DE LA DIFFRACTION EN MICRO-ONDES, ACOUSTIQUE ET OPTIQUE

Fabrice Lemoult[1], Mathias Fink[1], Geoffroy Lerosey[1]

[1] *Institut Langevin, UMR 7587, ESPCI ParisTech & CNRS, 1 rue Jussieu, 75005 Paris, France*

Geoffroy.lerosey@espci.fr

RÉSUMÉ

Dans cette conférence, nous montrerons qu'utiliser des ondes à large spectre ainsi que des métamatériaux constitués de cellules élémentaires résonantes permet de battre la limite de la diffraction depuis le champ lointain. Nous introduirons ainsi un nouveau type de méta-lentille qui permet d'imager ou de focaliser des ondes en dessous de la limite de la diffraction depuis le champ lointain. Nous proposerons des exemples de telles lentilles dans les domaines des micro-ondes, de l'acoustique, et de l'optique.

MOTS-CLEFS : *super-résolution, limite de la diffraction, métamatériaux*

1. INTRODUCTION

Les ondes, quelle que soit leur nature, sont sujettes aux effets de la diffraction. De ce fait, la plus petite tache focale que l'on peut obtenir lorsque l'on cherche à focaliser des ondes en espace libre, est limitée à une demi-longueur d'onde. Cette limite s'applique également, de façon réciproque, à la résolution optimale d'un microscope optique : c'est la limite de la diffraction [1]. Afin de s'affranchir de cette limite de la diffraction et de pouvoir imager ou focaliser des ondes sur des échelles sub-longueur d'onde, le concept de « lentille parfaite » a été proposé par John Pendry [2]. Cette lentille, censée amplifier les ondes évanescentes et autoriser une résolution parfaite, peut être obtenue en utilisant des métamatériaux dont les propriétés effectives sont négatives [3,4]. Malheureusement aucune démonstration expérimentale de ce concept n'a encore démontré une résolution vraiment plus petite que la longueur d'onde. Ici, nous montrons que les mêmes métamatériaux peuvent être utilisés non pas pour leurs propriétés effectives négatives, mais pour leurs propriétés effectives élevées, et que celles-ci permettent de battre la limite de la diffraction d'un facteur jamais égalé. Pour ce faire, il faut utiliser une lentille faite d'un métamatériau de taille finie et constitué d'éléments résonants, dans la bande de fréquence dans lequel ses propriétés effectives sont positives et élevées, ainsi que des sources ondulatoires à large spectre. Nous montrerons, au travers d'exemples expérimentaux et numériques dans les domaines des micro-ondes, de l'acoustique et de l'optique, que cette approche permet de focaliser des ondes ou de réaliser des images avec des résolutions bien plus petites que la longueur d'onde.

2. PRINCIPE DE LA META-LENTILLE RESONANTE

Nous proposons un nouveau concept de lentille pour focaliser et imager en dessous de la limite de la diffraction, dénommé méta-lentille résonante. L'idée, proposée dans [5], est d'utiliser un ensemble de taille finie de cellules élémentaires résonantes sub-longueur d'onde disposées sur une échelle spatiale également sub-longueur d'onde, et d'utiliser des ondes à large spectre. Un tel ensemble de résonateur se comporte comme un ensemble périodique de puits de potentiels dans le modèle de Kronig-Penney, c'est-à-dire qu'il supporte des modes collectifs résonants, auxquels sont associées des fréquences de résonance propres. Etant donné que le milieu est de taille finie, plutôt qu'un continuum de modes la lentille supporte un nombre fini de modes propres résonants, et les fréquences propres qui y correspondent forment ainsi un ensemble discret du spectre. On peut ainsi, en utilisant des ondes à large spectre, exciter, contrôler, ou acquérir une information sur ces chacun de ces modes indépendamment : c'est le premier principe de notre lentille. Le deuxième principe de

cette méta-lentille vient lui aussi du caractère fini et résonant du système. En effet, ces modes, qui peuvent varier aussi vite que la période du milieu est donc être très sub-longueur d'onde, sont des ondes évanescentes. Si le milieu était de taille infinie, ces ondes seraient confinées à la lentille, mais comme elles sont d'extension finie, elles rayonnent dans le champ lointain, par diffraction sur les coins du milieu. Certes ce rayonnement est très inefficace, mais étant donné que la lentille est résonante, ce qui n'est pas rayonné est stockée dans la lentille et de l'énergie est accumulée. Ainsi, l'amplification de chaque mode qui résulte du caractère résonant de la lentille compense la faible radiation dans le champ lointain de celui-ci, et tous rayonnent avec la même efficacité [6,7].

3. DEMONSTRATIONS EXPERIMENTALES ET NUMERIQUES

Après avoir proposé le concept de méta-lentille résonante, nous montrerons des exemples de réalisations de telles lentilles. Ainsi nous prouverons qu'il est possible de focaliser ou d'imager depuis le champ lointain avec une méta-lentille résonante constituée de fils métalliques résonants dans le domaine des micro-ondes [5-7]. Nous transposerons ensuite le résultat au cas des acoustiques en présentant des résultats de focalisation de son à des échelles très petites devant la longueur d'onde dans un ensemble de canettes de soda, des résonateurs de type Helmholtz rudimentaires [8]. Enfin, nous exposerons les résultats numériques que nous avons obtenus et qui concernent le cas d'une méta-lentille constituée de résonateurs plasmoniques, des nano-piliers d'argent. Ce type de lentille peut en effet de battre la limite de la diffraction dans le domaine de l'optique, en termes de focalisation et d'imagerie depuis le champ lointain [9].

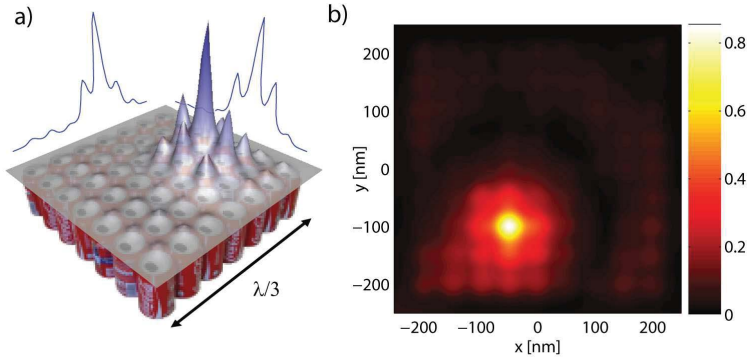


Figure 1: a) Tache focale de diamètre λ/25 réalisée en utilisant le retournement temporel itératif depuis le champ lointain dans une matrice de canettes de soda [8], b) tache focale de diamètre λ/23 obtenue numériquement par le même procédé dans un ensemble de résonateurs plasmoniques [9].

CONCLUSION

Dans ce papier, nous montrons que des métamatériaux utilisés pour leurs propriétés effectives élevées à l'aide d'approche à large spectre, peuvent donner des résultats bien plus intéressants que les métamatériaux à indice négatifs pour battre la limite de la diffraction.

RÉFÉRENCES

[1] J. Goodman, Introduction to Fourier Optics (Roberts & Company Publishers, Englewood), 2005.
[2] J.B. Pendry, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3966, 2000.
[3] J.B. Pendry *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4773, 1996.
[4] J.B. Pendry *et al.*, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **47**, 2075, 1999.
[5] F. Lemoult *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 203901, 2010.
[6] F. Lemoult, M. Fink, and G. Lerosey, *Waves Random Complex* **21**, 591, 2011.
[7] F. Lemoult, M. Fink, and G. Lerosey, *Waves Random Complex* **21**, 614, 2011.
[8] F. Lemoult, M. Fink, and G. Lerosey, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 064301, 2011.
[9] F. Lemoult, M. Fink, and G. Lerosey, *Nature Communications* **3**, 889, 2012.

NANOPLASMONIQUE POUR L'OPTO-ÉLECTRONIQUE

Padmanbh Rai, Arnaud Stolz, Johann Berthelot, Alexandre Bouhelier[1]

[1] *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, CNRS-UMR 6303, Université de Bourgogne, 21078 Dijon, France*

alexandre.bouhelier@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Le travail derrière cette contribution a pour objectif de développer une nouvelle classe de composants photoniques permettant d'interfacer un niveau de contrôle électronique avec une plateforme plasmonique. Deux composants clés seront discutés. Nous décrirons dans un premier temps l'intégration d'une source électrique à plasmon de surface reposant sur un nanotube de carbone contacté en configuration de transistor à effet de champ. Nous discuterons ensuite du fonctionnement d'une rectenna optique. Ce nouveau composant est nano-transducteur non-linéaire utilisé pour rectifier une radiation du spectre visible et proche infrarouge en un courant DC.

MOTS-CLEFS : *Plasmonique; nanotube de carbone; rectenna optique*

La plasmonique en tant que technologie émerge comme solution alternative pour répondre aux contraintes de la miniaturisation des composants photoniques aux échelles sub-microniques. Cette technologie utilise les propriétés des plasmons de surface dits propagatifs pour, à terme, transmettre une information électronique et optique sur le même support physique [1]. Le contrôle du plasmon est relativement bien maîtrisé avec notamment l'implémentation d'éléments de guidage, de routage, de filtrage mais aussi de fonctions plus avancées comme sa modulation et son amplification. La plupart des prototypes démontrés nécessitent des moyens d'excitation du plasmon de surface reposant sur un couplage optique difficilement intégrable. Pour pallier à cette limitation, des techniques d'excitations alternatives ont émergé reposant essentiellement sur des moyens électriques. La démonstration d'une excitation d'un plasmon de surface par une commande électrique a été réalisé avec des hétérostructures électroluminescentes complexes, de boîtes quantiques semiconductrices sur membrane, ou encore par injections d'électrons tunnels. Pour répondre à certaines difficultés inhérentes à ces techniques, nous avons utilisé un composant phare de la nano-électronique qu'est le transistor à nanotube de carbone unique [2]. En contrôlant les conditions de polarisation du transistor, nous démontrons l'excitation de plasmons de surfaces se propageant directement dans les électrodes de contrôle [3].

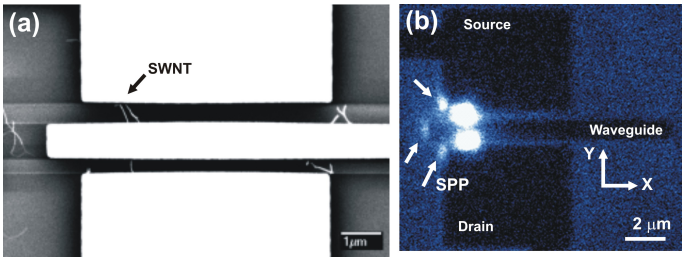


FIGURE 1 : (a) Image MEB d'un transistor à nanotube de carbone unique utilisé pour exciter électriquement un plasmon de surface. (b) Démonstration du couplage de l'électroluminescence du nanotube à des plasmons de surface se propageant dans les électrodes de commandes (flèches).

La figure 1 montre un exemple de réalisation. Un seul nanotube de carbone est connecté en géométrie de transistor à effet de champ par une électrode de source et de drain. La grille en ITO est séparée du canal par 250 nm de $Si0_2$. Un guide plasmonique a aussi été déposé au centre du canal.

Pour des conditions de polarisation électriques favorisant la formation d'excitons par impact, une forte électroluminescence du nanotube semiconducteur est visible. Une partie de l'émission du nanotube se couple alors un plasmon de surface se développant dans les électrodes et dans le guide plasmonique.

Parallèlement à ces avancées en plasmonique propagative, les antennes optiques reposant sur des plasmons localisés sont rapidement devenues des éléments clés pour interfacer un rayonnement électromagnétique avec un émetteur unique et contrôler sa réponse et sa dynamique [4]. Le rôle d'une antenne optique est essentiellement passif par nature : elle fournie la distribution de vecteurs d'onde nécessaire pour coupler champ lointain et champ proche ensemble. Comme les dispositifs basés sur les plasmon propagatifs, ces nanostructures sont généralement interrogées par des moyens optiques nécessitant, au niveau d'un adressage individuel, une pré-concentration du rayonnement par des éléments de focalisation. Pour des nano-structures apparentées à des antennes fortement couplées, de nouvelles fonctionnalités actives peuvent pourtant être développées. Nous démontrons notamment une nouvelle classe de composant que sont les rectennas optiques jouant un rôle de transduction entre des photons optiques et un courant électronique. La figure 2 montre une image confocale de l'activité de transduction d'une rectenna optique éclairée par un faisceau laser impulsionnel focalisé. La transduction est maximale dans la zone active séparant les deux éléments couplés.

Avec les antennes optiques pilotées par injection électronique, ces éléments sont les briques essentielles pour interfacer un niveau de contrôle électrique avec les fonctionnalités avancées de la nanophotonique.

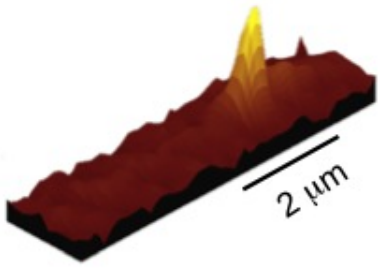


FIGURE 2 : L'image représente l'intensité du courant généré par une rectenna optique en fonction de sa position dans la zone focal d'un faisceau laser fortement convergent. Echelle de couleur distribuée entre 0 nA et 2 nA.

Ces résultats ont été obtenus grâce au support du conseil Européen pour la recherche du septième programme cadre FP7/2007-2013 sous le numéro de contrat 306772, du programme NanoSci E+ E^2-PLAS (ANR- 08-NSCI-007) et d'une bourse postdoctorale de la Région de Bourgogne sous le programme PARI.

RÉFÉRENCES

[1] T. W. Ebbesen, C. Genet, and S. I. Bozhevolnyi, "Surface-plasmon circuitry," *Physics Today*, vol. 61, no. 5, p. 44, 2008.

[2] P. Avouris, M. Freitag, and V. Perebeinos, "Carbon-nanotube photonics and optoelectronics," *Nat. Photon.*, vol. 2, pp. 341–350, 2008.

[3] P. Rai, N. Hartmann, J. Berthelot, J. Arocas, G. Colas des Francs, A. Hartschuh, and A. Bouhelier, "Electrically generated surface plasmons by electroluminescence of individual carbon nanotube field effect transistor," *ArXiv e-prints*, Mar. 2013.

[4] P. Bharadwa, B. Deutsch, and L. Novotny, "Optical antennas," *Adv. Opt. Phot.*, vol. 1, p. 438 ?483, 2009.

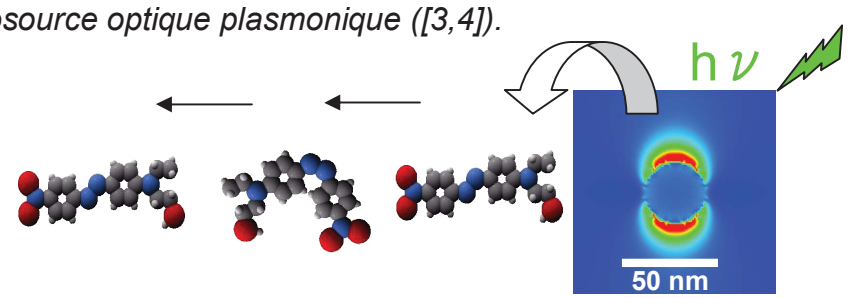
Renaud Bachelot
Université de Technologie de Troyes
Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique
renaud.bachelot@utt.fr

Transfert d'énergie en plasmonique moleculaire : photochimie, photophysique et hybridation de modes électromagnétiques à l'échelle nanométrique

Depuis l'avènement de la nano optique, l'interaction entre plasmons, *quanta* d'énergie associés à une oscillation collective d'électrons, et ondes électromagnétiques lumineuses (on parle alors de plasmons-polaritons) a suscité un intérêt croissant aussi bien dans les communautés de physiciens que celles des chimistes et biologistes.
Au cours de cette présentation, nous nous intéresserons aux nanosources optiques portées par les plasmons de surface localisés de nanoparticules métalliques et verrons que ce type de nanosources peut être utilisé pour contrôler, à l'échelle nanométrique, des processus photochimiques et photophysiques impliquant des transferts de photons, de charges et de mouvements. Trois exemples seront présentés et commentés : photopolymérisation radicalaire [1,2], photoisomérisation [3,4] et couplage fort avec des photochromes [5]. Ces exemples ouvrent la porte au contrôle des transferts d'énergie entre plasmons de surface localisés et nano systèmes moléculaires.

[1] PRL 98, 107402 (2007).
[2] ACS Nano 4, 4579 (**2010**).
[3] Nano Lett. 5 615-619 (2005)
[4] ACS Nano 6, 1299 (2012).
[5[Nano Lett. *13*, 282 (2013).

Illustration : photoactivation/photoisomérisation d'une molécule d'azobenzene par une nanosource optique plasmonique ([3,4]).



CRISTAUX LIQUIDES HYBRIDES LUMINESCENTS POUR L'OPTIQUE

Marianne Prévôt[1], Maria Amela-Cortes[1], Chrystelle Neaime[1], Viorel Cîrcu[1], Fabien Grasset[1], Stéphane Cordier[1], Laurent Dupont[2], Emmanuel Jacques[3], Hervé Folliot[4], Yann Molard[1]

[1] *ISCR, UMR CNRS 6226, Université de Rennes 1, 35042 Rennes, France*

[2] *Institut Telecom, Télécom Bretagne, UMR 6082, Université de Bretagne Sud, 29238 Brest, France*

[3] *IETR, UMR CNRS 6164, Université de Rennes 1, 35042 Rennes, France*

[4] *Laboratoire FOTON, UMR CNRS 6082, INSA de Rennes, 35708 Rennes, France*

RÉSUMÉ

La stratégie cristal liquide (CL) émerge dans les nanosciences comme une solution pratique pour mettre en forme les matériaux inorganiques (MI). Ainsi, la fonctionnalisation de MI par des composés organiques mésomorphes permet de combiner les propriétés physiques intrinsèques des premiers aux propriétés d'auto-assemblage des seconds. Ce travail présente nos premiers résultats concernant l'intégration de deux luminophores hybrides à propriété CL, contenant des clusters métalliques et des nanocristaux de ZnO, dans des dispositifs électro-optiques.

MOTS-CLEFS : *matériaux hybrides ; luminescence ; OLED ; cristaux liquides*

INTRODUCTION

Les matériaux photoluminescents (PL) jouent un rôle majeur dans les applications liées à la photoniques, l'optoélectronique ou l'éclairage [1]. Une approche efficace permettant l'élaboration de tels matériaux est l'utilisation d'une stratégie hybride combinant des luminophores inorganiques à une matrice organique. Ainsi, des études menées au laboratoire ont montré qu'il est possible d'associer des propriétés CL à des clusters métalliques ou des nanocristaux de ZnO luminescents de 1nm et 5nm respectivement. Ce travail présente nos premiers résultats concernant l'exploitation des propriétés de ces matériaux pour des dispositifs électrocommutables.

1. FONCTIONNALISATION

Les clusters de métaux de transition et les nanocristaux de ZnO sont fonctionnalisés avec des ligands organiques pro-mésogéniques [2,3,4], (Fig 1.). L'une des particularités des matériaux hybrides résultants est leur facilité de mise en forme, exploitable dans les procédés de réalisation d'OLED ou dans les applications dédiées à l'affichage en tirant parti de leur miscibilité avec un très grand nombre de CL commerciaux.

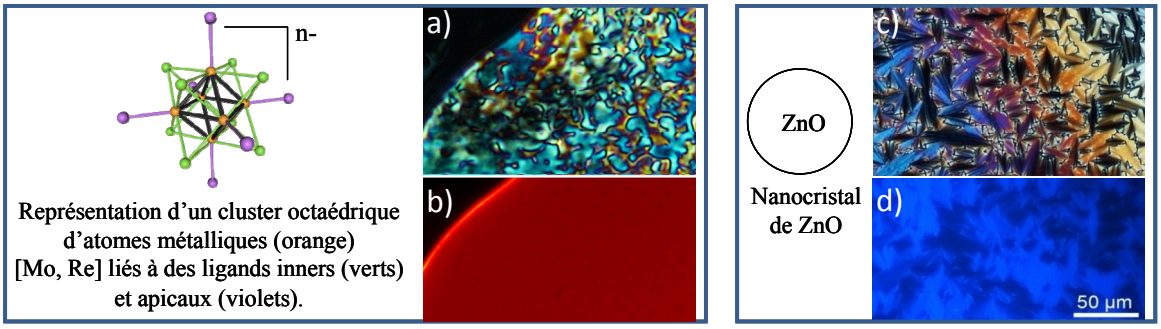


Figure 1. Images microscopiques en lumière polarisée : sous lumière blanche (a) et (c) et sous irradiation (350-380nm) (b) et (d). Les images (a) et (b) correspondent au clustomésogène et (c) et (d) au ZnO fonctionnalisé.

2. RÉALISATION DE DISPOSITIFS OPTIQUES

Les propriétés de luminescence des CL hybrides que nous présentons en font de bons candidats pour l'éclairage. Nous travaillons sur une structure à hétérojonctions de type : ITO//PEDOT:PSS//CBP:Matériau hybride//Alq3//Ca/Al, dans laquelle l'électroluminescence est obtenue par transfert d'énergie de Förster entre le CBP et le matériau hybride.

La fluidité des mélanges contenant des composés hybrides et des CL commerciaux permet d'envisager leur introduction dans des dispositifs électrocommutables. La Fig 2. montre qu'en contrôlant l'orientation des molécules CL par stimulus électrique, il est possible de faire commuter, de façon quasi-réversible l'intensité de PL (I_{PL}) des nanocristaux de ZnO fonctionnalisés (CL@ZnO).

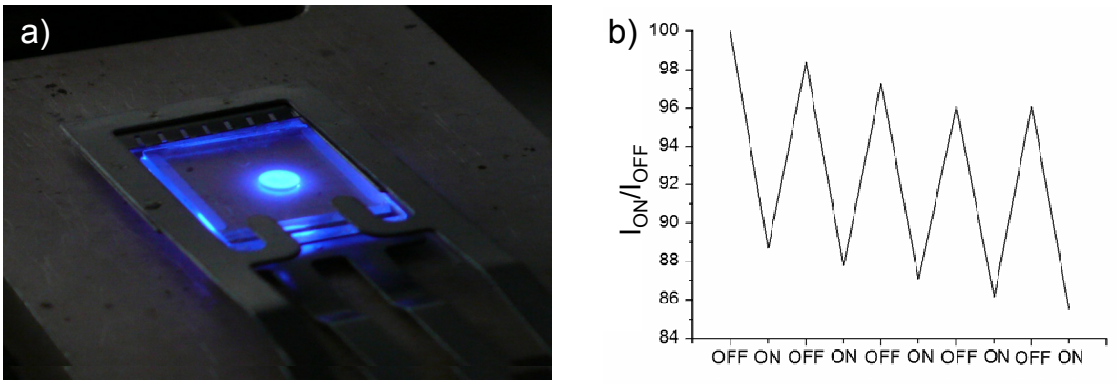


Figure 2. a) Cellule {CL@ZnO + CL commercial E44 (Merck) [1 :9]} sous irradiation (350-380nm).
b) Commutation à 491nm de I_{PL} de cette cellule sous irradiation (350-380nm), pour V=0 et V=6.5V.

CONCLUSION

L'éclairage et les dispositifs d'affichage sont les champs d'application classiques des matériaux luminescents. Le présent article expose les avancées dans ces domaines avec des clustomésogènes et des nanocristaux de ZnO fonctionnalisés avec des molécules pro-mésogéniques. Nous avons notamment démontré la modification des propriétés optiques des nanomatériaux par la maîtrise de l'orientation moléculaire par une faible commande électrique. Nous souhaitons appliquer ce résultat à des cellules de type nématiques twistées et ainsi toucher le domaine de l'affichage LCD.

RÉFÉRENCES

[1] C. Sanchez, P. Belleville, M. Popall, L. Nicole, "Applications of advanced hybrid-organic-inorganic nanomaterials: from laboratory to market, *Chem. Soc. Rev*, 40, 696-753, 2011.

[2] U.S. *Pat. Appl. Publ*., 2011, US 20110130565, *Angew. Chem. Int. Ed.*, 49, 19, 3351, 2010.

[3] Y. Molard, A. Ledneva, M. Amela-Cortes, V. Cîrcu, N. G. Naumov, C. Mériadec, F. Artzner, and S. Cordier, "Ionically Self-Assembled Clustomesogen with Switchable Magnetic/Luminescence Properties Containing $[Re_6Se_8(CN)_6]^{n-}$ (n = 3, 4) Anionic Clusters", *Chem. Mater.* 23, 5122–5130, 2011.

[4] S. Rakshit, S Vasudevan, "Trap-State Dynamics in Visible-Light-Emitting ZnO:MgO Nanocrystals", *J. Phys. Chem. C*, 112, 4531-4537, 2008.

BIODETECTION SANS MARQUEUR EN POLARISATIONS CROISEES A PARTIR DE MICRO-ANNEAUX EN POLYMERE

Camille Delezoide[1], Claude Noguès[2], Rigoberto Castro[1], Joseph Lautru[3], Malcolm Buckle[2], Isabelle Ledoux-Rak[1], Joseph Zyss[3], Chi Thanh Nguyen[1]

[1] *LPQM, UMR CNRS 8537, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 94235 Cachan, France*

[2] *LBPA, UMR CNRS 8113, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 94235 Cachan, France*

[3] *Institut d'Alembert, FR 3242, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 94235 Cachan, France*

camille.delezoide@lpqm.ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une méthode originale dans le contexte des biocapteurs sans marqueurs à base de microrésonateurs optiques pour améliorer la spécificité du signal de détection indépendamment du recours au multiplexage, en exploitant simultanément les réponses spectrales propres aux modes TE et TM du microrésonateur.

MOTS-CLEFS : *biocapteur ; optofluidique ; microrésonateurs ; polymères*

1. INTRODUCTION

L'intégration de microrésonateurs optiques dans les biocapteurs à champ évanescent représente une technologie émergente, étudiée de manière intensive ces dernières années. L'intérêt soutenu pour ce type de capteurs est principalement lié à deux raisons. D'une part, une sensibilité importante du ou des modes guidés dans le cœur du microrésonateur à son environnement direct grâce à sa partie évanescente. D'autre part, l'exploitation des résonances optiques du microrésonateur pour mesurer des variations infimes de l'indice effectif caractéristique d'un mode guidé, ces variations étant liées à la quantité à mesurer.

Dans ce contexte, nous avons démontré que l'association d'un matériau polymère, le SU-8, avec une technologie de fabrication fondée sur un couplage vertical du microrésonateur à son guide droit d'entrée-sortie en faisait un excellent candidat pour la transduction dans un instrument de biodétection sans marqueur, et ce pour plusieurs raisons, notamment une excellente biocompatibilité du matériau permettant d'atteindre une limite de détection de 0,22 ag en régime statique, soit 250 molécules environ [1]. Nous avons ensuite présenté l'association de notre banc de mesure optoélectronique avec un système microfluidique, dans un premier temps pour réaliser une détection homogène en régime optofluidique [2]. Des solutions aqueuses de glucose étaient alors utilisées pour caractériser le comportement des microrésonateurs en tant que transducteur, ainsi que les performances de l'instrument de mesure réalisé. En parallèle, les mêmes résonateurs, conçus au LPQM, ont été associés à un autre schéma de détection, l'interférométrie à faible cohérence, avec des résultats prometteurs [3].

Malgré ces avancées, plusieurs défis restent à relever pour démontrer le potentiel réel de ce type d'instrument. Le principal réside dans la spécificité de la détection, qui peut se définir comme la corrélation entre le signal biologique étudié et le signal de sortie de l'instrument. L'approche généralement retenue pour permettre une détection spécifique est le multiplexage. Cette technique, notoirement utilisée dans les instruments de type SPRi, peut également être mise en oeuvre au sein d'un biocapteur à résonateurs optiques en mesurant simultanément les signaux provenant de plusieurs microrésonateurs ayant subit des traitements chimiques différents.

Dans cet article, nous présentons une approche originale, complémentaire au multiplexage, fondée sur l'excitation et la détection en parallèle des modes fondamentaux TE et TM se propageant dans un seul microrésonateur.

2. MISE EN ŒUVRE ET RESULTATS

La mesure simultanée des réponses TE et TM ne nécessite pas de modifications importantes du banc de mesure présenté précédemment (cf. [1] et [2]). L'excitation pondérée des modes TE et TM est réalisée à partir d'un polariseur et d'une lame demi-onde. Quant à la détection simultanée des deux réponses indépendantes, elle est simplement obtenue en sortie du composant grâce à un cube séparateur de polarisations dirigeant chaque signal vers son propre photodétecteur. Le montage actuel, opérant une mesure par seconde avec une résolution moyenne de 0,3 pm sur la position des résonances TE et TM du microrésonateur en régime optofluidique, permet d'obtenir une limite de détection de 2.10^{-6} unité d'indice en détection homogène après moyennage.

En Fig.1 sont présentés les résultats d'une expérience de biodétection sans marqueur mettant en œuvre la mesure à polarisations croisées. La surface du microrésonateur interrogé est au préalable traitée selon le protocole décrit en [1], puis fonctionnalisée en injectant une solution d'anticorps IgG à 0,1 µM s'adsorbant sur la surface du résonateur (Fig. 1a). Ensuite, son antigène, la 5-TAMRA-cadavérine (5-TC) à 10 µM, est injecté. L'interaction entre 5-TC et son anticorps est alors suivie en temps réel (Fig. 1b).

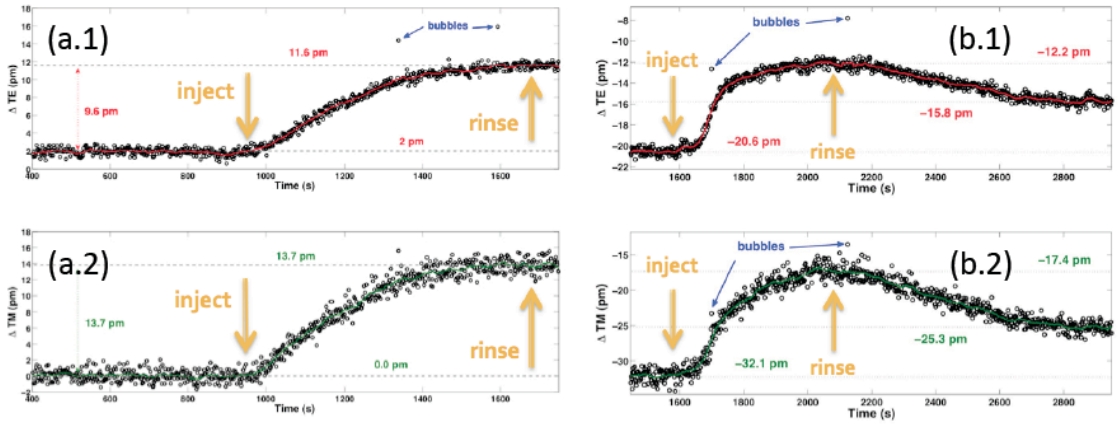


Fig. 1 : Mesures en temps réel des positions de résonances TE (a.1 et b.1) et TM (a.2 et b.2) : (a) Réponse du capteur à l'adsorption d'anticorps (0,1 μM IgG) sur la surface du microrésonateur ; (b) Réponse du capteur fonctionnalisé avec l'anticorps IgG à l'injection de son antigène 5-TC à 10 μM.

ANALYSE ET CONCLUSIONS

Les résultats de biodétection obtenus sont proches des meilleurs résultats actuels en terme de détection pure [4]. D'autre part, une fine analyse des signaux de détection TE et TM montre une sensibilité exacerbée du mode TM, comparé au mode mode TE, aux évènements spécifiques d'accroche. Ceci peut être quantifié par le rapport entre les déplacements des résonances TM et TE, mesuré à 1,24 pour une détection homogène (non représenté), à 1,43 pour une adsorption non spécifique en surface (Fig. 1a) et finalement à 1,75 au cours de la phase d'absorption spécifique de l'antigène par l'anticorps (Fig. 1b). Ceci permet de penser que ce montage à polarisations croisées pourrait être utilisé pour améliorer la spécificité des signaux de détection dans les biocapteurs à microrésonateurs, et ce conjointement à l'approche multiplexée.

RÉFÉRENCES

[1] C. Delezoide *et al*, "Vertically Coupled Polymer Microracetrack Resonators for Label-free Biochemical Sensors", IEEE Phot. Technol. Lett., vol. 24, pp. 270-272, 2012.

[2] C. Delezoide *et al*, "Vertically coupled polymer microresonators for optofluidic label-free biosensors", Proc. of SPIE, 8264, 826416-1, 2012.

[3] Y. Sanogo *et al*, "Phase sensitive-optical low coherence interferometer: A new protocol to evaluate the performance of optical micro-resonators", J. Light. Technol., 31 (1), 111-117, 2013

[4] J.L. Arlett, E.B. Myers, M.L. Roukes, "Comparative advantages of mechanical biosensors", Nature Nanotechnology, vol. 6, pp. 203-215, 2011.

Modulation électro-optique dans les guides d'onde auto-inscrits

Mohamed Ben Belgacem, Alberto Barsella, Kokou Dodzi (Honorat) Dorkenoo, Loïc Mager

Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg (IPCMS), UMR7504, CNRS-Université de Strasbourg, 23 rue du Loess, BP 43, 67034 Strasbourg CEDEX 2, FRANCE

La propagation d'un faisceau gaussien dans un milieu photopolymérisable initie une réticulation locale du milieu. L'augmentation de d'indice de réfraction associée donne naissance à un phénomène d'auto-focalisation qui compense la diffraction et conduit à l'auto-inscription dynamique d'un guide d'ondes. Outre les possibilités de construire des guides d'ondes optiques sans l'utilisation de processus de microlithographie complexes, la modification de la formulation du photopolymère permet la mise en œuvre simple de fonctions optiques. Nous présentons ici nos résultats concernant les propriétés électro-optiques dans les guides induites par un dopage de la formulation initiale par des molécules présentant un moment dipolaire permanent et une forte anisotropie de polarisabilité linéaire. Les mesures montrent que l'application d'un champ électrique externe permet de modifier la constante de propagation et donc de contrôler la phase de l'onde à la sortie du guide.

DOPAGE DE COUCHES DE TRANSPORT ORGANIQUES DEPOSEES PAR CO-SUBLIMATION

Anthony Barbot[1], Bruno Lucas[1], Catherine Di Bin[1], Bernard Ratier[1]

[1]*XLIM UMR 7252 Université de Limoges/CNRS, 123 avenue Albert Thomas 87060 Limoges Cedex, France.*

anthony.barbot@xlim.fr

RÉSUMÉ

Le dopage des matériaux organiques est maitrisé depuis plusieurs décennies cependant le cas des petites molécules demeure peu exploré car le choix d'un système matrice/dopant est souvent délicat pour atteindre une conductivité élevée. Nous proposons ici de présenter le dopage de quelques semi-conducteurs organiques déposés par co-sublimation sous vide puis les résultats obtenus lors de leur utilisation comme couche de transport dans des cellules photovoltaïques organiques inversées à base de poly(3-hexylthiophene-2,5-diyl) (P3HT) : phenyl-C61-butyric acid methyl ester (PCBM).

MOTS-CLEFS : *Dopage ; Co-sublimation ; Transport de charge ; Photovoltaïque organique*

1. INTRODUCTION

Les cellules photovoltaïques (PV) organiques ont été largement étudiées ces dernières années en raison de leur bas coût face aux cellules solaires inorganiques du fait de leur faible empreinte énergétique et de la simplicité de leur technologie. Même si les performances des cellules solaires organiques ont continuellement augmenté ces dix dernières années et ont récemment dépassé la barre des 12% sur une surface de 1.1cm² par la société allemande Heliatek [1], cette technologie pourrait encore être améliorée notamment par la réduction des résistances de contact. En effet, l'extraction et le transport des porteurs de charge sont essentiels pour réduire les pertes ohmiques au sein des dispositifs. Une voie prometteuse, mais rarement utilisée dans le cas des cellules PV organiques, est l'utilisation de couche d'interface à base de semi-conducteurs organiques dopés. Cette technique est connue depuis bien longtemps [2] et peut augmenter la conductivité du semi-conducteur de plusieurs ordres de grandeur.

Nous présenterons le principe du dopage par co-sublimation de semi-conducteurs organiques puis nous discuterons les résultats obtenus pour quelques couples dopant/matrice tels que le dopage de type p du phtalocyanine de zinc (ZnPc) par le 2,3,5,6-Tetrafluoro-7,7,8,8-tetracyanoquinodimethane (F_4-TCNQ) ou encore le dopage de type n du fullerène C60 ou du 1,4,5,8-Naphthalene-tetracarboxylic-dianhydride (NTCDA) par du carbonate de césium (Cs_2CO_3). Dans chaque cas les propriétés électriques ont été mesurées en fonction du taux de dopage afin de déterminer la concentration en dopant optimale avant de les utiliser comme couche d'interface dans des cellules PV organiques.

2. PRINCIPAUX RESULTATS

Comme le montre la Figure 1, le ZnPc dopé par du F_4-TCNQ permet d'atteindre une conductivité électrique σ de l'ordre de 10^{-2} S /cm contre 10^{-9} S/cm pour le ZnPc non dopé. Le dopage du NTCDA par du Cs_2CO_3 permet de gagner 5 ordres de grandeur et d'atteindre 10^{-3} S/cm. Enfin, le C60 dopé par du Cs_2CO_3 peut présenter une conductivité dépassant le S/cm contre 10^{-8} S/cm pour le C60 non dopé [3].

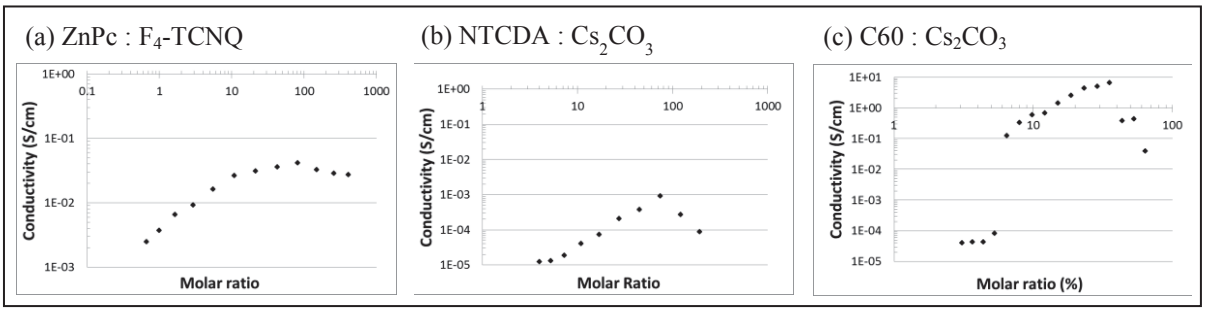


Fig. 1 : Conductivité électrique en fonction du taux de dopage de différents semi-conducteurs organiques déposés car co-sublimation sous vide. (a) ZnPc : F_4-TCNQ, (b) NTCDA : Cs_2CO_3, (c) C60 : Cs_2CO_3

Le C60 dopé par du Cs_2CO_3 s'avère être un bon matériau accepteur d'électrons et a donc pu être utilisé comme couche de transport d'électrons (ETL) entre la couche photo active et la cathode dans des cellules photovoltaïques organiques à base de P3HT:PCBM (Cf. Figure 2).

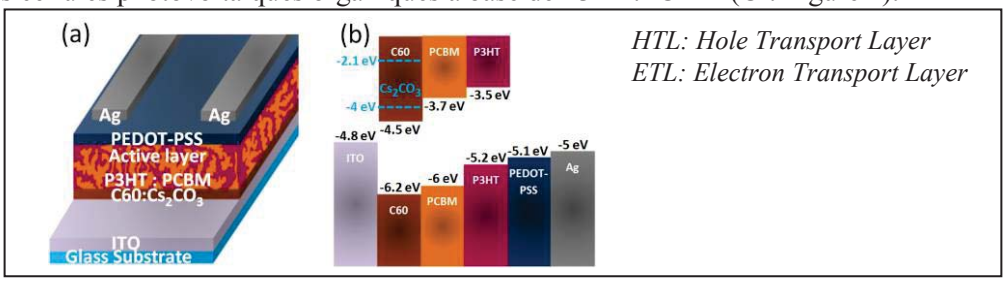


Fig. 2 : (a) Empilement de différentes couches constituant une cellule photovoltaïque à base de P3HT : PCBM. (b) Diagramme d'énergie des différents matériaux utilisés.

Après optimisation, nous avons obtenu des rendements à l'état de l'art pour ce type de dispositif, à savoir une conversion de l'énergie solaire de 3,79% contre 3,00% pour un dispositif incluant une couche de C60 non dopé et 2,13% pour un dispositif n'incluant aucune couche de transport d'électrons (Tableau 1).

Tab. 1 : Performances d'une cellule PV à base de P3HT:PCBM sans ETL, avec une couche de C60 non dopé comme couche ETL et avec une couche de C60 dopé comme ETL

	Voc (V)	Jcc ($mA.cm^{-2}$)	FF	η (%)
Sans ETL	0.444	11.22	0.429	2.13
6 nm de C60	0.487	11.29	0.546	3.00
6 nm de C60 : Cs_2CO_3	0.520	12.18	0.600	3.79

CONCLUSION

Les semi-conducteurs organiques dopés déposés par co-sublimation sous vide peuvent être utilisés en tant que couche d'interface dans des cellules photovoltaïques organiques afin de diminuer les résistances de contact et d'améliorer leur rendement.

RÉFÉRENCES

[1] http://www.heliatek.com
[2] D.R. Kearns, G. Tollin, and M. Calvin, "Electrical Properties of Organic Solids. II. Effects of Added Electron Acceptor on Metal-Free Phthalocyanine", J. Chem. Phys., vol.32, pp. 1020-1025, 1960.
[3] A. Barbot, C. Di Bin, B. Lucas, B Ratier, and M. Aldissi, " N-type doping and thermoelectric properties of co-sublimed cesium-carbonate-doped fullerene", J. Mater. Sci., vol. 48, pp. 2785–2789, 2013.

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

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

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

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

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

amy@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

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

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

1. INTRODUCTION

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

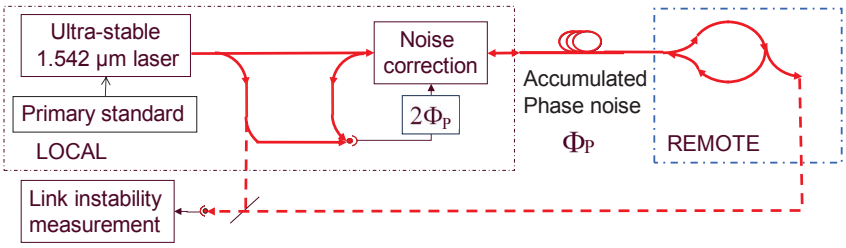


Fig. 1 : schéma de principe d'un lien optique entre deux laboratoires distants

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

2. TRANSFERT DE FREQUENCE PAR LIEN OPTIQUE

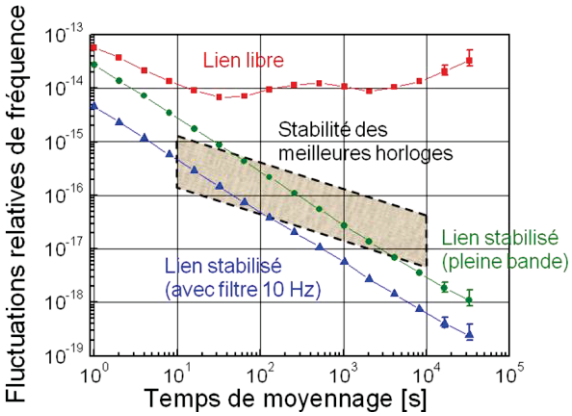


Fig. 2 : stabilité du lien optique de 540 km entre le LPL et Reims, et retour

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

3. APPLICATIONS DES LIENS OPTIQUES

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

REFERENCES

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

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

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

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

Pierre Ferdinand

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

pierre.ferdinand@cea.fr

RÉSUMÉ

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

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

1. INTRODUCTION & RAPPELS HISTORIQUES

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

2. LES PRINCIPALES TECHNIQUES

2.1 Les capteurs distribués à réseaux de Bragg

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

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

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

2.2 Les capteurs répartis, la réflectométrie [3]

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

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

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

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

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

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

3. APPLICATIONS ET TENDANCES

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

CONCLUSION

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

REFERENCES

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

Onde ou particule, le photon défie toujours l'intuition

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

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

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

Résumé

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

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

1. Introduction

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

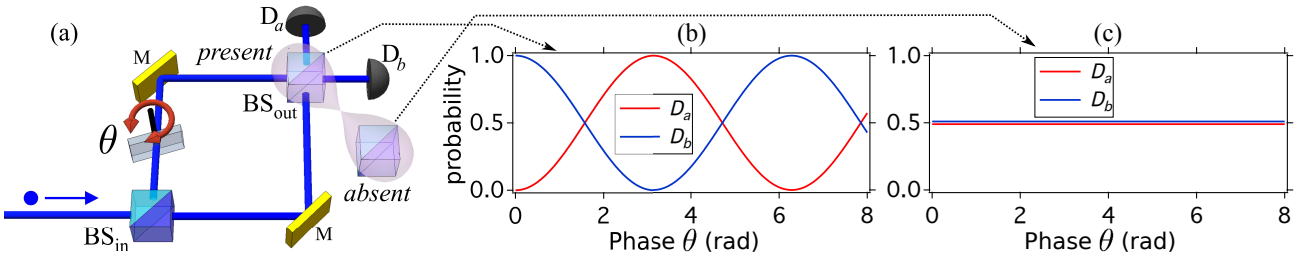


Figure 1 : (a) : Dispositif expérimental basé sur un MZI équilibré permettant d'observer la dualité onde/corpuscule exclusive. Lorsque la lame séparatrice de sortie (BS_{out}) est absente, un clic dans le détecteur D_a ou D_b révèle un comportement corpusculaire, voir courbe (c). Dans cette configuration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

2. Expérience à choix retardé

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

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

3. Expérience quantique à choix (très) retardé

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

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

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

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

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

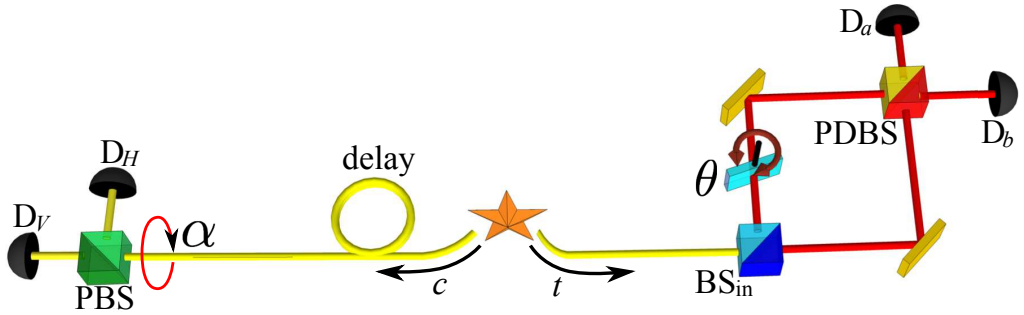


Figure 2 : Expérience quantique à choix retardé activée par l'intrication. D'une part, une source délivre des paires de photons intriqués en polarisation préparées dans l'état donné par l'Eq. 2 [6]. D'autre part, par rapport à la Fig. 1, la lame séparatrice de sortie est "physiquement" remplacée par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

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

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

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

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

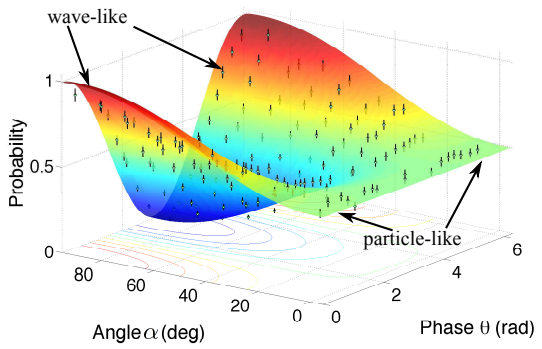


FIGURE 3 : Transition continue entre comportements ondulatoire et corpusculaire via la manipulation du QBS en sortie du MZI (voir FIGURE 2) et la phase ajustable θ placée dans l'un de ses bras. α correspond à l'angle d'analyse de l'état de polarisation du photon corroborant.

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

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

4. Conclusion

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

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

Références

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

Lasers organiques : état de l'art

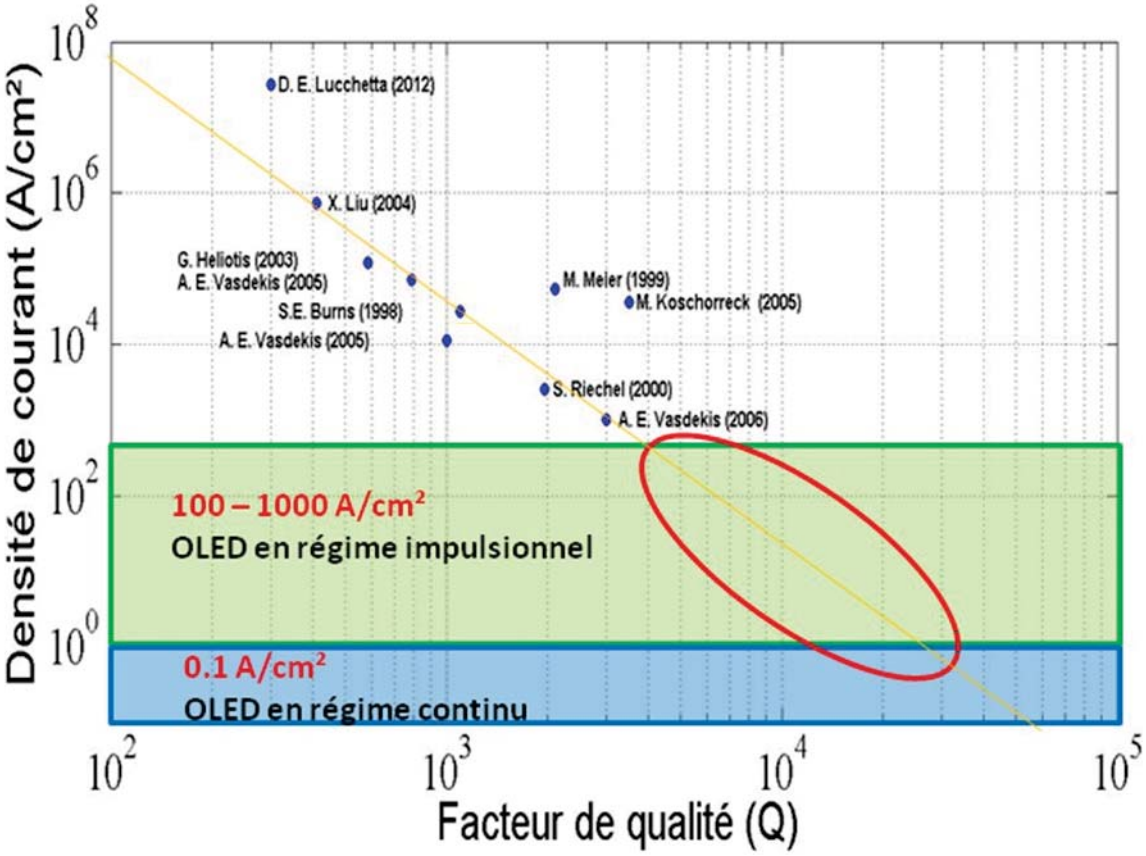
Alexis. P.A. Fischer [1,2], Mahmoud Chakaroun[1], Azzedine Boudrioua[1].

[1] *Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS, UMR 7538, 93430, Villetaneuse, France*
[2] *Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Centrale de Proximité en Nanotechnologies de Paris Nord, 93430 Villetaneuse*
fischer@iutv.univ-paris13.fr

Mots-clefs : *OLED ; Laser Organique.*

Abstract : Nous rappellerons les progrès réalisés ces dernières années par la communauté des OLEDs à la fois sur les lasers organiques en pompage optique en terme de facteurs de qualité des différents cavité laser étudiés, et en terme de seuil laser. Nous comparerons ces résultats aux densités de courant maximales rapportées dans la littérature. Ceci permettra de présenter quantitativement les progrès qui retent encore à accomplir.

Malgré les progrès réalisés ces dernières années, la « diode laser organique» sous pompage électrique n'a toujours pas été démontrée [1-4]. Les intérêts pour ces sources lasers sont multiples ; tout d'abord les matériaux organiques ont un faible coût et sont relativement facile à mettre en œuvre, ensuite ces matériaux couvrent tout le spectre visible [5-6]. La plupart des travaux se sont concentrés sur le pompage optique et l'optimisation des microcavités lasers. Ces dernières peuvent être soit de type planaires (défauts dans les cristaux photoniques CP 2D) [7-10], soit verticale, communément appelées VECSEL (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser) [11-13]. Même si certains travaux ont démontré la possibilité de réaliser des micros ou nano cavités lasers ayant un facteur de qualité élevé, les performances obtenues demeurent insuffisantes pour envisager le pompage électrique de ces structures (Fig. 1). Cela est dû notamment aux propriétés intrinsèques des composés organiques qui souffrent à la fois de fortes absorptions (polaronique, annihilation singulet,-triplet, …) et de faibles performances électriques (faibles mobilités des charges, faible densité de courant, …) [1-4]. A noter que ces structures lasers se basent principalement sur des hétéro-structures de type OLED (Organic Light Electroluminescent Diode). Les densités de courant dans une OLED standard sont de l'ordre de 0.1 A/cm² en régime continu et 1 kA/cm^2 en régime impulsionnel [1-4]. Par comparaison le seuil laser le plus bas obtenu en pompage optique est équivalent à 36 kA/cm^2 [13]. Nous présenterons des pistes pour réduire cet écart



[1]. N. Tessler, "*Lasers Based on Semiconducting Organic Materials"*, Adv. Materials, 11, 5, 363-370, 1999.

[2]. M. A. Baldo, R. J. Holmes and S. R. Forrest, "*Prospects for electrically pumped organic lasers"*, Phys. Rev. B 66, 035321-035337, 2002.

[3]. N. Tessler, N. T. Harrison and R. H. Friend, "*High Peak Brightness Polymer Light-Emitting Diodes*", Adv. Mater. 10, 64-68, 1998.

[4]. V. G. Kozlov, S. R. Forrest, "*Lasing action in organic semiconductor thin films"*, Current Opinion in Solid State and Materials Science, 4, 2, 203-208, 1999.

[5]. C. W. Tang and S. A. VanSlyke*, "Organic electroluminescent diodes"*, Appl. Phys. Lett. 51, 913-916, 1987.

[6]. L. S. Hung and C. H. Chen, "*Recent progress of molecular organic electroluminescent materials and devices*", Mater. Sci. Eng., R, 39, 143-222, 2002.

[7]. M. Meier, A. Mekis, A. Dodabalapur, A. Timko, R. E. Slusher, J. D. Joannopoulos and O. Nalamasu, "*Laser action from two-dimensional distributed feedback in photonic crystals"*, Appl. Phys. Lett. 74, 1, 7-10, 1999.

[8]. M. M. Murshidy, A. M. Adawi, P. W. Fry, D. M. Whittaker and D. G. Lidzey, "*The optical properties of hybrid organic–inorganic L3 nanocavities"*, J. Opt. Soc. Am. B 27, 2, 215-221, 2010.

[9]. M. Kitamura, S. Iwamoto and Y. Arakawa, "*Enhanced light emission from an organic photonic crystal with a nanocavity"*, Appl. Phys. Lett. 87, 151119-151122, 2005.

[10]. M. Chakaroun, A. Coens, N. Fabre, F. Gourdon, J. Solard, A. Fischer, A. Boudrioua and C.C. Lee, **"***Optimal design of a microcavity organic laser device under electrical pumping"*, Optics Express 493-505, 19, 2, 2011.

[11]. M. Koschorreck, R. Gehlhaar, V. G. Lyssenko, M. Swoboda, M. Hoffmann and K. Leo, "*Dynamics of a high-Q vertical-cavity organic laser"*, Appl. Phys. Lett. 87, 181108-181111, 2005.

[12]. B. Masenelli *et al.*, "*Fabrication and characterization of organic semiconductor-based microcavities*", Thin Solid Films, 364, 264 - 268 (2000)

[13]. M. Koschorreck, *et el*., "Dynamics of a high-Q vertical-cavity organic laser", Applied Physics Letters 87, 181108 (2005).

MICROLASERS ORGANIQUES TRIDIMENSIONNELS FABRIQUÉS PAR LITHOGRAPHIE UV

Stefan Bittner[1], Nina Sobeshchuk[1,2], Clément Lafargue[1], Joseph Lautru[1], Joseph Zyss[1], Mélanie Lebental[1]

[1] *Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, École Normale Supérieure de Cachan, CNRS UMR 8537, Cachan, France*

[2] *Saint-Petersburg State University of Informational Technologies, Mechanics and Optics, Saint-Petersburg, Russia*

stefan.bittner@ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

Nous avons fabriqué par lithographie UV des microlasers organiques en SU8 dopée par des colorants laser. Les cavités sont cylindriques et 3D, c'est-à-dire que leur hauteur est comparable à leur taille transversale. Nous avons mis en évidence un effet laser multimode à faible seuil sous pompage optique.

MOTS-CLEFS : *microlasers organiques, cavités 3D, lithographie UV*

1. INTRODUCTION

Dans le domaine des microcavités optiques et des microlasers, en matériaux organiques ou en semi-conducteurs, beaucoup d'intérêt a été donné aux structures plates, dont l'épaisseur est de l'ordre d'une longueur d'onde. Ces structures peuvent être bien décrites comme des systèmes bidimensionnels (2D) [1]. Au contraire, les cavités tridimensionnelles (3D) dont les dimensions sont comparables dans les trois directions sont très rarement étudiées [2, 3] et leurs propriétés générales sont peu connues. En particulier, la grande surface des cavités 3D, comparée à celle des cavités 2D, présente un intérêt pour les applications de capteurs bio-chimiques. De plus, les microlasers 2D peuvent être vus comme des billards à photons 2D, dont les orbites périodiques classiques sont reliées au spectre d'émission du microlaser correspondant [1, 4]. De même le concept de microlasers 3D ouvre la voie à l'étude de la dynamique des billards 3D. Nous présentons ici des microlasers 3D fabriqués par lithographie UV à partir de polymères dopés par des colorants laser.

2. FABRICATION

Une solution de pyrromethene 605 à 0.5% en masse dans la résine SU8 a été préparée. Cette faible concentration, en comparaison avec les microlasers 2D (5%), a été choisie pour permettre une pénétration du faisceau de pompe afin d'exciter toute l'épaisseur de la couche. La solution est ensuite déposée par centrifugation sur un subtrat en silicium recouvert d'une couche de silice d'épaisseur 2 μm. L'épaisseur du dépôt de polymère est ajusté entre 50 et 150 μm ; après un premier recuit, un motif choisi est imprimé

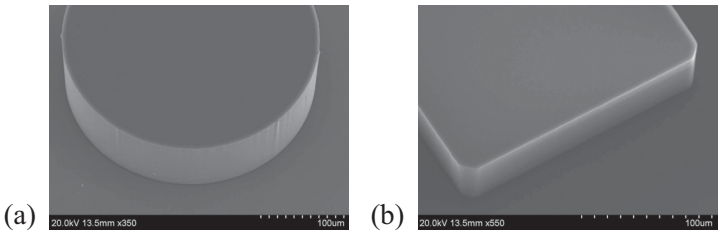


FIGURE 1 : Images MEB de deux microcavités lasers de bases circulaire (a) et carrée (b).

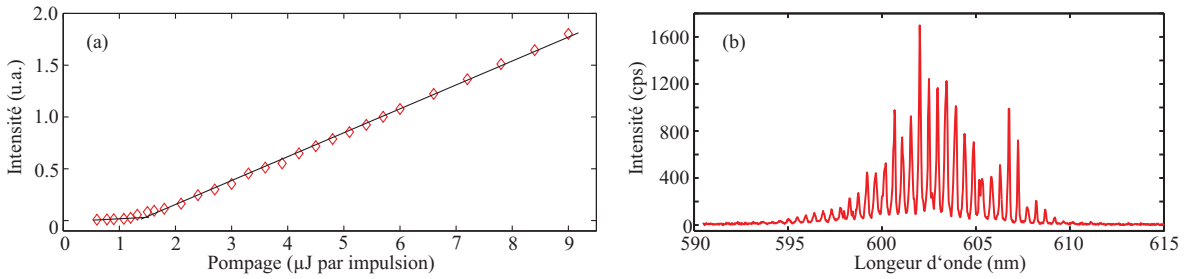


FIGURE 2 : Courbe de seuil (a) et spectre laser (b) sous pompage à 6 μJ par impulsion d'une cavité 3D à base carrée.

par exposition aux UVs à travers un masque en une seule étape. La fabrication est achevée par un recuit et le développement qui révèle les structures cylindriques dont la base correspond au motif du masque choisi. La figure 1 montre deux exemples de cavités à bases carrée et circulaire. La qualité de fabrication est bonne en particulier pour la faible rugosité des parois et la rareté des défauts.

3. CARACTÉRISATION

Les microlasers sont pompés un par un par un laser Nd :YAG doublé et pulsé (532 nm, 10 Hz, 500 ps, polarisation circulaire) sous incidence perpendiculaire au plan du substrat. La largeur du faisceau est choisie de manière à recouvrir la totalité du microlaser. L'émission issue du microlaser est collectée par une lentille et transmise à un spectromètre. La figure 2(a) présente la courbe de seuil d'un microlaser à base carré de côté 150 μm et d'épaisseur 56 μm. Le seuil laser (ici 1.5 μJ) est généralement plus faible pour les microlasers 3D que pour les 2D, pour un même contour transversal. Un spectre produit par le même microlaser est montré en figure 2(b). Il est principalement composé d'un série de pics équidistants comparables à ceux observés pour les lasers 2D. Mais dans le cas 2D, l'intervalle spectral libre correspond au chemin optique de l'orbite diamant qui se réfléchit une fois sur chacun des quatre côtés du carré [1]. Dans le cas 3D, la correspondence avec une orbite n'est pas évidente.

CONCLUSION

Des microlaser organiques 3D ont été fabriqués par lithographie UV. Notre méthode de fabrication, simple, souple et peu onéreuse, permet l'élaboration de cavités cylindrique de contours et d'épaisseurs arbitraires. Les microlasers créés sont multimodes et leur seuil est bas. Il reste toutefois à déterminer la nature exacte et la structure des résonances associées. Le prochain projet est l'étude systématique des propriétés d'émission, spectrales, spatiales, et de polarisation suivant les différents paramètres ajustables, tailles et formes des structures fabriquées, nature du colorant et aussi nature du substrat (en particulier des tests sur substrat en verre), afin d'explorer la physique de ces nouveaux composants.

RÉFÉRENCES

[1] M. Lebental, N. Djellali, C. Arnaud, J.-S. Lauret, J. Zyss, R. Dubertrand, C. Schmit, and E. Bogomolny, "Inferring periodic orbits from spectra of simply shaped microlasers," *Phys. Rev. A*, vol. 76, p. 023830, 2007.

[2] C. Dembowski, B. Dietz, H.-D. Gräf, A. Heine, T. Papenbrock, A. Richter, and C. Richter, "Experimental test of a trace formula for a chaotic three-dimensional microwave cavity," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, p. 064101, 2002.

[3] K. Korthout, P. F. Smet, and D. Poelman, "Whispering gallery modes in micron-sized SrS :Eu octahedrons," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, p. 051104, 2009.

[4] E. Bogomolny, N. Djellali, R. Dubertrand, I. Gozhyk, M. Lebental, C. Schmit, C. Ulysse, and J. Zyss, "Trace formula for dielectric cavities II : Regular, pseudo-integrable, and chaotic examples," *Phys. Rev. E*, vol. 83, p. 036208, 2011.

LASER ORGANIQUE EN MICROCAVITE A CRISTAL PHOTONIQUE : VERS LE POMPAGE ELECTRIQUE

Lei Zeng, Mahmoud Chakaroun, Alexis Fischer et Azzedine Boudrioua

Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS, UMR 7538, 93430, Villetaneuse, France
lei.zeng@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Dans ce travail, nous rapportons l'étude de la réponse indicielle d'une diode électroluminescente organique à des impulsions électriques sub-microseconde (1ns-1µs). La modélisation de la dynamique des populations de singulets et de triplets dans une couche émettrice organique, indiquent que les impulsions électriques courtes de quelques ns de temps de montée rendent la séparation de l'émission des états singulets et l'absorption singulet-triplet (connue sous le nom singlet-triplet-quenching) dans le domaine temporel possible. Cette étude devra conduire à un critère général qui lie le seuil laser en pompage électrique à la durée maximal de l'impulsion de pompe et aussi aux taux d'annihilation des états radiatifs par les états triplets et par les polarons.

MOTS-CLEFS : *laser organique ; microcavité ; cristal photonique ; impulsionnel*

1. INTRODUCTION

Les matériaux organiques sont de bons candidats pour obtenir un milieu actif à effet laser. Ils offrent une flexibilité mécanique, un faible coût de production et une large accordabilité dans le visible. Ces dernières décennies, de nombreux lasers organiques en pompage optique impulsionnel ont été démontrés [1]. Cependant, à ce jour la diode laser organique n'a toujours pas été réalisée. Les principaux obstacles du développement d'un tel composant sont la faible mobilité électronique et les pertes optiques par les excitons triplets [2]. Alors que la durée de vie d'un exciton singulet est généralement de l'ordre de la nanoseconde, les excitons triplets présentent une durée de vie de l'ordre du µs dans les matériaux phosphorescents, et plusieurs centaines de µs jusqu'à quelques ms dans les matériaux fluorescents. Par conséquent, la densité des états triplet dans une OLED pompé électriquement sature à un niveau supérieur de plusieurs ordres de grandeur à celui de la densité de singulets. Cela conduit à des pertes par absorption Triplet-Singulet très importantes rendant impossible l'apparition de l'effet laser. Par conséquent, une séparation dans le domaine temporel des singulets et des triplets est nécessaire sous excitation électrique.

2. MODELISATION ET SIMULATION

En raison des propriétés optoélectroniques du matériau organique (faible mobilité de charge, extinction des états radiatifs …), il y a des pertes supplémentaires liées à l'interaction bimoléculaire en pompage électrique, par rapport à d'autre système laser. Pour évaluer ces pertes en pompage électrique (c'est-à-dire les processus d'annihilation polaron-singulet, singulet-singulet, singulet-triplet, croisement inter-système, etc.) nous avons effectué des simulations pour estimer la densité de populations des états singulets, triplets et polarons. En supposant que la recombinaison de charges est de type Langevin et le cas de charges équilibrées (densité d'électrons = densité de trous), la population de polarons *n* est donnée par [3]:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J(t)}{ed} - \gamma n^2 \qquad (1)$$

Où *J(t)* est la densité de charges à l'instant *t* et *d* est la largeur de la zone de recombinaison. intersystème. γ est le coefficient de recombinaison bimoléculaire.

Nous pouvons également écrire les équations suivantes pour décrire la densité de population des états singulets et triplets [4]:

$$\frac{dT_1}{dt} = \frac{3}{4}\gamma n^2 - \kappa_T T_1 - \frac{5}{4}\kappa_{TTA} T_1^2 - 2\kappa_{TPA} n T_1 + \kappa_{ISC} S_1 \qquad (2)$$

où κ_T est le taux de désexcitation non radiative des états triplets (T_1), K_{TTA} et K_{TPA} sont les taux d'annihilation triplet –triplet et triplet-polaran respectivement. K_{ISCA} est le taux de croisement.

$$\frac{dS_1}{dt} = \frac{1}{4}\gamma n^2 - \kappa_S S_1 - \kappa_{SS} S_1^2 - \kappa_{STA} S_1 T_1 + \frac{1}{4}\kappa_{TTA} T_1^2 - 2\kappa_{SPA} n s_1 - \kappa_{ISC} S_1 \qquad (3)$$

où κ_S est le taux de désexcitations radiatives et non radiatives des états singulets (S_1). K_{SSA}, K_{STA} et K_{SPA} sont les taux d'annihilation singulet – singulet, singulet – triplet et sigulet-polaran, respectivement.

Les résultats des simulations (Fig.1) en utilisant les paramètres de la littérature (Tab.1) montrent que la densité de polarons sature 30 ns après le démarrage du courant. De plus, la population des états triplet augmente moins rapidement au début et dépasse, rapidement, celle des singulet en se terminant avec une densité mille fois plus grande. Ces résultats indiquent que l'effet laser est potentiellement possible en pompant avec des impulsions de courant de l'ordre de nanoseconde [2].

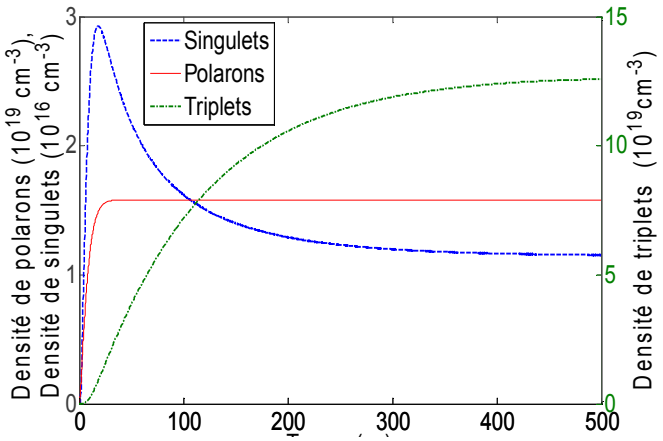


Fig.1 : densités de populations des états singulet, triplet et de polaron

Paramètre	Valeur
κ_S	1.0×10^{9} s^{-1}
κ_{SSA}	3.5×10^{-12} cm^3/s
κ_{STA}	1.9×10^{-10} cm^3/s
κ_{ISC}	1.5×10^{8} s^{-1}
κ_T	6.5×10^{2} s^{-1}
κ_{TTA}	2.2×10^{-15} cm^3/s
κ_{TPA}	2.8×10^{-13} cm^3/s

Tab. 1 : Valeurs des paramètres utilisés dans la simulation

CONCLUSION

Dans cette étude nous avons montré par simulations que des impulsions électriques ayant une largeur inférieure à quelques nm permettent d'éviter les phénomènes d'absorptions et d'extinction et d'éviter l'accumulation des états triplets non radiatifs ayant une durée de vie relativement importante (1 µs - 1ms pour les états triplets contre ~1 ns pour les états sigulets). Ces résultats théoriques sont en cours de validations par des résultats expérimentaux qui seront présentés lors du congrès.

REFERENCES

[1] N. Tessler, G. J. Denton and R. H. Friend, Nature 382, 695-697, 1996.
[2] N. C. Giebink and S. R. Forrest, Phys. Rev. B 79, 073302, 2009.
[3] D. Kasemann, R. Brückner, H. Fröb, and K. Leo, Phys. Rev. B, Vol. 84 , 115208, 2011.
[4] M. Koschorreck, K. Leo et al., Appl. Phys. Lett. Vol. 87, 181108, 2005.

OPTIMISATION DES PROPRIETES ELECTRIQUES ET OPTIQUES D'OLED EN MICROCAVITE

Anthony Coens[1], Mahmoud Chakaroun[1], Alexis P.A. Fischer[1,2], Jeanne Solard[2], Azzedine Boudrioua[1]

[1] *Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS, UMR 7538, 93430, Villetaneuse, France*
[2] *Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Centrale de Proximité en Nanotechnologies de Paris Nord, 93430 Villetaneuse*
anthony.coens@univ-paris13.fr

MOTS-CLEFS : *OLED ; Microcavité ; Diode Laser Organique.*

RESUME

Nous présentons une étude expérimentale visant l'optimisation optique et électrique d'une OLED en microcavité verticale à miroirs diélectriques multicouches. L'optimisation optique de la microcavité et l'optimisation électrique de la densité de courant dans l'OLED en microcavité imposent des contraintes très fortes et opposées sur l'électrode semi-transparente. Les résultats montrent qu'une OLED en microcavité faite d'une hétéro-structure organique de 125 nm d'épaisseur suivie d'une électrode de 15 nm d'épaisseur permet d'avoir une résonance à 620 nm avec un FWHM 4,6 nm tout en conservant une densité de courant supérieure à 1 A/cm^2.

1. INTRODUCTION

Si l'effet laser sous excitation optique a été obtenu depuis plusieurs décennies [1], l'effet laser en pompage électrique n'a toujours pas été démontré à ce jour. Les obstacles majeurs à cette démonstration sont la faible densité de courant tolérée par les diodes électroluminescentes organiques (OLED) et la difficulté de réaliser une cavité laser avec un haut facteur de qualité et donc un faible seuil laser en raison du faible indice de réfraction des composés organiques (n~1,7). A ce jour, les densités de courant dans une OLED à l'état de l'art [2] restent inférieures de plusieurs ordres de grandeurs au plus faible seuil laser équivalent obtenu en pompage optique [3]. De plus les électrodes des OLEDs induisent de fortes pertes par absorption. La réduction de leur épaisseur peut conduire à une augmentation du facteur de qualité mais au détriment de la densité de courant maximale. Une partie de la problématique réside donc dans les effets opposés de la double optimisation optique et électrique. Une autre partie est de réaliser une OLED d'une demi-longueur d'onde d'épaisseur optique afin de définir la longueur d'onde de résonance sans réduire la densité de courant lorsque l'épaisseur de l'hétéro-structure augmente. Dans cette étude, ces deux problématiques sont abordées expérimentalement dans le cas d'une OLED en microcavité verticale à miroirs diélectriques multicouches.

2. L'HETERO-STRUCTURE ORGANIQUE EN MICROCAVITE VERTICALE

L'OLED en microcavité considérée dans ce travail (figure 1) se compose d'un miroir inférieur constitué d'un empilement multicouche diélectrique (TiO_2/SiO_2), déposé sur un substrat de verre et terminé par une couche quart d'onde d'oxyde d'étain et d'indium (ITO) faisant office à la fois de couche de haut indice, et d'anode. L'OLED est constituée d'une couche d'injection de trous m-MTDATA (50 nm), d'une couche de transport de trous NPD (15 nm), d'un système guest-host (30 nm) d'Alq3 dopé DCM2 à 1% formant la couche émettrice, suivi d'une couche d'Alq3 (30 nm) pour l'injection des électrons et d'une couche de LiF (1,3 nm). La dernière couche de l'OLED est une cathode d'aluminium semi-transparente d'une épaisseur comprise entre 5 nm et 100 nm (dans les expériences qui suivent). L'épaisseur totale de l'hétéro-structure organique est de 125 nm ce qui en tenant compte de la pénétration du champ dans les miroirs produit une résonance à 620 nm. Les couches organiques composant l'OLED ainsi que la cathode sont évaporées sous un vide de 2.10^{-7} mbar. L'ensemble de l'hétéro-structure OLED et le miroir inférieur est désigné par «demi cavité », tandis que l'ajout du miroir diélectrique supérieur TiO_2/SiO_2 forme la cavité complète.

3. RESULTATS ET DISCUSSION

La cathode en aluminium de l'OLED est non seulement une source de perte par absorption, mais provoque aussi une résonance optique entre celle-ci et le miroir diélectrique inférieur [4]. L'épaisseur de la

cathode métallique a donc été modifiée entre 5 nm et 100 nm afin d'étudier son impact sur les propriétés électriques et optiques de l'OLED en demi cavité.

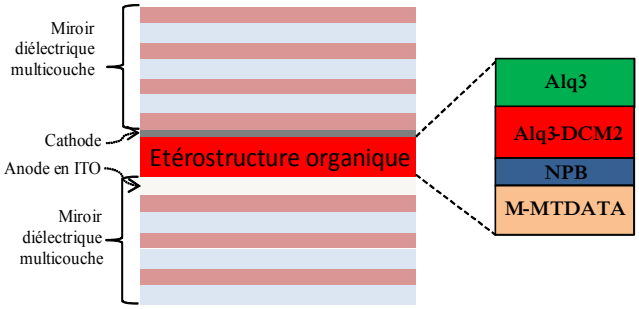


Figure 1 – Structure de l'OLED en microcavité

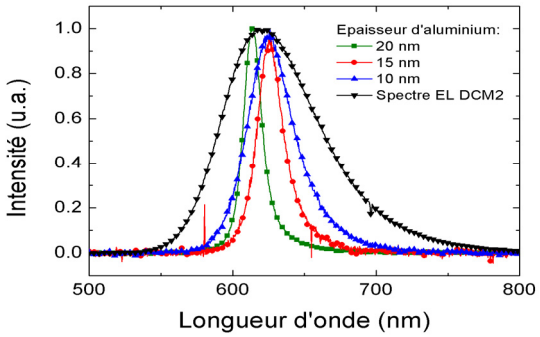


Figure 2 : Spectre d'OLED en 1/2 cavité pour différentes épaisseurs de cathode en aluminium.

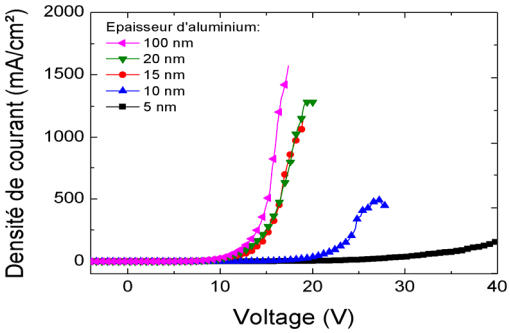


Figure 3 : Variation de la densité de courant selon l'épaisseur d'aluminium.

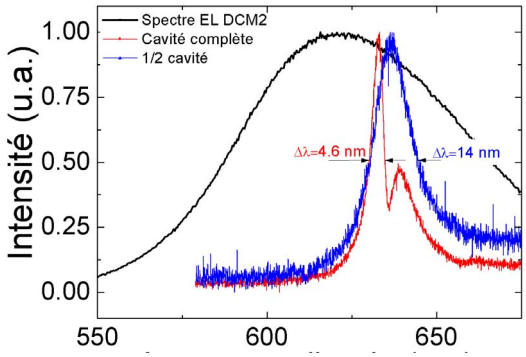


Figure 4 : Spectre d'OLED en cavité complète

La figure 2 présente le spectre d'électroluminescence, observé du coté cathode, pour différentes demi-cavités réalisées avec différentes épaisseurs d'aluminium. La faible largeur du spectre d'émission pour 20 nm d'aluminium (FWHM=12 nm au lieu de 80 nm dans le cas d'une OLED conventionnelle), montre l'effet de résonance parasite. Pour 10 nm d'aluminium, l'effet de la microcavité est bien diminué (FWHM = 37 nm). La figure 3 présente les densités de courant en fonction de la tension pour différentes épaisseurs de la cathode d'aluminium. Un compromis acceptable est obtenu avec 15 nm qui permet une densité de courant supérieure à 1 kA/cm^2 tout en limitant l'effet de résonance. L'OLED en microcavité complète est réalisée avec une hétéro-structure organique de 125 nm, une cathode d'aluminium de 15 nm et en terminant la cavité par le miroir diélectrique supérieur. Le spectre de l'OLED en microcavité complète subit un rétrécissement spectral important présenté sur la figure 4 (FWHM = 4.6 nm).

4. Conclusion

En conclusion, cette étude montre qu'une microcavité $\lambda/2$ optimale est obtenue pour une hétéro-structure organique d'épaisseur 125 nm et une électrode d'aluminium de 15 nm. Nous obtenons ainsi une résonance à 620 nm avec une densité de courant supérieure à 1 A/cm^2. La largeur à mi-hauteur de la résonance est de 4,6 nm, ce qui est, à notre connaissance, le spectre le plus étroit pour une OLED en microcavité excité électriquement en régime continu. Le travail se poursuit pour effectuer la même étude en régime impulsionnel avec des densités de courant plus élevées.

Références

[1] N. Tessler, G. J. Denton, and R.H. Friend, "Lasing from conjugated-polymer microcavities" Nature, vol 382, pp 695-697, 1996.

[2] J. W. Kang, S. H. Lee, H. D. Park, W.I. Jeong ,Y. S. Park, and J. J Kimb, "Low roll-off of efficiency at high current density in phosphorescent organic light emitting diode", Appl. Phys. Lett., vol 90, pp 223508, 1-3, 2007

[3] Rainer F. Mahrt, and Kristian Baumann, "Photonic crystals enable ultra-small organic surface-emitting lasers", SPIE Newsroom, vol 2, 2008.

[4] A. Coens, M. Chakaroun, A. P. A. Fischer, M. W. Lee, A. Boudrioua, B. Geffroy, and G. Vemuri, "Experimental optimization of the optical and electrical properties of a half-wavelength-thick organic hetero-structure in a micro-cavity", OPT. EXPRESS, Vol. 20, pp. 29252-29259, 2012.

SOURCES SEMICONDUCTRICES DE PHOTONS INTRIQUES A TEMPERATURE AMBIANTE

Sara Ducci

Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS-UMR 7162, Case courrier 7021, 75205 Paris Cedex 13, France

sara.ducci@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

La miniaturisation des technologies pour l'information quantique est un sujet qui mobilise les chercheurs de plusieurs communautés : des qubits supraconducteurs, aux sources et détecteurs de photons uniques, en passant par les puces à atomes. Dans le contexte des sources de photons intriqués, les matériaux semiconducteurs offrent un grand potentiel en termes d'intégration. Après un panorama des différentes approches à l'étude actuellement, je présenterai nos résultats sur des guides d'onde en AlGaAs émettant des états à deux photons par conversion paramétrique à température ambiante et aux longueurs d'onde télécom. On s'intéressera à deux types de dispositifs : une microcavité ruban, basée sur un accord de phase contrapropageant, qui a permis de démontrer la génération directe d'états de Bell et qui présente une grande versatilité dans le contrôle des corrélations en fréquence ; une diode laser dessiné pour émettre des photons jumeaux par conversion paramétrique intracavité. Ces travaux ouvrent la voie vers une nouvelle génération de dispositifs où les sources, les circuits logiques et les détecteurs pourraient être intégrés sur la même puce.

MOTS-CLEFS : *photonique quantique intégrée ; intrication ; conversion paramétrique; semiconducteurs.*

1. INTRODUCTION

La production d'états intriqués à deux photons par fluorescence paramétrique a été obtenue pour la première fois en utilisant des cristaux massifs biréfringents [1]; successivement l'utilisation de guides d'onde en niobate de lithium périodiquement inversé (PPLN) [2] a permis d'augmenter l'efficacité de conversion. Dans le but d'optimiser la collection des photons générés, plusieurs travaux sont effectués sur les fibres optiques en utilisant en particulier le mélange à quatre ondes dans des fibres à cristaux photoniques [3] et plus récemment le mélange à trois ondes dans des fibres périodiquement inversées [4]. Dans ce contexte, les matériaux semiconducteurs, ouvrent des grandes potentialités en termes d'intégration de nouveaux dispositifs optoélectroniques; la cascade bi-excitonique dans une boîte quantique a été utilisée pour démontrer la génération de photons intriqués en configuration de pompage optique [5] et électrique [6]. Malheureusement cette approche impose de travailler à température cryogénique, ce qui limite fortement son intérêt pour les applications. Très récemment la génération de photons intriqués a été reportée sur une puce en Silicium par mélange à quatre ondes [7]. Néanmoins, un processus nonlinéaire d'ordre trois est typiquement moins efficace qu'un processus d'ordre deux; par ailleurs la bande interdite indirecte du Si rend très difficile l'intégration d'un laser de pompe dans le dispositif. Par rapport à ces approches la génération paramétrique dans des guides semiconducteur permet un fonctionnement à température ambiante et aux longueurs d'onde télécom, tout en gardant l'avantage d'un processus de conversion efficace et la possibilité d'intégrer le laser de pompe avec le milieu nonlinéaire.

2. DESCRIPTION DES DISPOSITIFS ET RESULTATS

Le premier dispositif est une microcavité ruban conçue de façon telle qu'un faisceau de pompe, incident sur la surface du guide avec un angle d'incidence θ, génère deux faisceaux guidés contrapropageants polarisés orthogonalement dans la bande télécom. En pompant le dispositif avec les deux angles d'incidence correspondants à la dégénération en fréquence et en effectuant une mesure de tomographie quantique nous avons montré la génération directe d'états intriqués en polarisation [8] : une fidélité de 83% à l'état de Bell Ψ^+ est obtenue. Un modèle théorique, prenant en compte les propriétés spatiales du faisceau de pompe, permet de comprendre et augmenter le niveau d'intrication produit. Ces résultats ouvrent la voie vers la génération d'états hyper-intriqués grâce au contrôle des corrélations en fréquence entre les deux photons de la paire via les propriétés spatiales et spectrales du faisceau de pompe.

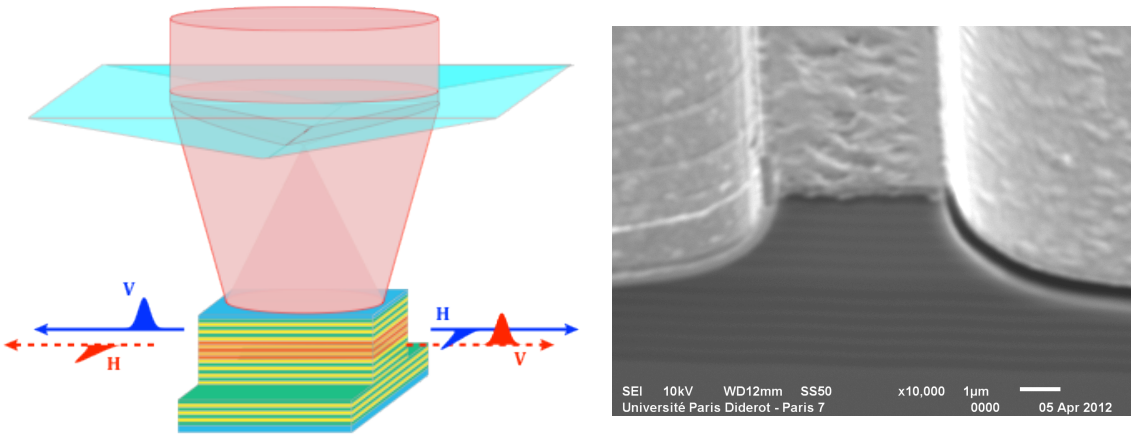


Fig. 1 : Gauche : génération directe d'états de Bell en éclairant une microcavité ruban avec deux angles symétriques en utilisant un biprisme de Fresnel. Droite : image au microscope électronique à balayage d'une diode dessinée pour émettre des photons jumeaux par pompage électrique.

Dans le deuxième dispositif, basé sur un accord de phase modal, le guide contient un puits quantique dans l'objectif d'intégrer le laser de pompe et la conversion nonlinéaire sur la même puce. La structure est optimisée pour obtenir en même temps l'effet laser sur un mode de Bragg TE autour de 775 nm et une conversion paramétrique de type II dans la bande télécom. Nos expériences sur un dispositifs pompé électriquement montrent à la fois une émission laser sur le mode de Bragg et une génération de seconde harmonique autour de 782 nm obtenue en injectant un faisceau externe polarisé à 45° par rapport aux modes TE et TM [9]. L'échantillon est pompé avec des impulsions électriques de 150 ns à un taux de répétition de 10 kHz. Aucun effet thermique a été observé est un seuil laser autour de 400 mA a été mesuré pour un échantillon long 1.75 mm. La puissance laser externe, collectée avec un objectif de microscope, est ~ 7.5×10^{-3} mW/mA, ce qui devrait permettre l'observation de l'émission de photons jumeaux compte tenu de la valeur mesuré de l'efficacité de conversion. Des mesures sont actuellement en cours pour démontrer la génération de paires. Ces résultats sont très prometteurs pour une source complètement intégrée pour les communications quantiques à température ambiante.

RÉFÉRENCES

[1] P. G. Kwiat et al., Phys. Rev. Lett. 75, 4337 (1995).
[2] S. Tanzilli et al., Electronics Lett. 37, 26 (2001) ; K. Sanaka et al., Phys. Rev. Lett. 86, 5620 (2001).
[3] J. Fulconis et al., Phys. Rev. Lett. 99, 120501 (2007).
[4] E.Y. Zhu et al., Phys. Rev. Lett. 108, 213902 (2012).
[5] A. Dousse et al., Nature 466, 217 (2010);
[6] C.L. Salter et al., Nature 45, 594 (2010).
[7] N. Matsuda et al., Sci. Rep. **2**, 817 (2012).
[8] A. Orieux et al. , Phys. Rev. Lett. (Avril 2013).
[9] G. Boucher et al. CK-7.3 (1106) IQEC (2013).

SINGLE MOLECULE TRACKING, SUPER-RESOLUTION IMAGING AND CARBON NANOTUBE MICROSCOPY FOR PROBING CONFINED BIO-ENVIRONMENTS

Laurent Cognet[1,2]

[1] *LP2N, University of Bordeaux, UMR 5298, F-33405 Talence, France*
[2]*Institut d'Optique & CNRS, UMR 5298, F-33405 Talence, France*

lcognet@u-bordeaux1.fr

RÉSUMÉ

In this presentation, several single nano-object microscopy approaches will be presented. Optimized to detect different types of nano-objects like fluorescent dyes, gold nanoparticles or carbon nanotubes, we will discuss their specificities to study complex and confined environments found in biological research.

MOTS-CLEFS : *single molecule detection ; gold nanoparticles ; carbon nanotubes super-resolution microscopy*

The optical microscopy of single molecules has recently been beneficial for many applications, in particular in biology. It allows a sub-wavelength localization of an isolated molecule and a subtle probing of its spatio temporal nano-environment on living cells. In the last decade, the development of such methodologies allowed us unraveling previously unknown cellular mechanisms in neurosciences [1]. It also became crucial to study a large ensemble of molecules on a single cell while keeping the sub-wavelength localization provided by single molecule microscopy. Super-resolution imaging methods achieve this goal. We recently combined different super-resolution imaging methods and single molecule tracking strategies to study the dynamic behavior of adhesion proteins at high density in the adhesion sites of living cells [2-3].

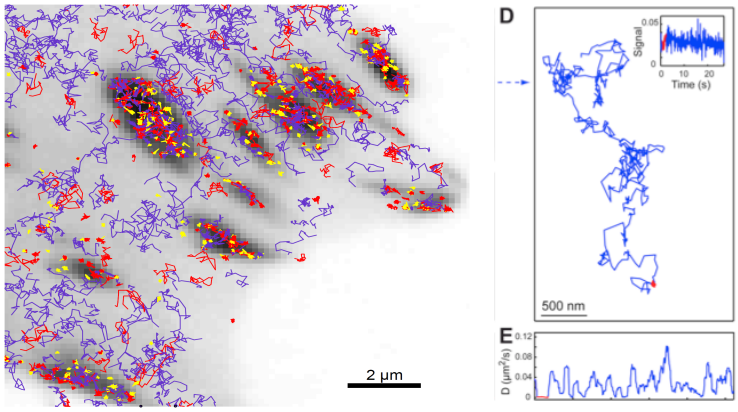


Figure 1: PALM super-resolution microscopy allows high-density single molecule tracking of integrins in/out adhesion sites (left). Even if short trajectories are obtained (<1s), the high number trajectories provides high statistical analysis of the molecules dynamical behaviors [2]. Right: Photothermal tracking of 5 nm gold nanoparticles allows long-term tracking of integrins in/out adhesion sites. Long trajectories are obtained (>30s) (D). In such trajectories, transitions between different dynamic states are studied as seen in (E) where instantaneous diffusion constants vary by more than an order of magnitude in a single trajectory (from [3]).

We also developed a new single molecule super-resolution technique named uPAINT (Universal Point Accumulation in the Nanoscale Topography) giving access to the dynamic behavior of endogenous molecules on living cells at ultra-high densities. Applications of uPAINT on neurons and cancer cells will be presented [4-5].

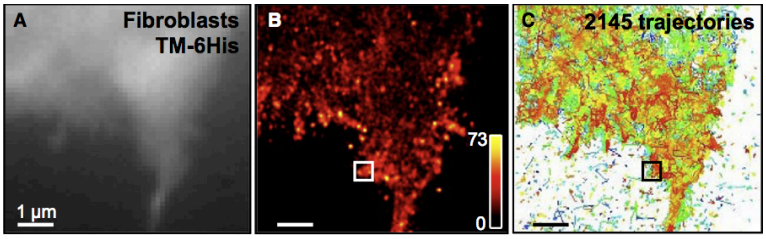


Figure 2: Super-resolution microscopy with uPAINT: (A) Wide-field fluorescence image of a fibroblast expressing a model membrane protein and GFP. (B) Super-resolved image (resolution ~30 nm) of the model protein labeled with a high affinity fluorescent ligand (>104 single molecule detections) and (C) corresponding trajectories. From [4].

For many bio-applications, near-infrared nanoprobes are desirable due to the better transparency of biological tissues at these wavelengths. In this context, single walled carbon nanotube tubes (CNTs) are promising. I will show that semiconducting nanotubes present exceptional luminescence properties. For instance, their luminescence is highly sensitive to the nanotubes environment such that single-molecule chemical reactions with individual nanotubes could be observed [6]. CNTs are amazing 1D nano-objects which behave like stiff filaments and despite decades of theoretical study, the fundamental dynamics of such systems remains a mystery. We have recently shown that in crowded environments even a small bending flexibility strongly enhances their motion. This study establishes definitively the reptation dynamics of stiff filaments and provides a framework to tailor the mobility of CNTs in confined biological environments [7].

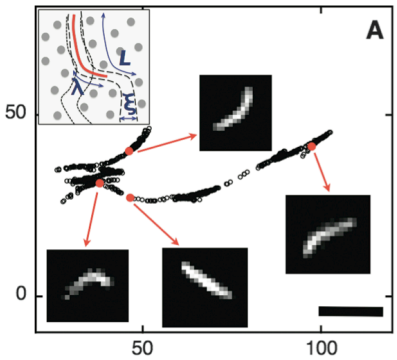


Figure 3: (x, y) center-of-mass trajectories of a carbon nanotube reptating in 1.5 w/w % agarose gel and representative near-infrared images of the nanotube, illustrating the effect of flexibility on reorientation of nanotube in different gel pores (scale bar, 5 mm). (Inset) Schematic of a stiff filament in a fixed network: L is the length of the filament, λ is the deflection length, and ξ is the pore size of the network.

RÉFÉRENCES

[1] M. Heine, L. Groc, R. Frischknecht, JC. Béïque, B. Lounis, G. Rumbaugh, RL. Huganir, L. Cognet, D. Choquet, Science, 320, 5873 (2008) 201-5.
[2] O. Rossier, V. Octeau, J.B. Sibarita, C. Leduc, B. Tessier, D. Nair, V. Gatterdam, O. Destaing, C. Albigès-Rizo, R. Tampé, L. Cognet, D. Choquet, B. Lounis & G. Giannone Nat Cell Biol. 14 (2012) 1057
[3] C. Leduc, S. Si, , J. Gautier, M. Soto-Ribeiro, B. Wehrle-Haller, A. Gautreau, G. Giannone, L. Cognet, and B. Lounis Nano Lett. 13, 4, (2013) 1489
[4] G. Giannone, E. Hosy, F. Levet, A. Constals, K. Schulze, A.I. Sobolevsky, M.P. Rosconi, E. Gouaux, R. Tampé, D. Choquet and L. Cognet, Biophys. J., 99 , 4 (2010) 1303-1310
[5] P. Winckler, L. Lartigue, G. Giannone, F. De Giorgi, F. Ichas, J-B. Sibarita, B. Lounis, L. Cognet Submitted (2013).
[6] L. Cognet, D. Tsyboulski, J. Rocha, C. Doyle, J.M. Tour, R.B. Weisman, Science, 316 (2007) 1465
[7] N. Fakhri, FC. MacKintosh, B. Lounis, L. Cognet L, M. Pasquali, Science, 330 (2010),1804.

CONTROLE DE L'EMISSION DANS LES OPALES - APPLICATION A LA MISE EN ŒUVRE DE CAPTEURS

Phan Ngoc Hong[1,2], P. Bénalloul[1], L. Coolen[1], A. Maître[1], C. Schwob[1]

Z. Guennouni-Assimi[1], R. Farha[1], M-C. Fauré[1], M. Goldmann[1]

N. Griffete[3], C. Mangeney[3]

[1] *Institut des NanoSciences de Paris UMR CNRS 7588, Université Pierre et Marie Curie, 75005 Paris, France*

[2]*Institute of Materials Science, Vietnam Academy of Science and Technology, Hanoi, Vietnam*

[3]*ITODYS UMR CNRS 7086, Université Paris Diderot, 75013 Paris, France*

schwob@insp.jussieu.fr

RÉSUMÉ

Les cristaux photoniques à trois dimensions sont des systèmes très riches pour contrôler la fluorescence de nano-émetteurs en termes de directivité et de taux d'émission spontanée. Parmi eux, les cristaux photoniques auto-organisés, synthétisées par des techniques de chimie douce, connaissent un intérêt croissant. Nous présentons ici différentes structures (opale directe, opale avec défaut planaire, opale inverse) en termes de synthèse, de caractérisation optique et d'étude de la fluorescence. Le concept d'un capteur optique de substances chimiques basé sur la détection de la fluorescence de nanocristaux colloïdaux insérés dans une opale inverse en polymère à empreinte moléculaire est proposé.

MOTS-CLEFS : *cristaux photoniques, photoluminescence, opale inverse*

1. INTRODUCTION

Le couplage de la lumière, sa propagation ainsi que le contrôle de l'émission dans des structures photoniques passives ou actives, ont de nombreuses applications en optoélectronique, dans le solaire et pour la fabrication de détecteurs. Cependant la plupart des nanostructures, sont réalisées en centrale technologique et sont de tailles nanométriques, ce qui rend aussi bien leur fabrication que leur utilisation difficiles. Les opales, cristaux photoniques à trois dimensions auto-organisés, sont une alternative intéressante et connaissent un intérêt croissant en nanophotonique. Les opales (dites directes) sont composées de billes diélectriques, de quelques centaines de nanomètres de diamètre, auto-organisées en structures cristallographiques compactes. On réalise ainsi des structures photoniques versatiles, bien contrôlées, de faible coût de fabrication et dont l'organisation à l'échelle nanométrique s'étend sur des zones de dimensions centimétriques. De par la variation spatiale périodique de leur constante diélectrique, les opales présentent des bandes photoniques interdites. Pour certaines directions et longueurs d'onde, la lumière ne s'y propage pas et est réfléchie, ce qui confère à l'opale sa couleur iridescente. En insérant entre deux opales une couche de défaut planaire composée de billes d'indice ou de diamètre différent, on crée une bande de fréquences passantes au sein de la bande interdite. Si le spectre d'émission de fluorophores insérés dans le défaut de l'opale coïncide avec la bande permise, l'onde électromagnétique reste confinée dans la couche de défaut et l'émission a lieu dans le mode de la cavité ainsi créée: le mode de rayonnement des émetteurs est affecté par l'opale, la densité locale d'états photoniques augmente et l'émission est accélérée par effet Purcell.

2. FLUORESCENCE DANS DES OPALES AVEC DEFAUT PLANAIRE

Les opales sont réalisées par la méthode par convection à partir de sphères de silice [1]. Afin s'insérer un défaut planaire entre deux opales, différentes méthodes sont comparées : des techniques basées sur le transfert sur opale d'une monocouche compacte de sphères de diamètre supérieur à celui de celles qui composent l'opale (Langmuir-Schaefer et Langmuir-Blodgett) et une méthode dans laquelle la couche de défaut est réalisée en pulvérisant de la silice sur l'opale. Dans ce dernier cas, le défaut planaire consiste en une couche de billes allongées (voir figure 1a) qui reproduisent parfaitement la périodicité de la première opale et permettent un dépôt très ordonné de la seconde. La qualité de la structure ainsi obtenue se traduit par un mode de défaut de grande amplitude sur les spectres de réflectivité résolus en angle (voir figure 1b).

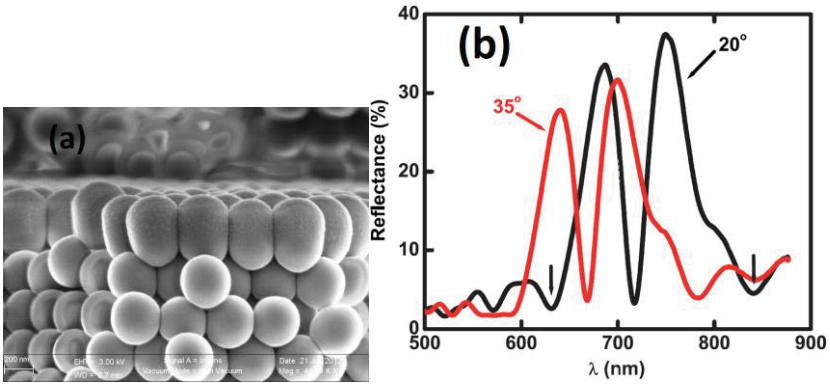


Fig. 1 : (a) image MEB de la couche de défaut composée de silice pulvérisée, déposée sur la première opale. (b) Spectres de réflectivité à des angles spéculaires de 20° et 35° d'un échantillon composé de la couche de silice pulvérisée entre deux opales.

Des nanocristaux colloïdaux de CdTeSe sont déposés sur la couche de défaut ainsi réalisée et recouverts d'une seconde opale. Les spectres de photoluminescence mettent en évidence une remontée de l'émission, à l'intérieur de la bande interdite, pour les longueurs d'onde et les angles de collection correspondant au mode de défaut. L'effet du défaut planaire se traduit par une redirection de la fluorescence.

3. REALISATION D'UN CAPTEUR DE SUBSTANCES CHIMIQUES

Les toutes dernières années ont été marquées par des avancées importantes dans le domaine des polymères dits « à empreintes moléculaires », systèmes biomimétiques robustes capables de capter sélectivement un type de molécule donnée. Ils présentent en effet une structure chimique hautement réticulée à l'intérieur de laquelle se trouvent des nanocavités qui s'apparentent à de véritables moules de l'empreinte de la molécule cible. Un capteur optique peut être réalisé en synthétisant une opale inverse à partir de ces hydrogels. Mis en contact avec la molécule cible, ils peuvent gonfler ou se contracter en solution aqueuse, ce qui conduit à une modification de la périodicité de l'opale inverse et donc à des déplacements spectraux des pics de réflexion. Un capteur de biphénol A, perturbateur endocrinien bien connu, a ainsi été réalisé ; des concentrations aussi faibles que 10^{-9} mol/l ont pu être détectées [2]. Nous proposons ici un capteur, basé non plus sur la réflexion d'un faisceau incident, mais sur la détection de la fluorescence dans le plan de Fourier de nano-émetteurs insérés dans l'opale inverse.

RÉFÉRENCES

[1] P. Jiang, J. Bertone, K. Hwang, V. Colvin, Chem. Mat., vol. 11, p. 2132, 1999.
[2] N. Griffete, H. Frederich, A. Maître, C. Schwob, S. Ravaine, B. Carbonnier, M. Chehimi, C. Mangeney, Journal of Colloid and Interface Science, vol. 364, p.18, 2011.

La photonique des cellules solaires organiques

JJ. Simon, L. Escoubas, D. Duché, J. Le Rouzo, F. Flory

Aix-Marseille Université, Institut Matériaux Microélectronique Nanosciences de Provence - IM2NP, CNRS-UMR 6242
Email: jean-jacques.simon@im2np.fr

Les matériaux organiques présentent des potentialités importantes pour la production de cellules solaires pour différentes raisons: procédés industriels permettant une production à grande échelle et à faible coût, facilité d'intégration (support souple), variété de structures (polymères, petites molécules) et de fonctionnalités offertes par l'aspect organique (optimisation des niveaux des bandes d'énergies, ajustement des spectres d'absorptions…).

Les rendements des cellules solaires organiques ont fortement progressé ces dernières années et dépassent actuellement les 10% [1]. Les efforts ont porté à la fois sur la nature des matériaux avec le développement de polymères à faible gap qui permettent d'exploiter de façon plus large le spectre solaire mais également sur la compréhension des mécanismes à l'origine de la conversion photon-électron et enfin sur la mise au point de nouvelles architectures de dispositifs (cellules inverses, cellules tandem). Dans ce contexte, l'optimisation du couplage entre la lumière incidente et la couche active de la cellule solaire organique reste un challenge essentiel à relever afin de continuer à progresser dans la performance de ces dispositifs.

Lors de cet exposé nous ferons une revue des différentes voies explorées dans le domaine de la photonique pour le photovoltaïque organique. Nous commencerons par rappeler les propriétés optiques des différents matériaux (organiques ou inorganiques) constituant la cellule en insistant sur le caractère particulier des polymères donneurs d'électrons. Nous décrirons ensuite des solutions basées sur l'ingénierie du champ électromagnétique et qui permettent en particulier d'optimiser les architectures des cellules simples ou tandems, ou encore de prévoir leurs aspects colorimétriques. Nous verrons que des concepts plus novateurs, fondés sur les propriétés des cristaux photoniques, peuvent être à l'origine d'une augmentation de l'absorption photonique grâce à une nanostructuration des matériaux. Enfin, nous détaillerons comment l'insertion de structures métalliques et les effets plasmoniques associés peuvent améliorer les performances des cellules solaires organiques.

[1] M. A. Green , K. Emery , Y. Hishikawa , W. Warta , E. D. Dunlop , Prog. Photovoltaics 2012 , 20 , 12 .

CARACTERISATION OPTIQUE DE CELLULES PHOTOVOLTAÏQUES ORGANIQUES A BASE DE P3HT : PCBM

Hassina Derbal-Habak[1], Denis Tondelier[1], Bernard Geffroy[1,2], Yvan Bonnassieux[1]

[1] *Laboratoire de Physique des Interfaces et des Couches Minces UMR CNRS 7647, Ecole Polytechnique, France*
[2]Laboratoire de Chimie des Surfaces et Interfaces, CEA Saclay, IRAMIS, SPCSI, 91191 Gif-sur-Yvette, France,
yvan.bonnassieux@polytechnique.edu

RÉSUMÉ

Les cellules solaires photovoltaïques organiques (OPV) ont été largement étudiées durant ces dernières années. De nouveaux matériaux ont été utilisés soit comme couche photo-active soit comme électrode transparente tout en optimisant l'architecture des cellules. Dans ce travail, on utilise une structure une hétérojonction en volume (HJV) constitué d'un mélange de Poly (3-Hexylthiophene-2,5-Diyl) régiorégulier (P3HT) et de Phényl-C[61]-Acid Métyl Ester (PCBM) avec différentes concentrations et différentes épaisseurs. Nous avons corrélé les caractéristiques optiques (absorption, éllipsométrie) du mélange HJV aux performances photovoltaïques des cellules.

MOTS-CLEFS : *Cellules solaires organiques ; éllipsométrie ; absorption,…*

1. INTRODUCTION

Le dérivé du polythiophène, le P3HT-*RR* est très utilisé pour l'élaboration des cellules solaires. Il possède la mobilité la plus élevée de l'ordre de 0.1 $cm^2/V.s$. Il a été démontré lors de ces études que la régiorégularité est l'un des paramètres les plus importants pour amplifier la mobilité des charges positives (trous) [1]. En effet, la régiorégularité du polymère permet une bonne organisation des chaînes polymères entre elles qui se traduit par un empilement des orbitales π conjugués et l'obtention d'une structuration lamellaire du P3HT -*RR* favorisant un meilleur transport de charges [2, 1, 3,4]. N.S. Sariciftci et *al.* [5] a obtenu un rendement de conversion de 3.5 % pour une cellule solaire photovoltaïque organique (OPV) à réseau interpénétré (hétérojonction en volume) à base de composite P3HT :PCBM dans un rapport massique 1:2. Le même type de cellule a été élaboré par C. Waldauf *et al.* [6], un rendement de 3.8 % sous illumination AM1.5 a été obtenu. En diminuant la concentration du PCBM dans la matrice du polymère (P3HT : PCBM dans un rapport massique 1 :0.8), les cellules ont délivré des rendements de l'ordre de 5 % [7,8]. Plusieurs études ont été rapportées sur les paramètres qui ont un impact sur les performances PV tels que l'effet de la morphologie (via la structure moléculaire, le solvant utilisé ou le traitement thermique des cellules), les matériaux utilisés ainsi que leur rapport massique et les couches tampons [9, 10, 11, 12, 13, 14,15].

Dans ce travail, des cellules solaires organiques HJV à base de P3HT :PCBM ont été réalisées. La couche photo-active a été déposée à différentes vitesses à l'aide d'une tournette pour les différents rapports massiques de P3HT : PCBM (Tableau 1) sur du verre couvert d'oxyde d'indium-étain (ITO) d'une épaisseur de 80 nm. Les deux matériaux P3HT et PCBM ont été solubilisés dans l'ortho-dichlorobenzène. Les cathodes LiF (1.2 nm)/Al (100 nm) ont été déposées par évaporation. Une couche tampon de PEDOT : PSS de 40 nm a été intercalée entre la couche photo-active et l'anode transparente ITO. Le traitement thermique des couches P3HT : PCBM à

108°C pendant 2 minutes a été réalisé avant le dépôt de la cathode. La réalisation complète de la cellule a été effectuée dans une boite à gants. Les mesures d'absorption des différentes couches actives déposées sur verre ont été réalisées avec un spectrophotomètre Jenway 6800. Les indices de réfraction et d'extinction n et k ont été obtenus par une mesure éllipsométrique à l'aide d'un appareil MM16 (Horiba, Jobin-Yvon). Nous avons corrélé les caractéristiques optiques mesurées aux performances photovoltaïques délivrées par ces cellules.

Tab. 1 : Rapport massique (P3HT : PCBM) et épaisseurs obtenues pour les échantillons étudiés.

rapport massique (P3HT :PCBM)	épaisseur (éllipsomètre) (nm)
1:1(a)	134
1:1 (b)	50
2:1(a)	150
2:1(b)	110
1.5:1	140
2:1	160

2. RESULTATS

Les indices de réfraction et d'extinction n, k obtenus par éllipsométrie pour les différentes couches sont présentés sur la figure1.

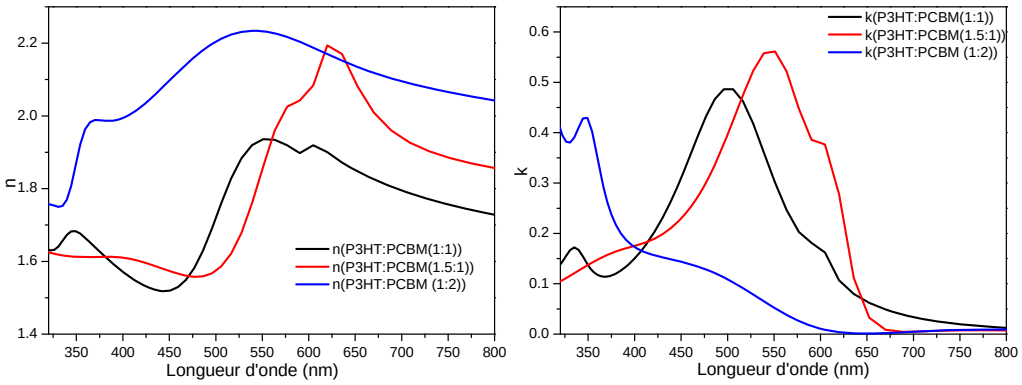


Fig. 1 : Courbes n et k des différentes couches P3HT : PCBM avec différents rapports massiques et pour des épaisseurs identiques de film.

Nous constatons que les indices de réfraction et d'extinction n, k dépendent de la concentration des différents matériaux dans la matrice P3HT : PCBM pour des épaisseurs identiques des films photo-actifs. L'augmentation de la concentration de P3HT dans la matrice influe sur les courbes n et k. La figure 1 montre qu'il y a un décalage de la courbe vers les longueurs d'onde les plus élevées dans le cas de la cellule (1.5 :1) en comparaison avec la cellule (1 :1). Ceci est lié à la forte interaction entre les chaines polymériques due à la forte concentration du P3HT [16,17].

Dans le cas d'un dopage assez élevé en PCBM, nous constatons que l'allure de la courbe n'est plus identique à celle de la cellule (1 :1). Dans le cas du système P3HT :PCBM (1 :2), les valeurs k entre 400 et 800 nm sont plus faibles. Cela est dû à l'interaction entre les chaînes de P3HT et les molécules de PCBM. La présence de PCBM dans le composite P3HT:PCBM diminue l'interaction entre les chaînes du polymère et provoque un certain désordre dans le composite [18]. Nous

constatons aussi un décalage des spectres vers le bleu. En revanche, au voisinage de 350 nm, l'intensité du pic augmente et ceci est lié à la présence du PCBM en forte quantité.

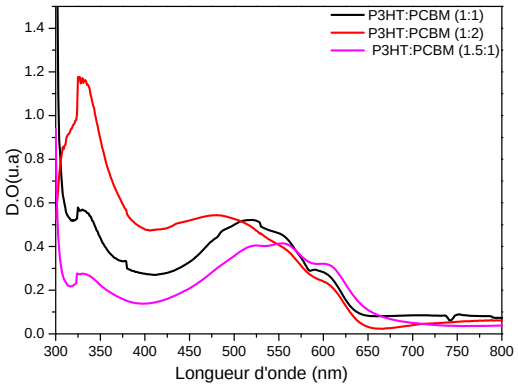


Fig. 2 : Courbes d'absorption des différentes couches P3HT : PCBM avec différents rapports massiques.

La figure 2 représente les spectres d'absorption des différentes couches. Nous constatons que le fort dopage en PCBM modifie aussi l'absorption de la couche. Une forte absorption au voisinage de 350nm a été observée. Dans les autres cas (1 :1) ou (1 .5 :1), l'allure des spectres est identique. Un décalage de l'absorption vers les longueurs d'onde les plus élevées a été noté dans le cas de la cellule (1.5 :1).

Les performances des cellules solaires photovoltaïques organiques HJV à base de P3HT : PCBM sont présentées dans le tableau 2. La Figure 3 représente les courbes I-V obtenues sous éclairement. Les caractéristiques photovoltaïques des cellules solaires organiques dépendent des rapports massiques entres les matériaux et l'épaisseur de la couche photo-active. Dans le cas des cellules élaborées avec le même rapport massique et différentes épaisseurs (1 :1, 2 :1 et 5 :4) on constate que l'effet est plus notable sur les valeurs de J_{sc}. En revanche, le facteur de forme (FF) et la V_{oc} sont pratiquement inchangés. Dans le cas de cellules OPV à base de P3HT :PCBM (1 :1, a) et (1 :1,b), les valeurs de FF sont très proches 0,58 contre 0.52. Nous ne constatons aucune influence de l'épaisseur sur la V_{oc}, les cellules (1 :1,a) et (1 :1,b) délivrent 0.55V et 0.54V respectivement. En revanche, la cellules (1 :1,a) délivre une J_{sc} de 7.1 mA/cm^2 contre 8.8mA/cm^2 dans le cas de la cellule (1 :1,b).
Dans le cas du rapport massique 2 :1 pour les couches photo-actives obtenues avec différentes épaisseurs on constate la même allure de spectre d'absorption (Figure 3). L'absorption est plus importante dans le cas de la couche P3HT : PCBM (2 :1, a) qui possède une épaisseur de 150nm en comparaison avec la couche P3HT :PCBM (2 :1, b) (épaisseur :110nm). En revanche, les performances PV délivrées par la cellule (2 :1, a) sont plus faibles que celles de la cellule (2 :1, b). Aucun effet de l'épaisseur sur les valeurs de FF et de la V_{oc} n'a été noté. La cellule (2 :1, b) délivre une J_{sc} de l'ordre de 7.8 contre 9.0 mA/cm^2 dans le cas de la cellule (2 :1, b). La diminution de la J_{sc} pour la couche active la plus épaisse peut être expliquée par la faible mobilité et la courte durée de vie des porteurs de charges libres [19,20].

Tab. 2 : Performances PV des cellules solaires organiques à base de P3HT : PCBM.

Ratios P3HT:PCBM	η%	V_{oc}(V)	J_{sc} (mA/cm^2)	FF
1:1(a)	2.3	0.55	7.1	0.58
1:1(b)	2.5	0.54	8.8	0.52
5:4(a)	2.4	0.52	8.1	0.56
5:4(b)	2.6	0.49	9.3	0.55
2:1(a)	2.3	0.49	7.8	0.59
2:1(b)	2.6	0.49	9	0.57
1:2	0.9	0.57	3.4	0.45
1.5:1	2.7	0.54	8.3	0.61

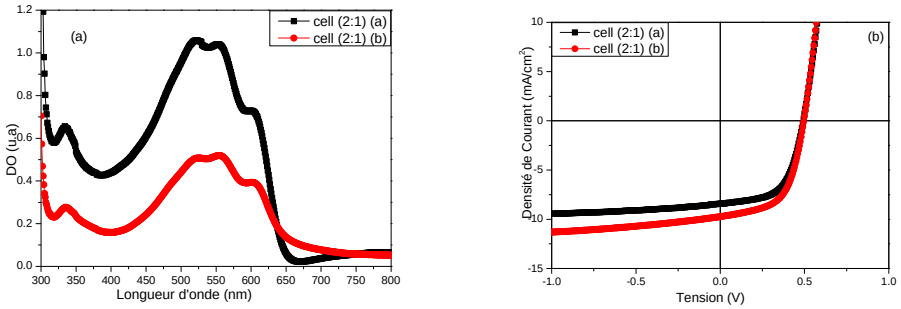


Fig. 3 : (a) Absorption des couches P3HT :PCBM (2 :1) pour deux épaisseurs différentes (b) et caractéristiques J-V sous éclairement.

CONCLUSION

La densité de courant dépend fortement de l'épaisseur de la couche photo-active ainsi que l'épaisseur. Les indices de réfraction et d'extinction ne dépendent en revanche que de la concentration des deux matériaux de la couche photo-active. L'allure des spectres d'absorption de la couche PA ainsi que ces indices n et k sont liées à la concentration de P3HT et PCBM. Dans le cas de la couche fortement dopée en P3HT, l'allure des courbes convergent à celles du P3HT et inversement vers le PCBM. On constate que la valeur de l'indice k de la cellule (1 :2) diminue dans le visible. Ceci corrobore le résultat obtenu en absorption d'où une J_{sc} du système très faible. Dans le cas des cellules fortement dopé en P3HT, un décalage des courbes de l'indice k ou d'absorption vers les longueurs d'onde les plus élevées a été observé.

RÉFÉRENCES

[1] R. J. Kline, M. D. McGehee, M. F. Toney, *Nat. Mater.*, **5** (3), 222 (2006)
[2] T. Erb, U. Zhokhavets, G. Gobsch, S. Raleva, B. Stühn, P. Schilinsky, C. Waldauf, C. Brabec, *Adv. Funct. Mater.*, **15**, 1193 (2005).
[3] L.H. Nguyen, H. Hoppe, T. Erb, S. Günes, G. Gobsch, N.S. Sariciftci, *Adv. Funct. Mater.*, **17**, 1071 (2007)
[4] Y. Kim, S. Cook, S.M. Tuladhar, S.A. Choulis, J. Nelson, J. R. Durrant, D.D.C.Bradley, M. Giles, I.McCulloch, C.S.Ha, M. Ree. *Nat. Mater.* **5**, 3 197 (2006).
[5] F. Pandinger, R.S. Rittberger, N.S. Sariciftci,. *Adv. Funct. Mater.* **13** (1), 85 (2003).
[6] C. Waldauf, P. Schilinsky, J. Hauch, C.J. Brabec, *Thin Solid Films*, **451**, 503 (2004).
[7] W. Ma, C. Yang, X. Gong, K.Lee, A.J. Heeger, *Adv. Funct. Mater.*, **15** (10), 1617 (2005).
[8] M. Reyes-Reyes, K. Kim, D.L. Carolla, *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 083506 (2005).

[9] S. Berson, R. De Bettignies, S. Bailly, S. Guillerez, B. Jousselme, *Adv. Funct. Mater.*, **17** (16), 3363 (2007).
[10] S. Berson, *Thèse*, Université de Joseph Fourrier-Grenoble 1 (2007).
[11] J.M.Verilhac; G. LeBlevennec, D. Djurado, F. Rieutord, M. Chouiki, J.P. Travers, A. Rron, *Synth. Met.*, **156** (11-13), 815 (2006).
[12] K. Kawano, J. Sakai, M. Yahiro, C. Adachi. *Sol. En. Mat. Solar Cells*, **93** (4), 514 (2009)
[13] X. Yang, J. Loos, S.C. Veenstra, W.J.H. Verhees, M.M. Wienk, J.M. Kroon, M.A.J. Michels, R. A. J. Janssen, *Nano Lett.*, **5**, 579 (2005).
[14] H. Hoppe, N.S. Sariciftci, *J. Mater. Chem.*, **16**, 45 (2006)
[15] M. Trun Dang, L. Hirsh, G. Wantz, Adv. Mater, **23**, 3597-3602 (2011)
[16] G. Li, V. Shrotriya, Y. Yao, J. Huang, Y. Yang, *J. Mater. Chem.*, **17**, 3126 (2007).
[17] L. Ma, J. Liu, Y. Yang, Appl. *Phys. Lett.*, **80,** 2997 (2002)
[18] D. Chirvase, J. Parisi, J.C. Hummelen, V. Dyakonov, *Nanotechnology*, **15** (9), 1317 (2004).
[19] L.C. Lin, H. F. Meng, J. T. Shy, S. F. Horng, L. S. Yu, and C. Chem. Phys. Rev. Lett., 90-036601, (2003)
[20] T. J. Savenije, J. M. Warman, and A. Goossens. Chem. Phys. Lett., 287 -148, (1998)

OPTIMISATION DE L'ÉPAISSEUR ET DE L'UNIFORMITÉ DES STRUCTURES PHOTONIQUES FABRIQUÉES PAR INTERFÉRENCE

Thi Thanh Ngan Nguyen[1,2], Quang Liem Nguyen[2], Joseph Zyss[1], Isabelle Ledoux-Rak[1], and Ngoc Diep Lai[1]

[1] *Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, UMR CNRS 8537, Institut D'Alembert, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 94235 Cachan cedex, France*
[2] *Institute of Materials Science, Vietnam Academy of Science and Technology, 18 Hoang Quoc Viet, Cau Giay, Hanoi, Vietnam*

nlai@lpqm.ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

La réalisation de cristaux photoniques requiert la mise en oeuvre de méthodes simples et fiables en vue de nombreuses applications dans le domaine de la photonique. Nous avons mis en évidence que n'importe quelle structure 1D, 2D, ou 3D avec des périodes aussi faibles que 400 nm peut être créée par exposition multiple d'un matériau photosensible à la figure d'interférence résultant de deux faisceaux laser. Une nouvelle technique de compensation a été également mise en évidence afin d'obtenir des structures 2D et 3D uniformes et de grande épaisseur.

MOTS-CLEFS : *Cristaux photoniques, Interférence, Microfabrication, Polymères*

1. INTRODUCTION

La méthode d'interférence de deux faisceaux laser par exposition multiple d'un matériau sensible à la lumière s'avère une excellente technique pour fabriquer de nombreuses structures photoniques à base de polymères [1]. Cette méthode présente beaucoup d'avantages par rapport à d'autres méthodes interférométriques : *simplicité, rapidité, faible coût, et meilleur contraste*, etc. En combinant cette méthode de fabrication avec d'autres techniques, il est également possible d'introduire différents types de défauts au sein des structures périodiques, qui pourront être utilisés pour des applications telles que les guides d'ondes, les micro-cavités, etc. Cependant, les paramètres du laser (longueur d'onde, puissance), les propriétés du matériau (absorption, épaisseur, diffusion), et la procédure de fabrication utilisée (développement, température, etc.) exerce une influence sur la qualité des structures fabriquées. Par exemple, l'épaisseur effective de la structure fabriquée dépend de la longueur d'onde du laser utilisé. Pour surmonter l'effet d'absorption et obtenir des structures uniformes et épaisses, nous proposons une méthode de compensation qui permet de compenser la diminution de l'intensité de la figure d'interférence au cours de la propagation des faisceaux d'inscription [2].

2. CALCULS THÉORIQUES

Considérons par exemple le cas des structures 2D, fabriquées par la méthode d'interférence de deux faisceaux. Ces structures 2D présentent des piliers coniques d'une épaisseur de seulement quelques micromètres. La figure 1(a) illustre la structure théorique obtenue par un laser à 355 nm dans une photorésine SU8. L'épaisseur de cette structure est limitée à 15 μm, et la structure n'est pas uniforme selon la direction verticale. Nous proposons une méthode pour compenser la diminution de l'intensité de la figure d'interférence, comme le montre la figure 1(b). Il s'agit de soumettre l'échantillon à une exposition supplémentaire par un faisceau uniforme dans la direction opposée à celle de la propagation des faisceaux de la figure d'interférence. Lorsque l'échantillon est exposé à la figure d'interférence (deux faisceaux, b1 et b2), l'intensité lumineuse diminue à travers l'épaisseur du film, de 0 à 25 μm, comme le montre la courbe bleue continue dans la fig. 1(c). L'échantillon est ensuite exposé une fois de plus par un faisceau uniforme et indépendant (b3), qui se propage le long de la direction opposée. L'intensité de ce dernier

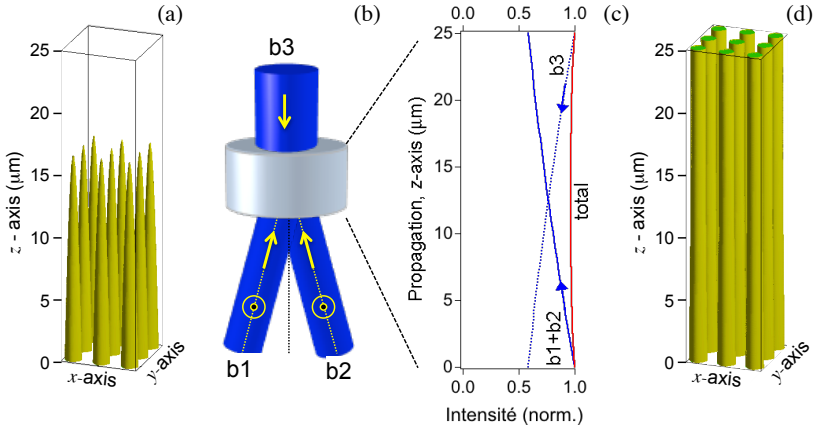


FIGURE 1 : (a) Modélisation de la structure 2D créée par la méthode d'interférence. (b) Principe de la méthode de compensation. (c) Intensité lumineuse des faisceaux et intensité totale au cours de propagation dans la photorésine. (d) Simulation de la structure 2D obtenue par cette méthode de compensation.

faisceau laser diminue à travers l'épaisseur du film, de 25 μm à 0. Les doses de ces expositions se compensent mutuellement, et la dose totale devient presque la même le long de l'épaisseur du film comme le montre la courbe rouge. Une structure uniforme et épaisse est donc obtenue comme le montre la fig. 1(d).

3. DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE

Les figures 2(a) et 2(b) montrent les résultats expérimentaux des structures 2D obtenues par la technique d'interférence de deux faisceaux, sans et avec un faisceau uniforme b3. Sans compensation, la structure 2D est composée des piliers coniques avec une épaisseur de seulement 7 μm. Avec l'aide du faisceau b3, la structure 2D devient uniforme avec une épaisseur de 25 μm, confirmant les prédictions théoriques. La figure 2(c) montre les résultats obtenus avec trois expositions à la figure d'interférence et avec une exposition au faisceau uniforme b3. Cette structure 3D est très uniforme pour une épaisseur de 25 μm, ce qui est très important pour obtenir une bande interdite photonique en 3D.

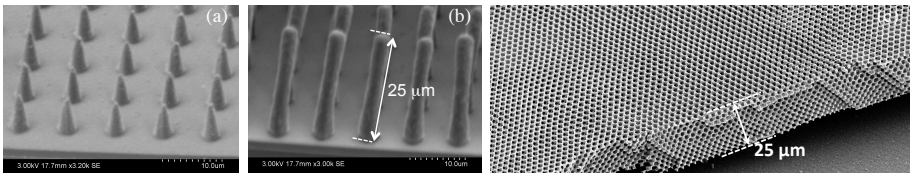


FIGURE 2 : Images MEB des structures 2D et 3D fabriquées avec ou sans faisceau de compensation b3. Structures 2D carrées obtenues sans (a) et avec (b) une exposition supplémentaire au faisceau b3. (c) Structure 3D obtenue par trois expositions à la figure d'interférence de deux faisceaux (b1, b2) et une exposition au faisceau (b3).

CONCLUSION

Nous avons mis en oeuvre une méthode originale pour fabriquer des structures 1D, 2D, ou 3D à base de polymère, avec une période aussi petite que 400 nanomètres, en utilisant une exposition multiple de la figure d'interférence de deux faisceaux laser. Cette méthode de fabrication présente un certain nombre d'avantages par rapport à d'autres méthodes holographiques utilisant l'interférence de trois faisceaux ou plus. De plus, un moyen de compensation a été proposé et validé afin d'obtenir des structures 2D et 3D uniformes et de grande épaisseur. Les nouvelles structures fabriquées par cette méthode ouvrent des possibilités pour des applications intéressantes dans le domaine de la photonique.

RÉFÉRENCES

[1] N. D. Lai, W. P. Liang, J. H. Lin, C. C. Hsu, C. H. Lin, "Fabrication of two- and three-dimensional periodic structures by multi-exposure of two-beam interference technique," Opt. Express **13**, 9605–9611 (2005).

[2] T. T. N. Nguyen, Q. L. Nguyen, J. Zyss, I. Ledoux-Rak, N. D. Lai, "Optimization of thickness and uniformity of photonic structures fabricated by interference lithography," Appl. Phys. A **111**, 297–302 (2013).

Table ronde : organisation du club, prochaines journées ' photonique organique'

A. Boudrioua
Laboratoire de Physique des Lasers UMR7538, 99 avenue Jean Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France
boudrioua@univ-paris13.fr

PHOTONIQUE INTEGREE HETEROGENE SUR SILICIUM

X. Letartre[1]

[1] *Université de Lyon, Institut des Nanotechnologies de Lyon, UMR CNRS 5270*
Ecole Centrale de Lyon, 69130 Ecully, France
xavier.letartre@ec-lyon.fr

RÉSUMÉ

La convergence de la Photonique et de l'Electronique ("Photonics on CMOS") est aujourd'hui reconnue comme un enjeu majeur dans le domaine du traitement de l'information. Elle est en effet rendue nécessaire non seulement pour améliorer les performances des systèmes électroniques tout en réduisant leur consommation, mais aussi pour l'intégration sur une même puce de différentes fonctionnalités (capteurs optiques et circuits de traitement par exemple). Cette convergence passe nécessairement par l'intégration sur le silicium, matériau incontournable de l'électronique, de nouveaux matériaux. C'est notamment le cas des semi-conducteurs III-V indispensables à la réalisation de sources de lumières performantes. Nous montrerons que cette contrainte est aussi un atout pour l'intégration multifonctionnelle, notamment parce que l'optoélectronique bénéficie ainsi de la maturité des technologies silicium. Nous discuterons d'abord des différentes voies d'intégration de nouveaux matériaux, essentiellement III-V (collage moléculaire, hétéroépitaxie), sur silicium. Ce propos sera illustré par des exemples récents de microlasers intégrés sur silicium.
Nous tracerons enfin des perspectives pour la convergence Photonique/Electronique en discutant de l'introduction d'autres matériaux tels que les oxydes métalliques ou le graphène.

MOTS-CLEFS : *Micro-Nano-Photonique, silicium, CMOS, laser*

L'association de l'électronique et de la photonique participe d'une évolution des systèmes de transport et de traitement de l'information. Elle a été avant tout motivée par l'augmentation des débits de données et s'est progressivement imposée à des communications de plus en plus courtes (Figure 1).

Les bandes passantes nécessaires au transport (et au traitement) de ces flux requièrent en effet l'exploitation d'une porteuse très haute fréquence qui ne peut être offerte que par l'optique. Depuis l'introduction de la fibre optique dans les communications longues distances, le photon s'intègre dans les systèmes à des échelles de plus en plus petites et on cherche clairement aujourd'hui à intégrer l'optique directement sur les puces CMOS. Il a fallu cependant tous les développements récents de ma micro-nano-photonique pour que les dimensions des composants d'optique intégrée deviennent compatibles avec celles des circuits électroniques et donnent lieu aux premières démonstrations industrielles [1]. Il faut aussi noter que l'introduction de la photonique sur les puces CMOS peut répondre à d'autres besoins que le transport d'informations puisqu'elle permet d'augmenter les fonctionnalités des systèmes intégrés, par exemple en associant capteurs optiques et circuits de commande et de traitement de l'information.

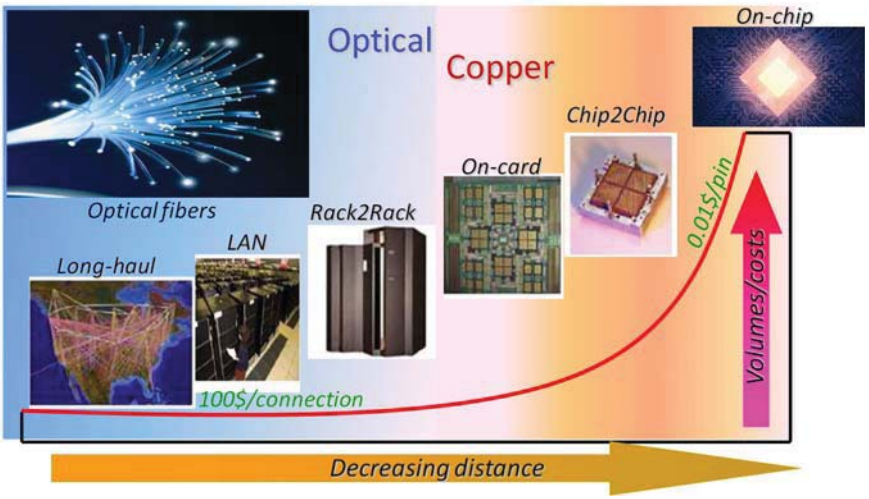


Fig. 1 : introduction progressive de l'optique dans les interconnections. La limite optique/électrique est repoussée vers la droite par l'augmentation des performances des composants optoélectroniques et la diminution de leur taille et de leur coût de fabrication (source : CEA-LETI).

Ce désir d'intriquer, sur la puce elle-même, l'électronique et la photonique impose à cette dernière de s'adapter au matériau silicium. Cette contrainte est à la fois une chance et une difficulté. Le silicium est en effet un excellent matériau pour l'optique, non seulement aux longueurs d'onde utilisées par les datacoms (1.3-1.6 µm) mais aussi dans la gamme du moyen infrarouge (2-8 µm), exploitée dans les applications capteurs. Son fort indice de réfraction permet la conception de dispositifs compacts et ses pertes sont très faibles dans ces gammes spectrales. De plus son comportement optique peut être modulée en mettant en œuvre des mécanismes bien connues de l'électronique (injection ou déplétion de porteurs, …). Ce sont ces propriétés remarquables qui ont permis la démonstration d'un grand nombre de composants de photonique intégrée (guides d'onde, filtres, routeurs, modulateurs, photodétecteurs…). Il reste cependant que le silicium, de part son gap indirect, est un mauvais émetteur de lumière et que, malgré quelques démonstrations récentes [2], il ne permet pas la réalisation de sources lasers intégrées efficaces.

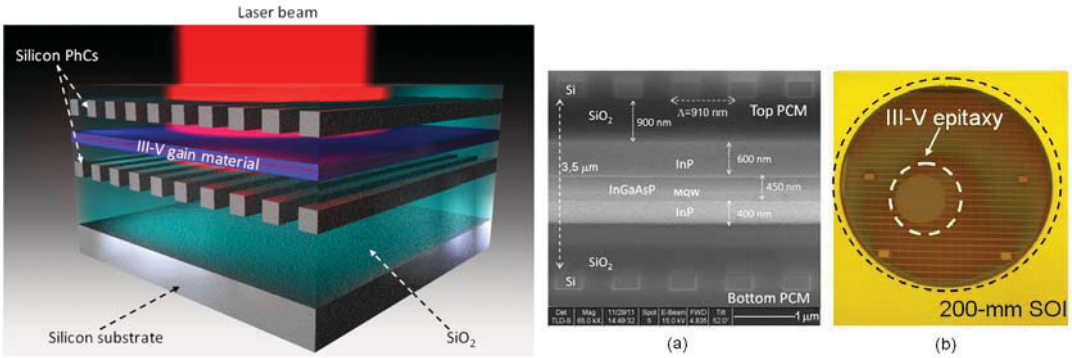


Fig. 2 : A gauche : Vue d'artiste d'un microlaser III-V/Si. La cavité de ce laser émettant vers la surface est définie par la nanostructuration des couches silicium, conservant ainsi l'intégrité du III-V. A droite : coupe du microlaser réalisé et vue de dessus du substrat III-V reporté sur silicium [3].

Pour pallier à cette insuffisance, il est tout naturel de s'orienter vers les semi-conducteurs III-V, matériaux phares de l'optoélectronique, notamment dans le domaine des télécommunications. On se heurte alors à la difficulté d'intégrer ces matériaux avec le silicium puisque, essentiellement à cause de désaccords de maille importants, l'épitaxie III-V/Si reste très délicate.

Dans cet exposé nous discuterons tout d'abord des techniques développées pour surmonter ce problème, que ce soit par des procédés d'épitaxie spécifiques (croissance de nanostructures,

utilisation de couches « tampons »,…). Nous verrons ensuite comment le report, par collage moléculaire, de couches III-V sur Si est une alternative à l'hétéroépitaxie.

Une deuxième partie de la présentation sera consacrée à la description de différents types de microlasers III-V/Si. Nous montrerons que l'association de ces matériaux n'est pas seulement une contrainte mais offrent, aux technologies laser, des possibilités inégalées.

Nous conclurons par une discussion sur les potentialités qu'offrirait un accroissement de l'hétérogénéité sur les puces, en associant sur silicium, non seulement les semi-conducteurs III-V, mais aussi d'autres matériaux fonctionnels tels que des oxydes métallique ou le graphène.

RÉFÉRENCES

[1] Voir par exemple http://optics.org/indepth/3/2/4
[2] J. Liu et al., Semicond. Sci. Technlo. 27, 094006 (2012)
[3] C. Sciancalepore et al., SPIE Newsroom: http://spie.org/x92213.xml (2013)

Vers une imagerie structurale des cellules rétiniennes in vivo

M. Paques
Centre d'Investigation Clinique 503, Hôpital des Quinze-Vingts, 28 rue de Charenton, 75012 Paris, France
michel.paques@gmail.com

Le diagnostic et le suivi des traitements des maladies de la rétine, la cause la plus importante de cécité dans les pays développés, repose de plus en plus sur l'imagerie optique dont différentes technologies se sont imposées dans la pratique clinique. L'optique adaptative (OA) est utilisée pour l'étude des maladies rétiniennes depuis une quinzaine d'années en laboratoire, plus récemment en clinique. Les progrès techniques ont permis d'obtenir depuis quelques années des systèmes robustes et d'utilisation relativement aisée, permettant aux cliniciens de de développer des modèles d'interprétation des images obtenues à partir d'une expérience clinique qui s'élargit de manière exponentielle. Ceci a permis en particulier de démontrer qu'au-delà de l'imagerie des seuls photorécepteurs, cible pour laquelle la technologie a été initialement développée, l'OA permet une analyse à l'échelle microscopique de nombreuses structures rétiniennes impliquées dans les maladies rétiniennes les plus courantes telles que la dégénérescence maculaire liée à l'âge et l'hypertension artérielle. Ceci devrait à terme modifier en profondeur le suivi des patients sous traitement. Cependant, la modélisation de l'interaction lumière-cellules rétiniennes est encore incomplète, pénalisant l'interprétation sémiologique et donc l'intégration en clinique. Une meilleure compréhension de ces interactions permettra à la fois d'orienter le design des systèmes d'OA tout en augmentant son intéret médical.