

CONGRÈS DE LA



Société Française d'Optique

04 – 07 JUILLET 2016

OPTIQUE



BORDEAUX 2016

COLOQ HORIZONS JNOG JRIOA CLUBS PAMO-JSM (SFP)

15^e COLLOQUE
SUR LES LASERS
ET L'OPTIQUE
QUANTIQUE

20^e CONFÉRENCE
HORIZONS DE
L'OPTIQUE

36^e JOURNÉES
NATIONALES
D'OPTIQUE
GUIDÉE

8^e JOURNÉES
RECHERCHE
INDUSTRIE
DE L'OPTIQUE
ADAPTATIVE

CLUBS THÉMATIQUES
DE LA SFO
3^e journées du club
Nanophotonique et
4^e journées nationales
du Club Photonique Organique

INVITÉ SPÉCIAL
Colloque commun de
la division de Physique
Atomique, Moléculaire
et Optique et les Journées
de Spectroscopie
Moléculaire de la



LA REMISE DES PRIX SFO | LA REMISE DU PRIX AIMÉ COTTON (SFP/PAMO)
L'EXPOSITION AU CŒUR DU CONGRÈS | LES RENCONTRES PÉDAGOGIQUES | LA SESSION
INDUSTRIELLE | LES STUDENT CLUBS ET CHAPTERS | LA VITRINE DE L'INNOVATION 2016

DATE LIMITE DE SOUMISSION : 1^{ER} AVRIL 2016
www.sfoptique.org



Présentations posters

Posters de la session PAMO/JSM

P0	Symétries vibrationnelles par imagerie raman cohérente <i>C. Cleff, H. Rigneault, S. Brasselet et J. Duboisset</i>	72
P1	Effet Stark dynamique dans le dysprosium et l'holmium <i>H. Li, M. Lepers, J.-F. Wyart et O. Dulieu</i>	73
P2	Effets De L'orientation Sur Les Sections Efficaces Multi-Différentielles de Double Ionisation De La Molécule De Chlorure D'hydrogène <i>S. Mokrani, H. Aouchiche et C. Champion</i>	74
P3	Génération d'impulsions attosecondes portant du moment orbital angulaire <i>R. Généaux, C. Chappuis, A. Camper, O. Gobert, T. Auguste et T. Ruchon</i>	75
P4	Refroidir des ions de terre rare par laser <i>M. Lepers, Y. Hong, J.-F. Wyart et O. Dulieu</i>	76
P5	Structure moléculaire de films de mouillage étudiés par des techniques de spectroscopie vibrationnelle <i>L. Dalstein, J. Liljeblad et E. Tyrode</i>	77
P6	Biréfringence magnétique linéaire du vide sous champ magnétique pulsé <i>A. Rivère, A. Cadène, M. Hartman, M. Fouché, R. Battesti et C. Rizzo</i>	78
P7	Amplification paramétrique infrarouge dans La₃Ga₅Ta_{0,5}O₁₄ <i>E. Boursier, P. Segonds, B. Boulanger, J. Debray, G. Archipovaite, S. Petit, J.C. Delagnes et E. Cormier</i>	80
P8	Bandes rouges de NiH et NiD détectées par CRDS <i>G. Dobrev, J. Morville, D. Tokaryk, A. Ross et P. Crozet</i>	81
P9	Scattering of light by small clouds of cold interacting atoms <i>Y. Sortais, S. Jennewein, M. Besbes, S. Jenkins, N. Schilder, C. Sauvan, J.-J. Greffet, J. Ruostekoski et A. Browaeys</i>	82
P10	Creation of a strongly dipolar gas of ultracold ground-state ^{23}Na ^{87}Rb molecules <i>R. Vexiau</i>	83
P11	FROG monocoup achromatique du visible à l'infrarouge moyen <i>A. Dubrouil, S. Beaulieu, F. Catoire, E. Constant, D. Descamps, J.C. Delagnes, E. Cormier et Y. Mairesse</i>	84
P12	Décroissance Libre de l'Induction XUV de Paquet d'Ondes de Rydberg <i>E. Bloch, S. Beaulieu, R. Généaux, D. Descamps, S. Petit, V. Blanchet, F. Légaré et Y. Mairesse</i>	86
P13	Optical Fields To Control Ultracold atomic/molecular collisions <i>A. Orbán, R. Vexiau, A. Crubellier, E. Luc-Koenig, H.-C. Nägerl, G. Pupillo, O. Dulieu et N. Bouloufa-Maafa</i>	87
P14	Spectroscopie de la molécule d'ammoniac dans le proche infrarouge <i>P. Cacciani, J. Cosleou, M. Khelkhal, P. Cermak et J. El Romh</i>	88
P15	Photoionization of CH₄, H₂O and NH₃ within a Sturmian Approach <i>C. Granados-Castro, G. Gasaneo, D. Mitnik et L.U. Ancarani</i>	89
P16	Laser-induced fluorescence in NiD <i>M. Abbasi, A. Ross et P. Crozet</i>	90
P17	Electron Impact Ionization of CH₄, H₂O and NH₃ within a Sturmian Approach <i>C. Granados-Castro et L.U. Ancarani</i>	91
P18	Sources moyen infrarouge largement accordables basées sur des lasers à cascade quantique développées pour la détection de gaz <i>L. Bizet, R. Vallon, B. Parvitte, G. Maisons, M. Carras et V. Zéninari</i>	92
P19	Coulomb Three-body Systems with Different Masses: Ground State Calculations using Adjustable Sturmian Functions <i>J. Randazzo et L.U. Ancarani</i>	93
P20	Développement d'un spectromètre à diode laser pour la mesure de CO₂ dans les applications à l'aérologie <i>A.-L. Moriaux, R. Vallon, C. Cilindre, G. Liger-Belair, B. Parvitte et V. Zéninari</i>	94
P21	Scattering problems with nondecaying sources: two-photon ionization as a benchmark <i>A.I. Gomez, G. Gasaneo, D. Mitnik, M. Ambrosio et L.U. Ancarani</i>	95
P22	Conception et simulation de cuves photoacoustiques de type Helmholtz miniatures pour la détection de gaz atmosphériques <i>B. Parvitte, R. Vallon et V. Zéninari</i>	96

P23	Etude spectroscopique à haute résolution de méthane vers 1,65 μm pour la mission spatiale MERLIN <i>R. Vallon, B. Parvite, T. Delahaye, H. Tran et V. Zéninari</i>	97
P24	Testing the velocity distribution of atoms flying nearly-parallel to a wall <i>P. Todorov et D. Bloch</i>	98
P25	Continuous cold-atom inertial sensor with 1 nrad.s⁻¹ rotation stability <i>B. Fang, I. Dutta, D. Savoie, B. Venon, C. Garrido Alzar, R. Geiger et A. Landragin</i>	100
P26	Réponse optique d'agrégats d'argent libres et environnés <i>R. Schira et F. Rabilloud</i>	101
P27	Une nouvelle spectroscopie en couche interne: ionisation et excitation simultanée de deux électrons de cœur. <i>F. Penent, P. Selles, P. Lablanquie, J. Palaudoux, L. Andric, M. Nakano, Y. Hikosaka, K. Ito, T. Marchenko, O. Travnikova, G. Goldsztejn, L. Journel, R. Guillemin, D. Céolin, M. Simon, M. Piancastelli et S. Carniato</i>	102
P28	State selected sympathetically cooled H₂⁺ ions for precision measurements <i>J. Heinrich, N. Sillitoe, J.-P. Karr, A. Douillet, T. Louvradoux et L. Hilico</i>	103
P29	Interaction plasmonique de Casimir-Polder hors équilibre <i>R. Messina, N. Bartolo, D. Dalvit et F. Intravaia</i>	104
P30	Développement de senseurs à atomes froids compacts pour la navigation inertielle <i>L. Fouché, L. Chichet, B. Barrett, B. Battelier, H. Porte, F. Napolitano et P. Bouyer</i>	105
P31	La spectroscopie Ramsey-Comb: une méthode originale de spectroscopie haute résolution dans l'ultra-violet lointain <i>R. Altmann, S. Galtier, L. Dreissen et K. Eikema</i>	106
P32	Le myrténal et ses hydrates : caractérisation par calculs de chimie quantique et spectroscopie micro-onde <i>M. Chrayteh, P. Dréan et T. Huet</i>	107
P33	Dual-Species Bose-Einstein Condensates for a Weak Equivalence Principle test in microgravity <i>G. Condon, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Barrett, B. Battelier, A. Landragin et P. Bouyer</i>	108
P34	Expérience de diffraction d'électrons ultrarapide et présentation de résultats obtenus sur un échantillon de silicium monocristallin. <i>G. Gallé et J. Faure</i>	109
P35	Photoionization du radical méthylidène <i>B. Gans, F. Holzmeier, J. Krüger, C. Falvo, A. Röder, A. Lopes, G. Garcia, C. Fittschen, J.-C. Loison et C. Alcaraz</i>	110
P36	Structure électronique excitée du méthylcyanoacétylène étudiée par photoabsorption VUV <i>N. Lamarre, B. Gans, S. Douin, L. Vieira Mendes, N. De Oliveira, C. Crépin, M. Chevalier, R. Kolos, J.-C. Guillemin et S. Boyé-Péronne</i>	111
P37	Probing superfluidity in a quasi two-dimensional Bose gas through its local dynamics <i>L. Longchambon</i>	112
P38	Mesures Atmosphériques par SpEctromètre Ultra Léger (AMULSE) dédiés à des mesures de profils verticaux des gaz à effet de serre (CO₂, CH₄) sous ballons stratosphériques : développement instrumental et application sur le terrain. <i>R. Maamary, L. Joly, T. Decarpenterie, J. Cousin, N. Dumelié, B. Grouiez, G. Albora, N. Chauvin, Z. Miftah-El-Khair, D. Legain, D. Tzanos, J. Barrié, E. Moulin, M. Ramonet, F.-M. Bréon et G. Durry</i>	113
P39	Backward Raman Amplification in plasma <i>R. Nuter et V. Tikhonchuk</i>	114
P40	Photodétachement en cavité optique <i>D. Bresteau, C. Drag et C. Blondel</i>	115
P41	Manipulation cohérente d'un condensat de Bose-Einstein d'ytterbium sur la transition 'd'horloge'. <i>A. Dareau, M. Scholl, Q. Beaufils, D. Döring, M. Bosch Aguilera, R. Bouganne, J. Beugnon et F. Gerbier</i>	116
P42	Réactions contrôlées de cations et d'anions <i>A. Lopes, C. Romanzin, B. Cunha De Miranda et C. Alcaraz</i>	117
P43	Instabilités spatiales dans un nuage d'atomes froids <i>R. Romain, A. Jallageas, P. Verkerk et D. Hennequin</i>	118
P44	Excitation, Recombination and Dissociation of Molecular Cations in Cold Ionised Media: Mechanisms and Cross Sections <i>F. Colboc, J.Z. Mezei, S. Niyonzima, S. Ilie, M.D. Epee Epee, D.A. Little, B. Peres, V. Morel, N. Pop, M. Leppers, K. Chakrabarti, O. Motapon, D. Benredjem, A. Bultel, O. Dulieu, K. Hassouni, J. Tennyson et I.F. Schneider</i>	119
P45	Elementary Processes Involving H₂: From Early Universe Towards Star Formation <i>J.Z. Mezei, F. Colboc, C. Coppola, O. Motapon, C. Jungen et I.F. Schneider</i>	120

P46	Couplage Vernier d'un peigne de fréquence optique à une cavité de haute finesse pour la spectroscopie d'hydrure métallique d'intérêt astrophysique <i>J. Morville, P. Crozet, L. Rutkowski et A. Ross</i>	121
P47	Interplay between material and optical chirality during self-induced optical vortex generation in liquid crystals <i>N. Kravets et E. Brasselet</i>	122
P48	Towards measuring parity violation in cold chiral molecules using vibrational spectroscopy <i>S. Tokunaga, M. Pierens, D.B.A. Tran, R. Santagata, A. Shelkownikov, O. Lopez, C. Daussy, C. Chardonnet, A. Amy-Klein et B. Darquié</i>	124
P49	Vers une nouvelle mise en pratique du kelvin par spectroscopie laser <i>B. Darquié, O. Kozlova, S. Tokunaga, C. Chardonnet, S. Briaudeau et C. Daussy</i>	125
P50	Single-atom imaging of fermions in a quantum-gas microscope <i>B. Peaudecerf, E. Haller, J. Hudson, A. Kelly, D.A. Cotta, G.D. Bruce et S. Kuhr</i>	126
P51	Formation and Destruction of Molecular Ions in Cold ion-Atom Hybrid Traps <i>H. Da Silva Junior, M. Aymar, M. Raoult et O. Dulieu</i>	127
P52	Rydberg atoms of Ytterbium <i>H. Lehec, A. Zuliani, W. Maineult, P. Pillet et P. Cheinet</i>	128
P53	Génération de potentiels versatiles sur un gaz de bose dégénéré à deux dimensions <i>J.-L. Ville, R. Saint-Jalm, M. Aidelsburger, L. Corman, J. Beugnon, S. Nascimbène et J. Dalibard</i>	129
P54	Application de l'intrication spatiale à l'imagerie fantôme temporelle <i>S. Denis, P.-A. Moreau, F. Devaux et E. Lantz</i>	130
P55	Caractérisation des phases non-linéaires et des couplages spatio-temporels des amplificateurs à dérive de fréquence par la méthode D-Scan <i>A. Volte, J.C. Delagnes, S. Petit et E. Cormier</i>	132
P56	Diffraction d'atomes d'Argon métastables lents sur nanoréseaux <i>F. Correia, N. Fabre, F. Perales, J. Baudon, M. Ducloy et G. Dutier</i>	134
P57	Discriminer une Variation de Me/Mp à 1.5 μm <i>F.L. Constantin</i>	136
P58	Etude théorique des états de Rydberg de l'ion HeH⁺ en utilisant le modèle Halfium <i>I. Bouhali, S. Bezzaouia, M. Telmini et C. Jungen</i>	137
P59	Un ralentisseur Zeeman à aimants permanents et autres outils. <i>D. Ben Ali, C. De Rossi, M. De Goer, L. Longchambon, R. Dubessy, T. Badr, A. Perrin et H. Perrin</i>	138
P60	Écoulements optofluidiques pilotés par chauffage laser <i>D. Riviere, H. Chraïbi, U. Delabre et J.-P. Delville</i>	140

Posters des Journées Nationales d'Optique Guidée

P61	Laser à Fibre verrouillé en phase à base de graphène comme absorbant saturable déposé sur un taper <i>G. Semaan, P. Mouchel, M. Salhi, M. Le Flohic et F. Sanchez</i>	142
P62	Compression spectrale améliorée par une modulation de phase correctrice sinusoïdale <i>C. Finot et S. Boscolo</i>	145
P63	Pré-distorsion numérique à très faible complexité pour la compensation d'effets non-linéaires au sein d'un transmetteur optique CO-OFDM <i>M. Younes, S. Azou, N. Tanguy, P. Morel, M. Telescu et C. Diouf</i>	148
P64	PICS4ALL : Faciliter l'Accès à la Conception et à la Production de Circuits Intégrés Photoniques <i>K. Schires, D. Erasme et F. Grillot</i>	151
P65	Laser picoseconde à fibre Yb à taux de répétition continûment accordable entre 11 et 18 GHz <i>A. Aubourg, J. Lhermite, S. Hocquet, E. Cormier et G. Santarelli</i>	154
P66	Réalisation d'une source Yb accordable tout-fibrée accordable pour la conversion de fréquence vers le domaine visible par mélange à quatre ondes dans des fibres microstructurées <i>R. Royon, J. Lhermite, J.C. Delagnes, E. Cormier, G. Santarelli, R. Jamier, P. Roy, D. Darwich et R. Dauliat</i>	157
P67	Laser à Fibre Dopee Erbium Integrant un Interféromètre de Mach-Zehnder pour la Generation d'impulsions Ultra Courtes à Haute Cadence <i>R. Si Fodil, F. Amrani, A. Kellou et P. Grellu</i>	160

P68	Réalisation de guides d'onde enterrés avec un procédé quasi-planaire <i>S. Calvez, A. Arnoult, P.-F. Calmon, A. Lecestre, C. Fontaine, A. Monmayrant et G. Almuneau</i>	163
P69	Interactions non linéaires basées sur un accord de phase modal dans des guides GaN à très faibles pertes. <i>M. Gromovyi, F. Semond, J. Brault, A. Courville, P. Baldi, J.Y. Duboz et M. De Micheli</i>	166
P70	GENERATION D'IMPULSIONS PICOSECONDES HAUTE ENERGIE DANS UN OSCILLATEUR PARAMETRIQUE OPTIQUE A FIBRE ACCORDABLE AUTOUR DE 1.7 μm <i>R. Becheker, M. Tang, P.-H. Hanzard, A. Tyashev, A. Mussot, A. Kudlinski, A. Kellou, J.-L. Oudar, T. Godin et A. Hideur</i>	169
P71	Stabilisation d'un laser Brillouin fibré non résonant pour la pompe : application à la génération de porteuse opto-RF ultra-pure. <i>G. Danion, L. Frein, D. Bacquet, G. Pillet, S. Molin, L. Morvan, G. Ducournau, M. Vallet, P. Szriftgiser et M. Alouini</i>	172
P72	Laser à verrouillage de modes par absorbant saturable à semi-conducteur massif à fort contraste <i>P.-H. Hanzard, M. Tang, L. Fang, A. Haboucha, T. Godin, I. Sagnes, C. Bachelet, J.-L. Oudar et A. Hideur</i>	175
P73	Mesure in situ de vitesses de détonation par réseaux de Bragg à périodes variables <i>S. Magne, Y. Barbarin, A. Lefrançois, V. Chuzeville, J. Luc, K. Woirin, G. Laffont et P. Ferdinand</i>	178
P74	Pre-compensation des effets thermiques pour la montée en puissance dans une fibre aperiodique à large pitch <i>D. Darwich, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoît, K. Schuster et P. Roy</i>	181
P75	Performances de nouveaux codes hybrides à deux dimensions MPS/ZCC dans un système CDMA optique temps/ longueur d'onde <i>C. Kandouci</i>	184
P76	Fibre monomode polarisante à mode fondamental aplati de diamètre 30μm <i>P. Gouriou, F. Scol, C. Valentin, Y. Quiquempois, L. Bigot, O. Vanvincq, E. Hugonnot et G. Bouwmans</i>	187
P77	Combinaison cohérente d'une barrette de diodes laser en cavité interférométrique <i>G. Schimmel, I. Doyen, S. Janicot, M. Hanna, P. Georges, G. Lucas-Leclin, J. Decker, P. Crump, G. Erbert, U. Witte et M. Traub</i>	190
P78	Modulation en bande latérale unique et translation de fréquence optique accordable <i>C. Guyot, J.C. Tchahame Nouginihi, A. Mottet, N. Bourriot et J. Hauden</i>	193
P79	Contrôle électrique et magnétique de l'effet Goos-Hänchen dans une hétérostructure électro-optique / magnéto-électrique <i>F. Bentivegna, Y. Dadoenkova, N. Dadoenkova, I. Lyubchanskii, R. Petrov et M. Bichurin</i>	196
P80	Source Laser accordable a base des cristaux photoniques non-linéaires (PPLT-2D) <i>H. Chikh-Touami, R. Kremer, Z. Illas, M.W. Lee, L.M. Simohamed, L.-H. Peng et A. Boudrioua</i>	199
P81	Developement d'un endoscope pour l'imagerie Raman cohérente <i>V. Mytskaniuk, A. Lombardini, X. Chen, S. Sivankutty, J. Wenger, R. Habert, C. Fourcade-Dutin, E.R. Andresen, A. Kudlinski et H. Rigneault</i>	202
P82	Design D'un Laser A Miroir En Boucle Non Linéaire Pour La Génération Contrôlée De Mono- Bi- Et Tri-solitons <i>C.B.L. Mback, P. Tchofo Dinda, B. Igbonacho, P. Grellu et A.-B. Moubissi</i>	205
P83	Single frequency high power and low intensity noise 1064nm laser <i>G. Guiraud, G. Santarelli et N. Traynor</i>	208
P84	Amplification paramétrique d'impulsions femtosecondes à dérive de fréquence à 1 μm dans la gamme μJ <i>P. Morin, J. Dubertrand, P. Beaure D'Augères, G. Bouwmans, A. Kudlinski, Y. Quiquempois, A. Mussot et E. Hugonnot</i>	211
P85	Guides d'onde OP-GaAs enterrés à faibles pertes pour la conversion de fréquence vers le moyen-infrarouge <i>S. Roux, A. Evirgen, M. Lecomte, G. Lehoucq, O. Parillaud, B. Gérard, A. Grisard et E. Lallier</i>	214
P86	Réalisation d'une source de photons uniques fibrée <i>P. Boucher, G. Labroille et N. Treps</i>	217
P87	Effet des résonances parasites dans les réseaux optiques sur puce avec une topologie en anneau <i>A. Parini et C. Peucheret</i>	219
P88	Mesure des nonlinéarités effectives du 3ème ordre d'un guide optique par une technique D-scan bi-directionnelle <i>S. Serna et N. Dubreuil</i>	222
P89	Contrôle du confinement des photons à l'intérieur de membranes à cristaux photoniques: Application à des dispositifs spectralement et spatialement sélectifs <i>C. Blanchard, P. Viktorovitch, C. Jamois, J.-L. Leclercq, J.-P. Hugonin, C. Sauvan et X. Letartre</i>	225
P90	Simulations et mesures des pénalités de chirp d'un modulateur silicium en anneau résonant <i>O. Dubray, G. Beninca De Farias, A. Myko, O. Lemmonier, P. Grosse, I. O'Connor et S. Menezo</i>	228

P91	Impact de la diffusion Raman sur la dynamique multi-impulsionnelle dans un laser à fibre à gestion de la dispersion <i>M. Alsaleh, P. Tchofo Dinda, T. Uthayakumar, E. Tchomgo Felenou et P. Grelu</i>	231
P92	Passage de Lumière entre Guides d'onde Photoinduits et Analogies avec des Systèmes Quantiques Hors Résonance <i>H. Oukraou, V. Coda et G. Montemezzani</i>	234
P93	Stabilisation et Réduction de la Largeur de Raie d'un Laser Accordable Autour de 1,55 μm avec une Cavité en Anneau Fibrée et Référencée. <i>P. Grüning, A. Chaouche-Ramdane, M.W. Lee, V. Roncin, F. Du-Burck, S. Trebaol et P. Besnard</i>	237
P94	Analyse, par la METHODE S2 AVANCEE, du couplage de mode dans une FIBRE BI-MODE soumise à une contrainte localisée. <i>C. Castineiras</i>	241
P95	Conception d'un photorécepteur cohérent pré-amplifié réalisé en filière PIC INP pour les applications à 100- 400 Gbit/s <i>G. Santini, C. Caillaud et M. Achouche</i>	244
P96	Génération d'un supercontinuum visible et plat dans une fibre à cristaux photoniques fortement dopée en GeO₂ <i>D. Aydin, T. North, C.-S. Brès, A. Monteville, D. Landais, O. Legoffic et D. Méchin</i>	247
P97	Étude Théorique de la Propagation Optique Simultanée de Données et d'une Pompe de Forte Puissance pour une Liaison Tout-Optique de 10 km Adaptée à des Observatoires de Fond de Mer <i>R. Hamié, E. Dimitriadou, L. Ghisa, V. Quintard, M. Guegan, A. Perennou, M. Fadlallah et A. Hamié</i>	250
P98	Génération et manipulation d'états multi-photon sur puce hybride <i>P. Vergyris, T. Meany, T. Lunghi, J. Downes, M. Steel, M. Withford, O. Alibart et S. Tanzilli</i>	253
P99	Source à Régénération Cascadée en Régime Similariton <i>T. North et C.-S. Brès</i>	256
P100	Vers une source de paires de photons aux longueurs d'onde telecom en fibre à coeur liquide <i>M. Cordier, A. Orioux, R. Gabet, E. Diamanti, I. Zaquine, T. Harlé, N. Dubreuil et P. Delaye</i>	259
P101	Auto-référencement d'un peigne de Kerr par interférométrie f- 2f <i>A. Coillet, P. Del'Haye, T. Fortier, K. Beha, D. Cole, K.Y. Yang, H. Lee, K. Vahala, S. Papp et S. Diddams</i>	262
P102	Nouveaux 'front end' tout fibrés du LULI2000 <i>L. Meignien</i>	265
P103	Interférométrie Adaptative pour la Réalisation d'un Capteur à Fibre Optique Multimode de Grande Sensibilité <i>A. Peigné, U. Bortolozzo, S. Residori, S. Molin, D. Dolfi et J.-P. Huignard</i>	268
P104	Mesure de la Rétrodiffusion dans une Cavité Résonante en Fibre Creuse pour la Gyrométrie <i>A. Ravaille, G. Feugnet, F. Bretenaker, F. Benabid et G. Humbert</i>	271
P105	CONTROL OF LIGHT IN MULTIMODE FIBER AMPLIFIERS - A Theoretical Model For Evaluating The Gain-Dependent Transmission Matrix <i>T. Sperber, S. Gigan, N. Treps et P. Sebbah</i>	274
P106	Une méthode de compensation hétérodyne pour le transfert de pureté spectrale <i>O. Sahni, A.J. Walsh, L. Barry, V. Panapakkam, S. Trebaol et P. Besnard</i>	277
P107	Détermination de la distribution radiale des pertes dans une fibre optique <i>C. Sabatier</i>	280
P108	Microring SOI en cavité laser fibrée pour la génération de trains d'impulsion ultra-rapides <i>M. Meisterhans</i>	283
P109	Ridge électro-optique LiNbO₃ réalisé par scie circulaire de précision <i>A. Caspar, G. Ulliac, M. Suarez, M. Häyrynen, M. Roussey, C. Calero, W. Qiu, M. Kuittinen, M.-P. Bernal et N. Courjal</i>	286
P110	Sélection modale par réseau de Bragg dans un amplificateur à fibre multimode dopée Nd³⁺ <i>B. Leconte, B. Cadier, H. Gilles, T. Robin et M. Laroche</i>	289
P111	Caractérisation en bruit d'un amplificateur Brillouin large bande <i>W. Wei, S. Fresnel, O. Sahni, S. Trebaol, L. Yi, Y. Jaouën et P. Besnard</i>	292
P112	Seed Laser diode in pulsed operation: limitations and reliability investigations <i>G. Le Galès, G. Marcello, S. Joly, G. Pedroza, A. Morisset, F. Laruelle et L. Bechou</i>	295
P113	High energy thulium chirped pulse amplifier in all-fiber format <i>D. Gaponov, L. Lavoute, J.-T. Gomes, P. Cadroas, S. Février, A. Hideur et N. Ducros</i>	298
P114	Ultrafast Amplifier Timing Jitter and Drift Characterization <i>A. Casanova, Q. D'Acremont, G. Santarelli, S. Dilhaire et A. Courjaud</i>	301

P115	Réseaux de guides couplés en Silicium <i>J.-M. Moison, C. Minot, X. Leroux, L. Vivien et N. Belabas</i>	304
P116	Segmentation dans des guides et reseaux de guides InP en arete <i>C. Minot, J.-M. Moison, E. Cambрил, S. Guilet et N. Belabas</i>	307
P117	Modélisation et caractérisation d'un laser à modes verrouillés fibré pour la génération très haute fréquence <i>V. Auroux, A. Fernandez et O. Llopis</i>	310
P118	Highly efficient nonlinear waveguides in LiNbO3 fabricated by a combination of Soft Proton Exchange (SPE) and E-beam writing. <i>M. Neradovskiy, D. Chezganov, L. Gimadeeva, E. Vlasov, V. Kvashnin, E. Kolchina, A. Akhmatkhanov, M. Chuvakova, D. Alikin, H. Tronche, F. Doutre, P. Baldi, V. Shur et M. De Micheli</i>	313
P119	Stabilisation de doubleurs de fréquence à fibre optique périodiquement polée <i>L. Lablonde, Y. Hernandez, S. Guillemet et C. Corbari</i>	315
P120	Fibres optiques multimatériaux a coeur vitrocéramique par le procédé powder in tube <i>D. Pomarede, J.L. Auguste, G. Humbert, S. Chenu, G. Delaizir, J.-R. Duclere, M. Allix, C. Genevois, E. Veron, P. Roy, P. Thomas et G. Matzen</i>	318
P121	Plasmonique nonlinéaire intégrée: modes asymétriques et transitions spatiales dans les guides nonlinéaires à fente <i>M. Elsayy et G. Renversez</i>	321
P122	Etude de la largeur de raie d'un laser à boîte quantique InAs/InP soumis à une force de rappel optique <i>H. Huang, K. Schires, P. Poole et F. Grillot</i>	324
P123	Dispersion engineering on silicon-germanium-on-silicon ridge waveguides for mid-infrared supercontinuum generation <i>M. Sinobad, D. Allieux, M. Calvo, R. Orobtchouk, J.-M. Fedeli, S. Boutami, C. Monat, A. Mitchell et C. Grillot</i>	327
P124	Fibre optique à maintien de polarisation fonctionnalisée avec une matrice vitreuse par l'exploitation de la technologie 'Poudre' <i>M. Kudinova, G. Humbert, J.-L. Auguste et G. Delaizir</i>	330

Posters des Journées Nationales Photonique Organique

P125	Effet Thermique Dans Les μ-OLED En Régime Impulsionnel <i>L. Zeng, A. Chime, M. Chakaroun, M.W. Lee, A. Fischer, H. Nkwawo et A. Boudrioua</i>	333
P126	Amélioration et extinction de l'électroluminescence des OLEDs par des nanoparticules plasmoniques d'argent aléatoirement évaporées dans l'hétéro-structure organique <i>A.T. Diallo, S. Khadir, M. Chakaroun, A. Fischer et A. Boudrioua</i>	335
P127	Utilisation de la diffusion de seconde harmonique pour sonder l'organisation interne de nanoparticules organiques à base de chromophores dipolaires <i>J. Daniel, F. Bondu, F. Adamietz, M. Blanchard-Desce et V. Rodriguez</i>	337

Posters des Rencontres pédagogiques

P128	Avantage de l'Expérience de Polarisation dans l'Enseignement des Propriétés d'Onde de la Lumière <i>K. Nguyen Hoang Dang</i>	339
P129	Apprentissage par projet : réalisation d'un vibromètre laser à effet doppler <i>C. Lapre, C. Eustache, M. Party, T. Daugey et F. Devaux</i>	340
P130	L'Optique et la lumière dans l'enseignement des Télécommunications <i>J.-C. Pissondes</i>	341
P131	Dispositif Pédagogique d'Holographie Numérique avec un Modulateur Spatial de Phase <i>M. Jacquot, M. Asmad Vergara, P. Sandoz, F. Courvoisier, R. Giust, L. Froelhy et J. Dudley</i>	342
P132	Arc en Ciel Chaotique <i>L. Larger, M. Jacquot, Y.K. Chembo et J. Dudley</i>	343
P133	Lightbox: le kit pédagogique <i>R. Dubessy, L. Longchambon et C. Daussy</i>	344
P216	Le mooc : la physique, vivez l'expérience !! <i>S. Chenais, S. Forget et C. Daussy</i>	345

Posters du club Horizons de l'optique

P217	Nanogravure douce induite par la composante magnétique du champ lumineux <i>T. Yatsui, T. Tsuboi, M. Yamagushi, K. Nobusada, S. Tojo, F. Stehlin, O. Soppera et D. Bloch</i>	346
P218	Moment cinétique non conventionnel de la lumière dans un faisceau Gaussien convergeant <i>R. Mathevet et G. Rikken</i>	348
P219	Luminescence excitonique de nanoparticules de ZnO synthétisées par voies supercritiques: comparaison avec l'émission d'un cristal <i>V. Jubera, E. Ilin, S. Marre, M. Dumergue, P. Martin et C. Aymonier</i>	350
P220	Détection d'un signal temporel fantôme unique par multiplexage spatial de la mesure <i>F. Devaux, P.-A. Moreau, S. Denis et E. Lantz</i>	352
P221	Transformée de Fourier fractionnaire optique en temps réel <i>C. Schnebelin et H. Guillet De Chatelus</i>	354
P222	Integration of High Coherence High Power Broadly Tunable Single Frequency Semiconductor Lasers for NIR & MIR Applications <i>B. Chomet, L. Ferrières, V. Lecocq, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, L. Cerutti, S. Denet et A. Garnache</i>	356
P223	Génération d'impulsions attosecondes portant du moment orbital angulaire <i>R. Généaux, C. Chappuis, A. Camper, O. Gobert, T. Auguste et T. Ruchon</i>	358
P224	Imagerie fantôme temporelle avec grandissement par projection d'ombre <i>P. Ryczkowski, M. Barbier, A. Friberg, J. Dudley et G. Genty</i>	360
P225	Experimental Evidence of Plasmonic Superradiance <i>P. Fauché, M. Comesana-Hermo, S. Ravaine, R. Vallée, P. Tamarat et B. Lounis</i>	362
P226	Super-résolution par imagerie de phase quantitative <i>P. Bon, S. Leveque-Fort, J. Wenger, B. Lounis et L. Cognet</i>	364
P227	Breaking the acoustic diffraction limit in photoacoustic imaging with multiple-speckle illumination <i>T. Chaigne, J. Gateau, M. Allain, O. Katz, S. Gigan, A. Sentenac et E. Bossy</i>	365
P228	Oscillateur Paramétrique Optique continu simplement résonant à 1.6μm à largeur de raie ultrafine <i>F. Bretenaker, C. Siour et A. Ly</i>	367
P229	Développement d'un procédé de micro-usinage laser pour le recyclage des optiques en silice du Laser MegaJoule. <i>T. Doualle, L. Gallais, S. Monneret, P. Cormont, S. Bouillet, A. Bourgeade, C. Ameil et L. Lamaignère</i>	369
P230	Filtres optiques interférentiels complexes <i>T. Begou, F. Lemarchand, M. Lequime et J. Lumeau</i>	371
P231	Micro-spectromètre compact, à haute résolution spectrale, intégré sur détecteur: premier spectre <i>T. Diard, F. De La Barrière, Y. Ferrec, N. Guérineau, S. Rommeluère, G. Martin et E. Le Coarer</i>	374
P232	Imagerie de phase quantitative appliquée à l'analyse de l'interaction laser matière dans les matériaux et composants optiques <i>L. Gallais et S. Monneret</i>	376
P233	Transparent bioceramics for bioactivity and medical applications <i>M. Prakasam, J. Locs et A. Largeteau</i>	378
P234	Etude comparative de vibromètres pour la détection de vibrations ultrasonores <i>C.M. Goloni, O. Jacquin, V. Girardeau, E. Lacot, O. Hugon et G. Temporão</i>	381
P235	Imagerie sans lentille appliquée au diagnostic anatomopathologique <i>S. Morel, L. Hervé, T. Bordy, O. Cioni, A. Delon, C. Fromentin, J.-M. Dinten et C. Allier</i>	383
P236	Optomagnets generation in metallic structures by spin-orbit coupling between photon and free electrons in structured fields. <i>Y. Lefter, U. Fischer et T. Grosjean</i>	385
P237	Laser-induced Correlative SHG and Fluorescence in a Silver-containing Phosphate Glass Under a Train of Femtosecond Laser Pulses <i>E. Smetanina, B. Chimier, Y. Petit, T. Cardinal, L. Canioni et G. Duchateau</i>	386
P238	Corrélations entre les figures de speckle transmises et réfléchies par un milieu fortement diffusant <i>N. Fayard, A. Goetschy, P. Réfrégier, R. Pierrat et R. Carminati</i>	388
P239	Développement d'un microscope polarimétrique de Mueller à balayage laser utilisant une swept source <i>A. Le Gratiet, M. Dubreuil, S. Rivet et Y. Le Grand</i>	390

P240	Plasmonique de Nanocubes Au par Microscopie de Photoémission d'Electrons, Excitation Sélective par Action de la Polarisation <i>S. Mitiche, S. Marguet et L. Douillard</i>	392
P241	Manipulation optique de quanta de flux uniques <i>W. Magrini, I. Veshchunov, S. Mironov, A. Godin, J.-B. Trebbia, A. Buzdin, P. Tamarat et B. Lounis</i>	394
P242	Inscription De Guides D'onde Par Irradiation Laser Femtoseconde dans des Verres de Phosphate de Zinc à l'Argent <i>A. Abou Khalil, J.-P. Bérubé, J.-C. Desmoulin, T. Cardinal, Y. Petit, R. Vallée et L. Canioni</i>	396
P243	Imagerie pompe-sonde ultra rapide avec ligne à délai acousto-optique <i>X. Audier, N. Balla et H. Rigneault</i>	398
P244	Réponse impulsionnelle et inférence bayésienne pour la calibration de pinces optiques via la lumière rétrodiffusée <i>F. Gillant, K. Perronet, J. Moreau, M. Richly, A. Alexandrou et N. Westbrook</i>	400
P245	Nanoantennes plasmoniques nonlinéaires : de la génération de porteurs chauds au rôle de la cristallinité <i>R. Méjard, S. Viarbitskaya, O. Demichel, A. Bouhelier et B. Cluzel</i>	401
P246	Modal expansions of Maxwell equations and their application to optics and opto-mechanics <i>J. Burgin et M. Perrin</i>	403
P247	Matrice d'interféromètres de Mirau micro-fabriqués comme composant d'un système OCT plein-champ multicanaux <i>N. Passilly, S. Perrin, L. Froehly, S. Bargiel, O. Gaiffe, J. Lullin, J. Albero et C. Gorecki</i>	405
P248	Généraliser les modèles de polarisabilité aux particules diélectriques <i>A. Devilez, R. Colom, B. Stout et N. Bonod</i>	407
P249	Apport de l'optique non-linéaire à l'imagerie infrarouge pour la détection de cibles à longue distance <i>R. Demur, A. Grisard, L. Morvan, E. Lallier, N. Treps et C. Fabre</i>	409
P250	Génération de second et de troisième harmonique d'oxydes nanométriques en suspension <i>J. Riporto, Y. Mugnier, C. Galez, L. Bonacina et R. Le Dantec</i>	411
P251	Light Sheet Microscopy for live imaging of compartmented cell systems <i>G. Recher, D. Strehle, K. Alessandri, M. Feyeux, B. Gurchenkov et P. Nassoy</i>	413
P252	Single-shot imaging through scattering layers via bispectrum analysis of speckle <i>T. Wu, O. Katz et S. Gigan</i>	415
P253	Etude des propriétés optiques de nanoluminophores obtenus par différentes voies de synthèse. <i>B. Mutelet, A. Garcia, Y. Petit et L. Canioni</i>	417
P254	Microscopie topographique diffractive temps-réel <i>J. Bailleul, B. Simon, M. Debailleul et O. Haeberlé</i>	419
P255	Superfluid light flow in a photorefractive crystal <i>M. Garsi, M. Bellec et C. Michel</i>	421
P256	Génération Multifréquence par Photomélangage avec une Tension Alternative <i>F.L. Constantin</i>	423
P257	Fluorescence of semiconductor nanocrystals coupled to optical Tamm cavities <i>F. Feng, W. Daney De Marcillac, X. Lafosse, S. Portalupi, M. Nasilowski, D. Dubertret, J.-M. Frigerio, C. Schwob, A. Maître, P. Senellart et L. Coolen</i>	425
P258	Nouvelle méthode de détermination d'indice de matériaux en couches minces <i>M. Lequime, D. Stojcevski, S. Nadj, C. Koc, C. Grèzes-Besset et J. Lumeau</i>	427
P259	Imagerie de modes de cristaux photoniques par génération de troisième harmonique <i>X. Checoury, Y. Zeng, I. Roland, Z. Han, M. El Kurdi, S. Sauvage, B. Gayral, C. Brimont, T. Guillet, F. Semond et P. Boucaud</i>	429
P260	Contrôle cohérent de l'absorption dans les milieux désordonnés <i>A. Goetschy, S.M. Popoff, S.F. Liew, S.W. Sheehan, C. Schmuttenmaer, Y. Bromberg, A.D. Stone et H. Cao</i>	431
P261	Propriétés optiques des auto-assemblages moléculaires sur graphène <i>S. Le Liepvre, L. Douillard, C. Fiorini, F. Charra, A.-J. Attias et P. Du</i>	433

Posters du Club Nanophotonique

P262	Microlentilles Basées sur la Diffraction par des Nano Objets Métalliques et Organiques <i>O. Ziane, S. Zaiba, A. Tellal et P. Baldeck</i>	435
P263	Quenching, Plasmonic, and Radiative Decays in Nanogap-based Antennas <i>R. Faggioli, J. Yang et P. Lalanne</i>	437
P264	Coupling of quasi-normal modes <i>K. Cognée, F. Koenderink et P. Lalanne</i>	439
P265	Photémission stimulée par des Plasmons de surface de réseaux et de nanoparticules métalliques : Expérience et Modélisation. <i>H. Jouin, M. Raynaud, G. Duchateau, G. Geoffroy, N. Fedorov et P. Martin</i>	441
P266	Couplage entre des émetteurs et des nanofils en argent pour réaliser le transfert d'énergie de fluorescence à grande distance au moyen de plasmons de surface <i>J. De Torres, P. Ferrand, G. Colas Des Francs et J. Wenger</i>	443
P267	Vibrations Acoustiques de Nanoparticules Bipyramidales : Vers des Nano-balances Multicritères <i>J. Burgin, B. Dacosta Fernandes, P. Langot, J. Oberlé, P. Massé, M. Tréguer-Delapierre, N. Vilar Vidal et S. Ravaine</i>	445
P268	Plasmon excitation of thin metallic films by a light emitted from an STM tip <i>M. Achlan et G. Raseev</i>	447
P269	Investigation sur les Procédés d'Usinage par Jet-Photonique en Bout de Fibres Optiques Façonnées <i>G. Chabrol, J. Zeligowski, P. Twardowski, Y. Takakura, P. Pfeiffer, J. Fontaine et S. Lecler</i>	449
P270	Optical response of arrays of Au hemispheres on transparent substrates <i>M. Kildemo, A. Baron, J. Banon, T. Brakstad et I. Simonsen</i>	452
P271	Dynamique électronique et transfert d'électron photo-induit dans des nanoparticules hybrides Ag-ZnO <i>J. Oberlé, J. Burgin, B. Dacosta Fernandes, P. Langot, J.-P. Delville, I. Shupyk et M.-H. Delville</i>	454
P272	Plasmonique de surface opalique : une approche combinée champ proche et champ lointain <i>A. Maître, C. Lethiec, G. Binard, T. Popescu, H. Frederich, P. Ngoc Hong, E. Yraola, C. Schwob, F. Charra, L. Coolen et L. Douillard</i>	456
P273	Méthodes de type élément fini pour la nanophotonique computationnelle <i>S. Lanteri, C. Scheid et J. Viquerat</i>	458

Posters du Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique (COLOQ'15)

P274	Application de l'intrication spatiale à l'imagerie fantôme temporelle <i>S. Denis, P.-A. Moreau, F. Devaux et E. Lantz</i>	460
P275	Générateur de fonctions optiques à 80 GHz <i>J. Fatome, K. Hammani, B. Kibler et C. Finot</i>	462
P276	Façonnage optique intra-cavité dans un laser impulsionnel à fibre <i>S. Boscolo, J. Peng et C. Finot</i>	464
P277	Oscillateur Paramétrique Optique continu simplement résonant à 1.6μm à largeur de raie ultrafine <i>F. Bretenaker, C. Siour et A. Ly</i>	466
P278	Laser picoseconde à fibre Yb à taux de répétition continûment accordable entre 11 et 18 GHz <i>A. Aubourg, J. Lhermite, S. Hocquet, E. Cormier et G. Santarelli</i>	468
P279	Vers une observation de l'absorption par un atome de l'émission thermique en champ proche <i>J.C. De Aquino Carvalho, A. Laliotis, P. Chaves De Souza Segundo, I. Maurin, M. Ducloy et D. Bloch</i>	470
P280	Contribution sub-Doppler en rétrofluorescence pour une vapeur atomique optiquement épaisse <i>J.C. De Aquino Carvalho, A. Laliotis, M. Chevrollier, M. Oria et D. Bloch</i>	472
P281	Generation and parametric amplification of broadband phase stabilized few cycle pulses at 2.9 μm <i>G. Archipovaite, S. Petit, J.C. Delagnes et E. Cormier</i>	474
P282	Métrie et étude des processus d'endommagement laser en régime sub-picoseconde dans les couches minces optiques <i>L. Gallais</i>	476
P283	Oscillateur opto-RF chaotique verrouillé en fréquence <i>A. Thorette, M. Romanelli, M. Brunel et M. Vallet</i>	478

P284	Architectures de liens optiques pour les futurs réseaux métrologiques <i>A. Bercy, N. Quintin, W.-K. Lee, F. Stefani, C. Chardonnet, G. Santarelli, O. Lopez, P.-E. Pottier et A. Amy-Klein</i>	480
P285	Caractérisation des phases non-linéaires et des couplages spatio-temporels des amplificateurs à dérive de fréquence par la méthode D-Scan. <i>A. Volte, J.C. Delagnes, S. Petit et E. Cormier</i>	483
P286	États comprimés à une longueur d'onde télécom, une approche entièrement guidée. <i>B. Fedrici, F. Kaiser, A. Zavatta, V. D'auria et S. Tanzilli</i>	485
P287	Double asservissement Pound-Drever-Hall sur un interféromètre de Michelson à fibre <i>F. Audo, J.-P. Coulon et F. Kéfélian</i>	487
P288	Laser à état solide bi-fréquence autorégulé en bruit d'intensité <i>K. Audo, A. El Amili et M. Alouini</i>	489
P289	Developpement d'un amplificateur à 946 nm à base de fibre cristalline Nd:YAG pompée directement dans le niveau émetteur <i>R. Baudoin, J.-T. Gomes, X. Délen, I. Martial, F. Balembois et P. Georges</i>	491
P290	Démonstration du piégeage cohérent d'atomes de césium avec un VECSEL bifréquence et bipolarisé <i>P. Dumont, S. Janicot, F. Tricot, D. Holleville, S. Guérandel, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, G. Beaudoin, I. Sagnes, P. Georges et G. Lucas-Leclin</i>	493
P291	Un peigne de fréquences ultrastable et accordable pour la spectroscopie moyen-IR à très haute résolution <i>R. Santagata, B. Argence, D.B.A. Tran, O. Lopez, A. Goncharov, S. Tokunaga, D. Nicolodi, M. Abgrall, R. Le Targat, P.-E. Pottier, C. Chardonnet, C. Daussy, Y. Le Coq, B. Darquié et A. Amy-Klein</i>	495
P292	Caractérisation des Pertes Optiques dans une Cavité Fabry-Perot Micrométrique de Grande Finesse <i>R. Metzdorff, L. Neuhaus, S. Zerkani, S. Chua, T. Jacqmin, S. Deléglise, T. Briant, A. Heidmann et P.-F. Cohadon</i>	497
P293	Diffraction d'atomes d'Argon métastables lents sur nanoréseaux <i>F. Correia, N. Fabre, F. Perales, J. Baudon, M. Ducloy et G. Dutier</i>	499
P294	Génération de paires de photons intriqués aux longueurs d'ondes des télécoms <i>F. Mazeas, W. Zhang, M. Traetta, M. Bentivegna, F. Kaiser, D. Aktas, C.A. Ramos, L.A. Ngah, T. Lunghi, X. Le Roux, E. Cassan, D. Marris-Morini, L. Vivien, L. Labonté et S. Tanzilli</i>	501
P295	Direct optical interfacing of CVD diamond for deported NV- based sensing experiments. <i>L. Mayer et T. Debuisschert</i>	503
P296	Inégalités generalisées de spin squeezing avec des observables collectives arbitraires et des fluctuations du nombre de particules <i>I. Saideh, S. Felicetti, P. Milman, T. Coudreau et A. Keller</i>	504
P297	Fluctuations d'intensité de nanolasers à semi-conducteur couplés <i>M. Marconi, P. Hamel, A. Levenson et A. Yacomotti</i>	506
P298	Transfer de stabilité au moyen d'une cavité <i>A. Chaouche-Ramdane, P. Grüning, V. Roncin et F. Du-Burck</i>	508
P299	Caractérisation Spectrale de l'Émission de Paires de Photons dans une Fibre à Cœur Liquide <i>T. Harlé, M. Barbier, I. Zaquine et P. Delaye</i>	510
P300	Electrical Conductivity Measurements For Failure Aanalysis Of Laser Crystals Under High Pump Power Density <i>W. Bolanos, S. Joly, I. Manek-Hönniger, J.C. Delagnes, E. Cormier, L. Bechou et Y. Deshayes</i>	512
P301	distribution de clés quantiques multi-utilisateurs avec une source semi-conductrice <i>C. Autebert, J. Trapateau, A. Orioux, A. Lemaître, C. Gomez-Carbonnel, E. Diamanti, I. Zaquine et S. Ducci</i>	514
P302	Interférométrie atomique en cavité pour l'étude de perturbation du champ gravitationnel à basse fréquence. <i>G. Lefèvre, L. Amand, A. Bertoldi, B. Canuel, B. Fang, R. Geiger, D. Holleville, A. Landragin, N. Mielec, S. Pelisson, I. Riou et P. Bouyer</i>	517
P303	Neodymium MOPA fiber laser for strontium atom cooling. <i>S. Rota-Rodrigo, B. Canuel, A. Bertoldi, P. Bouyer, N. Traynor et G. Santarelli</i>	519
P304	Discriminer une Variation de Me/Mp à 1.5 μm <i>F.L. Constantin</i>	521
P305	Génération d'oscillations micro-ondes sur porteuse optique dans un système de cavités couplées <i>A. Armaroli, P. Féron et Y. Dumeige</i>	522
P306	Etude et réalisation d'une chaîne laser compacte adaptée à l'allumage d'une chambre de combustion <i>G. Amiard-Hudebine, G. Tison et E. Freysz</i>	524

P307	Contrôle de la durée de vie des photons d'une microcavité par effet de lumière lente <i>V. Huet, A. Rasoloniaina, P. Guillemé, P. Rochard, P. Féron, M. Mortier, A. Levenson, K. Bencheikh, A. Yacomotti et Y. Dumeige</i>	526
P308	Écoulements optofluidiques pilotés par chauffage laser <i>D. Riviere, H. Chraïbi, U. Delabre et J.-P. Delville</i>	528
P309	Single-pass quantum source of multimode squeezed states <i>L. La Volpe, S. De, V. Thiel, V. Parigi, C. Fabre et N. Treps</i>	530
P310	Trois lasers asservis en phase pour des processus multi-photoniques cohérents <i>M. Collombon, R. Khayatzaadeh, M.R. Kamsap, G. Hagel, O. Morizot, J. Pedregosa-Gutierrez, M. Houssin, C. Champenois et M. Knoop</i>	532
P311	Influence des effets thermiques sur l'efficacité de génération de seconde harmonique à 488 nm d'un laser Yb fibré monomode, monofréquence à bas bruit. <i>R. Dubrasquet, J. Bouillet, N. Traynor, J.C. Delagnes et E. Cormier</i>	534
P312	LG-2DMOT, jet d'atomes froids canalisés et ses applications <i>A. Chopinaud, C. Cabrera-Gutierrez, J. Ruauadel, M. Jacquy, B. Viaris De Lesegno et L. Pruvost</i>	536
P313	Déformation conique induite par laser <i>A. Giro, R. Pascalie, J. Petit, H. Chraïbi, U. Delabre et J.-P. Delville</i>	538
P314	Étude d'un pointeur laser à photons jumeaux <i>C. Autebert, Y. Halioua, G. Maltese, A. Lemaître, C. Gomez-Carbonnel, M. Amanti, C. Sirtori et S. Ducci</i>	540
P315	Sources laser à 626nm et 313nm pour le refroidissement d'ions Be⁺. <i>A. Douillet, J. Heinrich, N. Sillitoe, T. Louvradoux, J.-P. Karr et L. Hilico</i>	542
P316	Polarization tomography of a resonantly-excited cavity-QED device. <i>P. Hilaire, C. Anton, C. Kessler, J. Demory, N. Somaschi, C. Gomez-Carbonnel, A. Lemaître, I. Sagnes, O. Krebs, D. Lanzillotti Kimura, P. Senellart et L. Lanco</i>	544
P317	Seeding of modulation instability in a fiber ring cavity <i>A. Bendahmane, J. Fatome, C. Finot, G. Millot et B. Kibler</i>	546
P318	Génération de trains de photons uniques de forte indiscernabilité à l'état solide. <i>G. Coppola</i>	548
P319	Soustraction de photon à partir d'un état de vide comprimé multimode <i>A. Dufour, C. Jacquard, Y.-S. Ra, C. Fabre, V. Parigi et N. Treps</i>	550
P320	Protocole d'informatique quantique avec des atomes froids <i>R. Romain, K. Krzyzanowska, M. Copley-May, C. Maccormick et S. Bergamini</i>	552
P321	Mesure de front d'onde d'impulsion terahertz <i>M. Brossard, H. Cahyadi, S. Ben Khemis, J. Degert, E. Freysz, T. Yasui et E. Abraham</i>	553
P322	Étude théorique des états de Rydberg de l'ion HeH⁺ en utilisant le modèle Halfium <i>I. Bouhali, S. Bezzaouia, M. Telmini et C. Jungen</i>	555
P323	Propagation et Transfert de biphotons dans des réseaux de guides couplés à 3 ou 4 guides <i>C. Minot, T. Lunghi, O. Alibart, S. Tanzilli et N. Belabas</i>	556
P324	Un ralentisseur Zeeman à aimants permanents et autres outils. <i>D. Ben Ali, C. De Rossi, M. De Goer, L. Longchambon, R. Dubessy, T. Badr, A. Perrin et H. Perrin</i>	558
P325	Route vers la cohérence de microlasers à semiconducteurs <i>D. Aktas, T. Wang, O. Alibart, G.L. Lippi, E. Picholle et S. Tanzilli</i>	560
P326	Augmenter la brillance des LED avec des concentrateurs luminescents <i>T. Gallinelli, A. Barbet, A. Paul, C. Blanchard, F. Balembois, J.-P. Blanchot, F. Druon, P. Georges, S. Chenais et S. Forget</i>	562

NANOGRAVURE DOUCE INDUITE PAR LA COMPOSANTE MAGNETIQUE DU CHAMP LUMINEUX

Takashi Yatsui¹, Toshiaki Tsuboi¹, Maiku Yamaguchi¹, Katsuyuki Nobusada², Satoshi Tojo³, Fabrice Stehlin⁴, Olivier Soppera⁴, Daniel Bloch⁵

¹*School of Engineering, University of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo, 113-8656 Japon*

²*Department of Theoretical and Computational Molecular Science, Institute for Molecular Science, Myodaiji, Okazaki, 444-8585 Japon*

³*Faculty of Science and Engineering, Chuo University, Bunkyo-ku, Tokyo, 112-8551 Japon*

⁴*Institut de Sciences des Matériaux de Mulhouse (IS2M), CNRS UMR7361, Université de Haute-Alsace, 15, rue Jean Starcky, BP2488, Mulhouse Cedex 68057, France*

⁵*Laboratoire de Physique des Lasers, UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France*

daniel.bloch@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Un processus de nanofabrication, par gravure en champ proche, a été développé, où une réaction photochimique est induite par le seul champ proche optique. A partir d'une préforme, déjà nanstructurée, de ZrO₂ et d'une irradiation douce normale au substrat, on observe au microscope AFM que de fines gravures sont induites. Leurs positions dépendent de la polarisation lumineuse, relativement à l'orientation des sillons initiaux. Une simulation montre que cette gravure est induite par la composante magnétique du champ proche. C'est en effet la distribution spatiale du champ proche magnétique qui varie fortement, au voisinage de la préforme, avec la polarisation lumineuse. La lumière dissocie l'oxygène moléculaire par une transition dipolaire magnétique, souvent négligée car quasi-interdite. Ce travail, généralisable à divers gaz et matériaux, offre un contrôle très fin de la gravure en raison d'une irradiation par une lumière peu énergétique, et grâce à la durée relativement importante du procédé de fabrication.

MOTS-CLEFS : *nanogravure ; transition magnétique ; transition interdite ; photo-dissociation locale*

1. INTRODUCTION

La gravure par chimie douce ne permet en général d'obtenir que des résolutions spatiales limitées par rapport aux techniques avec des faisceaux chargés et énergétiques, bien adaptées à une nano-fabrication sur des matériaux résistants. Au cours d'une gravure photo-induite, c'est l'excitation du gaz environnant le substrat qui permet une abrasion chimique, mais la résolution spatiale reste limitée, sauf si c'est la lumière qui est elle-même structurée à une échelle sub-longueur d'onde. Si c'est un matériau déjà préformé à l'échelle nanométrique qui est irradié, le champ proche de l'excitation lumineuse présente de très fortes modulations spatiales au voisinage de la surface.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le travail que nous rapportons [1] a été effectué au Japon sur une préforme en ZrO₂, fournie par le groupe de l'IS2M. Cette préforme possède des sillons (~100nm x 50 nm) régulièrement espacés (~600 nm). Celle-ci est irradiée pendant plusieurs heures avec un simple laser He-Cd ($\lambda = 325$ nm) de faible puissance (~0.8 W/cm²) en incidence normale. Les nano-gravures obtenues,

à échelle de quelques dizaines de nm après plusieurs heures d'irradiation, sont observées au microscope à force atomique. Le résultat remarquable, illustré à la figure 1 est que le choix de la polarisation lumineuse, parallèle ou perpendiculaire aux sillons, influence fortement la structure obtenue. L'étude microscopique prend en compte les variations locales de la taille de la préforme ou des sillons (imperfections de la périodicité).

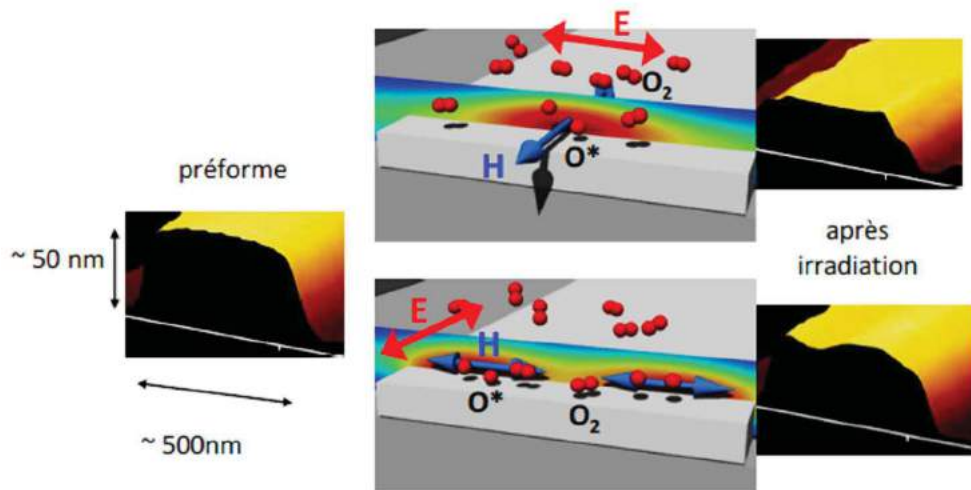


Fig. 1 : Image au microscope à force atomique de la préforme en ZrO_2 avant irradiation (à gauche), ou après 3 heures d'irradiation (à droite), avec (en haut) une lumière polarisée perpendiculairement aux sillons, ou (en bas) parallèlement à ceux-ci. Au milieu, intensité calculée (H^2 , en fausses couleurs) du champ magnétique local près de la structure responsable de la dissociation $\text{O}_2 \rightarrow \text{O} + \text{O}^*$. La polarisation E de la lumière incidente est perpendiculaire aux sillons en haut, et parallèle en bas. Dans les deux cas, l'amplitude du champ électrique (E) est fortement réduite au voisinage de la structure.

DISCUSSION

Un calcul numérique, par technique FDTD, de la répartition spatiale du champ lumineux au voisinage de la préforme (évaluation en champ proche) montre que le profil de gravure est très ressemblant à celui de la distribution spatiale de la composante magnétique de l'irradiation, alors que l'amplitude du champ électrique, au voisinage immédiat de la structure, devient très faible. Ce résultat [1] s'avère robuste lorsque l'on inclut des variations raisonnables de la taille de la préforme modélisée par des indentations rectangulaires.

Habituellement, les processus photo-induits qui permettent l'abrasion sont gouvernés par des transitions dipolaires électriques. Ici, avec le laser He-Cd, les photons (3,81 eV) ne sont pas assez énergétiques pour dissocier directement les molécules environnantes de O_2 , mais la photodissociation devient possible par des processus multiphotoniques locaux avec "upconversion", dont une transition magnétique quasi-interdite de type "M1" [1].

CONCLUSION

Ce travail, généralisable à divers gaz et matériaux, offre un contrôle très fin de la gravure en raison d'une irradiation par une lumière peu énergétique, et grâce à la durée relativement importante du procédé de fabrication. Il apparaît ainsi que les transitions magnétiques quasi-interdites (ainsi éventuellement que les transitions quadrupolaires), généralement négligées, peuvent devenir efficaces au voisinage de nanostructures, ouvrant ainsi de nouveaux mécanismes de nanogravure.

REFERENCES

- [1] T. Yatsui, T. Tsuboi, M. Yamaguchi, K. Nobusada, S. Tojo, F. Stehlin, O. Soppera, D. Bloch, "Optically controlled magnetic-field etching on the nano-scale" *Light: Sciences and Applications*, **5**, e16054 (2016) doi: 10.1038/lsa.2016.54

MOMENT CINÉTIQUE NON CONVENTIONNEL DE LA LUMIÈRE DANS UN FAISCEAU GAUSSIEN CONVERGEANT

Renaud Mathevet¹ et Geert L. J. A. Rikken¹

¹ LNCMI, UPR 3228, CNRS-INSU-UJF-UPS, Grenoble et Toulouse, France

renaud.mathevet@lncmi.cnrs.com

RÉSUMÉ

Nous avons étudié expérimentalement la polarisation d'un faisceau Gaussien asymptotiquement linéairement polarisé. Au voisinage du col, il acquiert une composante de polarisation circulaire, perpendiculaire à la direction de propagation que nous mettons en évidence en utilisant le dichroïsme magnétique circulaire. Il s'agit d'un exemple simple et particulièrement courant d'un nouveau type de moment angulaire intrinsèque, indépendant de l'hélicité nommé parfois *spin transverse*.

MOTS-CLEFS : *moment cinétique ; spin transverse ; faisceau Gaussien ; électromagnétisme*

1. ÉLÉMENTS THÉORIQUES

Contrairement à une idée assez communément répandue, la polarisation de tout faisceau d'extension transverse finie ne reste pas linéaire au cours de la propagation. C'est d'ailleurs assez facile à démontrer[1]. Considérons ainsi le faisceau représenté Fig. 1 :

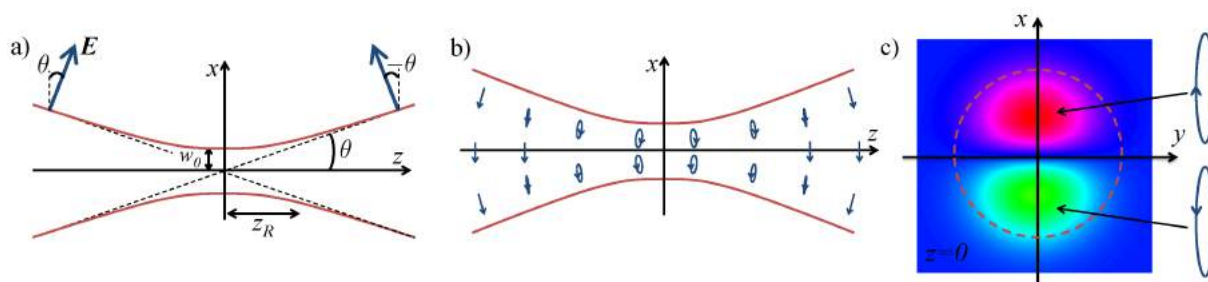


FIGURE 1 : a) section longitudinale d'un faisceau Gaussien polarisé linéairement. b) évolution de la polarisation au cours de la propagation. c) ellipticité du faisceau (de vert à magenta) dans le plan focal $z=0$.

La composante transverse du champ électrique s'écrit :

$$E_x = E_0 \frac{z_R}{q(z)} \exp\left(-ik \frac{\rho^2}{2q(z)}\right) e^{i\omega t}, \quad (1)$$

où $q(z) = z + iz_R$, $z_R = kw_0^2/2$ et $\rho^2 = x^2 + y^2$ avec les notations usuelles. Le champ satisfait à l'équation de Maxwell-Gauss $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ dont le terme dominant dominant selon z provient de la variation kz de la phase de sorte que :

$$E_z \simeq -\frac{x}{q(z)} E_x = -\frac{x}{z + iz_R} E_x. \quad (2)$$

En champ lointain $|z| \gg z_R$, $E_z \simeq -(x/z)E_x$ et la polarisation est bien rectiligne. Par contre, dans la zone de Rayleigh $|z| \ll z_R$, $E_z \simeq -i(x/z_R)E_x$ et la polarisation est elliptique dans le plan (x, z) de la Figure 1. En conséquence, la densité de spin associée est transverse à la propagation contrairement au cas usuel de l'onde plane polarisée circulairement où le spin \mathbf{S} est dirigé selon la direction de propagation \mathbf{k}/k .

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Pour mesurer l'ellipticité du faisceau nous utilisons suivant [2], le dichroïsme magnétique circulaire (MCD), c'est à dire l'absorption différentielle d'une onde polarisée circulairement droite ou gauche dans un matériau soumis à un champ magnétique quasi-statique \mathbf{B}_{QS} . La MCD s'interprète naturellement comme une interaction différentielle selon que la densité de spin du champ pointe dans le même sens ou en sens opposé à \mathbf{B}_{QS} . En conséquence, contrairement aux expériences usuelles de MCD, \mathbf{B}_{QS} est appliqué ici perpendiculairement à la direction de propagation du faisceau (Figure 2a).

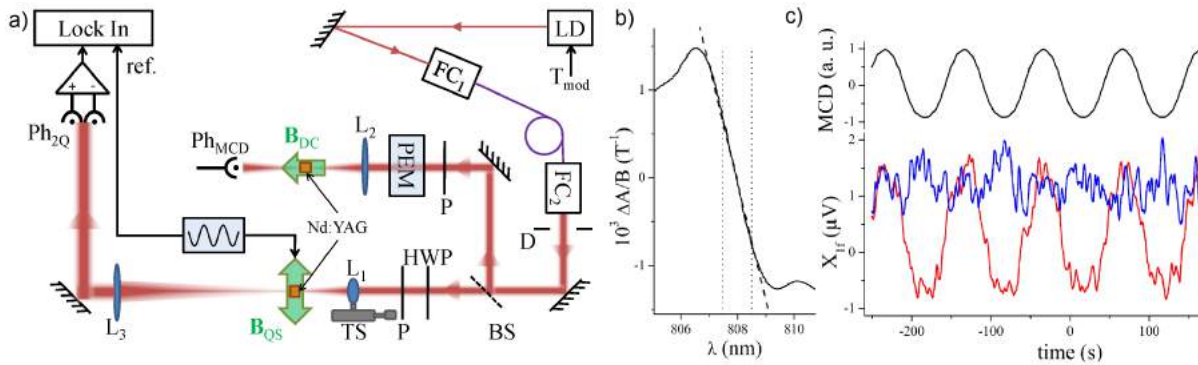


FIGURE 2 : a) schéma expérimental. LD : diode laser, FC1 ; 2 : coupleurs de fibre monomode, D : diaphragme, BS : séparateur de faisceau, HWP : lame demie-onde, P : polariseur dichroïque, L1-3 : lentilles, TS : translation, PEM : modulateur photo-élastique, PhMCD : photodiode, Ph2Q : photodiode 2 cadrans. Le faisceau qui va de BS à PhMCD fournit une référence de MCD conventionnelle (polarisation circulaire et champ magnétique parallèle à la propagation). b) coefficient MCD du Nd :YAG au voisinage de 808nm. c) haut : signal MCD de référence lorsque la longueur d'onde est modulée autour de 808nm. bas : absorption différentielle selon que est vertical (bleu) ou horizontal (rouge).

Comme on le constate sur la figure 1c, l'ellipticité est opposée pour $x > 0$ et $x < 0$ ce qui produit un signal différentiel sur la photodiode à deux cadrans. La différence d'absorption attendue étant faible $\Delta A < 10^{-6}$, nous avons mis en œuvre une double détection synchrone sur la modulation du champ \mathbf{B}_{QS} d'une part et sur la longueur d'onde du laser car la raie MCD du Nd :YAG présente un profil dispersif autour de 808nm (Figure 2b). On constate sur la Figure 2c que l'effet attendu est bien observé. Son amplitude est de plus en accord avec le modèle théorique développé [3].

CONCLUSION

Nous avons mis en évidence expérimentalement qu'un banal faisceau Gaussien est un exemple d'un nouveau type de moment angulaire intrinsèque, nommé parfois *spin transverse*, indépendant de l'hélicité $\sigma = \mathbf{S} \cdot \mathbf{k} / k$. De façon plus générale, cette expérience se situe dans un domaine très actif actuellement tant du point de vue expérimental que théorique qui renouvelle la réflexion déjà ancienne sur le moment angulaire du champ électromagnétique[4].

RÉFÉRENCES

- [1] M. Lax, W. H. Louisell, and W. B. McKnight, *Phys. Rev. A*, vol. 11, p. 1365, 1975.
- [2] N. Yang, and A. E. Cohen, *J. Phys. Chem. B*, vol. 115, p. 5304, 2012.
- [3] R. Mathevet, and G. L. J. A. Rikken, *Opt. Mat. Express*, vol. 4, p. 2574, 2014.
- [4] K Y. Bliokh and F. Nori, <http://arxiv.org/abs/1504.03113> à paraître dans *Physics Reports*.

LUMINESCENCE EXCITONIQUE DE NANOPARTICULES DE ZnO SYNTHÉTISÉES PAR VOIES SUPERCRITIQUES: COMPARAISON AVEC L'ÉMISSION D'UN CRISTAL.

V. Jubera^{1,2*}, E. Ilin^{1,2}, S. Marre^{1,2}, M. Dumergue⁴, P. Martin³, C. Aymonier^{1,2}

¹ CNRS, ICMCB, UPR 9048, F-33600 Pessac, France.

² Univ. Bordeaux, ICMCB, UPR 9048, F-33600 Pessac, France

³ Univ. Bordeaux, CELIA, UMR 5107, F-33405 Talence, France

⁴ ELI-HU, H-6728 Szeged, Tisza Lajos krt. 85-87

veronique.jubera@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

La mise au point d'une voie de synthèse de nanoparticules ZnO par voie supercritique basses températures a conduit à l'obtention d'objets isotropes dont la signature optique est due à la formation d'états d'excitons via les paires e-h et à leur désexcitation radiative générées sous irradiation dans l'UV. L'absence d'émission visible témoigne de la qualité optique de ces objets dont les propriétés sont comparées à celles d'un cristal de ZnO. A cette échelle (5-30 nm), la spectroscopie de luminescence révèle une réponse excitonique unique dont l'évolution sera regardée entre 4 K et 298 K.

MOTS-CLEFS : *Luminescence excitonique, fluides supercritiques, ZnO*

1. INTRODUCTION

L'oxyde de zinc ZnO est un semi-conducteur extrêmement étudié avec plus de 100000 références publiées sur les dernières décennies. Son utilisation est envisagée dans de multiples applications telles que les matériaux émetteurs, les capteurs, les électrodes transparentes ou dispositifs piezoélectriques [1-5]. Ses propriétés optiques sont complexes et conditionnées par les voies de synthèse [6]. Les nanoparticules, généralement stabilisées par des voies de chimie douce, présentent de larges émissions visibles associées à des défauts ponctuels. En revanche, une émission excitonique ultraviolette est observable sur des matériaux massifs tels que des monocristaux ou encore des couches épaisses obtenues par épitaxie. ZnO est donc un semi-conducteur à fort potentiel pour la génération d'émission ultraviolette.

Les voies supercritiques développées à l'ICMCB [7] ont permis de stabiliser des nanoparticules sphériques présentant une luminescence ultraviolette unique que nous nous proposons de décrire et de comparer à celle observée dans le cas d'un cristal de ZnO.

2. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Les spectres d'émission mesurés à basse température font apparaître plusieurs pics à des énergies correspondant à la désexcitation radiative d'excitons et à des répliques phononiques. Les pics de plus fortes énergies subissent une très forte extinction thermique. Près de 5% de l'intensité maximale est éteinte pour une variation de température de 4 degré, entre 5 et 9 K. L'augmentation de la température entraîne de plus, de fortes modifications des intensités relatives des pics et une forte contribution des couplages avec les phonons avec un décalage des émissions vers les basses énergies.

La figure 1 illustre la réponse optique des nanoparticules synthétisées par voie supercritique ainsi que celle d'un monocristal de ZnO pour différentes températures. Étonnamment, aux plus

basses températures (4-23 K), la répartition spectrale observée sur les nanoparticules semble indiquer des modes de couplages avec les phonons différents de ceux observés dans le monocristal. Dès que la température atteint 50 K, on observe un comportement quasi-similaire des deux types de matériaux. Pour les températures au-delà de 150 K, les différentes contributions apparaissent sous forme d'une bande unique large localisée à 377 nm.

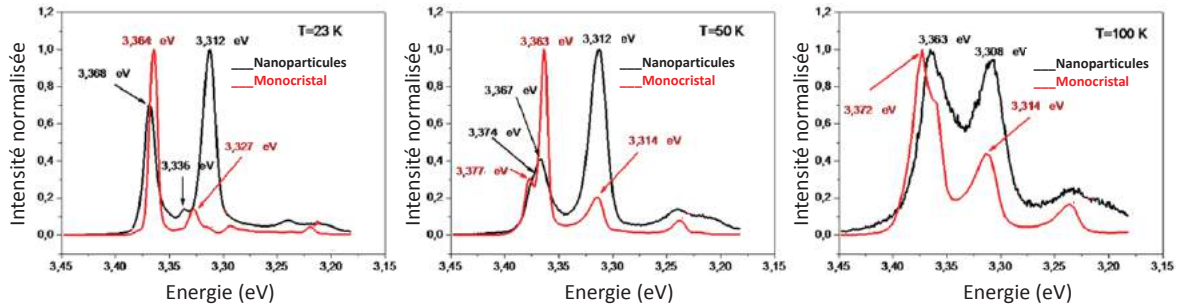


Fig.1 : Spectre d'émission de nanoparticules de ZnO (noir) et d'un monocristal de ZnO sous excitation à 325 nm, en fonction de la température.

Ces premiers résultats semblent indiquer que si les pics excitoniques observés à basses températures sur le cristal sont dus à des excitons faiblement piégés sur des états de donneurs neutres qui se dépeuplent avec la température en compétition avec le peuplement des états d'excitons libres, les processus associés aux comportements des nanoparticules s'écartent des réponses recensées dans la littérature.

CONCLUSION

La spectroscopie basse température de nanoparticules de ZnO a révélé une luminescence purement excitonique à cette échelle (4-30 nm) mais dont le peuplement des états d'excitons et les couplages aux phonons diffèrent de ceux observés dans les matériaux cristallisés massifs.

REFERENCES

- [1] K. Nomura, H. Ohta, K. Ueda, T. Kamiya, M. Hirano, H. Hosono, *Science*, 2003, 300, 1269-1272.
- [2] R. Könenkamp, R. C. Word, C. Schlegel, *Appl. Phys. Lett.*, 2004, 85, 6004-6006.
- [3] M. S. Wang, L. A. Patil, T. Seth, D. P. Amalnerkar, *Mater. Chem. Phys.*, 2004, 84, 228-233.
- [4] S. J. Pearton, W. H. Heo, M. Ivill, D. P. Norton, T. Steiner, *Semicond. Sci. Technol.*, 2004, 19, R59-R74.
- [5] Y. Ushio, M. Miyayama, H. Yanagida, *Sensor Actuat. B*, 1994, 17, 221-226.
- [6] A. van Dijken, E. A. Meulenkaamp, D. Vanmaekelbergh, A. Meijerink, *J. Phys. Chem. B* 2000, 104, 1715 – 1723.
- [7] E. Ilin, S. Marre, V. Jubera, C. Aymonier, *J. Mater. Chem C*, 2013 1(33) 5058-5063

DETECTION D'UN SIGNAL TEMPOREL FANTOME UNIQUE PAR MULTIPLEXAGE SPATIAL DE LA MESURE

Fabrice Devaux¹, Paul-Antoine Moreau^{1,2}, Séverine Denis¹ et Éric Lantz¹

¹Institut FEMTO-ST, Département d'Optique P. M. Duffieux, UMR 6174 CNRS, Université Bourgogne Franche-Comté, 15b Avenue des Montboucons, 25030 Besançon – France

²Adresse actuelle: Centre for Quantum Photonics, H. H. Wills Physics Laboratory and Department of Electrical and Electronic Engineering, University of Bristol, Merchant Venturers Building, Woodland Road, Bristol BS8 1UB, United Kingdom

fabrice.devaux@univ-fcomte.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un dispositif expérimental très simple d'imagerie fantôme permettant la détection d'un signal temporel avec un détecteur ne présentant pas de résolution temporelle. La reconstruction du signal fantôme est assurée par la mesure unique et spatialement multiplexée de corrélations d'intensité entre une base d'images aléatoires et indépendantes et les mêmes images modulées par le signal temporel et intégrées dans le temps par une caméra sans résolution temporelle.

MOTS-CLEFS : *imagerie fantôme ; traitement du signal.*

1. INTRODUCTION

L'exploitation des propriétés statistiques des sources de lumière classiques et non classiques a permis l'émergence de nouvelles applications telle que l'imagerie fantôme dont l'objectif est de former l'image d'un objet avec un détecteur ponctuel ne possédant pas de résolution spatiale. Pour réaliser cela, les coïncidences temporelles de paires de photons intriqués spatialement corrélés sont mesurées pour reconstruire l'image de l'objet : un des photons d'une paire traverse l'objet et il est détecté par un compteur de photon sans résolution spatiale et l'autre photon de la paire, qui ne traverse pas l'objet, est détecté avec une résolution spatiale [1,2]. Ces expériences d'imagerie fantôme ont ensuite été reproduites avec des sources lumineuses classiques en utilisant 2 [3] puis 1 seul détecteurs [4,5]. L'extension du concept d'imagerie fantôme du domaine spatial au domaine temporel a été ensuite proposée puis expérimentée [6]: il s'agit cette fois de détecter un signal temporel avec un détecteur sans résolution temporelle. A ce jour, les différentes solutions proposées utilisent des détecteurs ponctuels pour mesurer les corrélations temporelles entre les 2 voies d'un dispositif dans lesquelles est séparée la lumière issue par exemple d'une source laser temporellement multimodes. Dans la première voie, la lumière qui n'interagit pas avec l'objet temporel est détectée avec un détecteur rapide et dans la seconde voie, la lumière transmise par l'objet temporel est détectée avec un détecteur lent. L'utilisation de détecteurs ponctuels pour la mesure d'un signal temporel fantôme avec un bon rapport signal sur bruit, nécessite de reproduire plusieurs milliers de fois la mesures du même signal [6]. Cela limite donc l'application de ce dispositif à la mesure de signaux reproductibles et synchrones.

En exploitant la dualité espace-temps en optique, nous proposons un dispositif original et simple dans lequel nous réalisons l'exacte transposition du dispositif d'imagerie fantôme original [4]. L'acquisition d'un objet temporel unique et non reproductible est obtenue par la mesure spatialement multiplexée de corrélation d'intensités entre une base d'images aléatoires et indépendantes et les mêmes images modulées par le signal temporel et intégrées dans le temps par une caméra sans résolution temporelle.

2. PRINCIPE DU DISPOSITIF ET RESULTATS

Le dispositif est illustré par la figure 1a. Plusieurs images pseudo-aléatoires, binaires, de $N \times N$ pixels et indépendantes sont affichées de façon séquentielle sur un écran d'ordinateur. Pendant ce temps, cette séquence d'images est imagée et intégrée dans le temps par une caméra CMOS avec un long temps de pause (quelques secondes). Devant cette caméra est placé un système constitué d'une lame d'onde électro-optique contrôlable et d'un polariseur permettant de moduler la transmission du système d'imagerie par un signal temporel quelconque pendant le temps de pause de la caméra. À partir de ces images et compte tenu de leurs propriétés statistiques, nous pouvons reconstruire la variation temporel de la transmission $T(t)$ en calculant le coefficient de corrélation entre les pixels de l'image individuelle qui a été affichée à l'instant t (Fig. 1b) et l'image fantôme (Fig 1c). Le rapport signal sur bruit du signal reconstruit est alors directement proportionnel au nombre de pixels indépendants dans les images sur lesquels a été multipléxée la mesure du signal temporel. Les figures 1d à 1g présentent quelques signaux temporels fantômes reconstruits chacun à partir d'une acquisition unique.

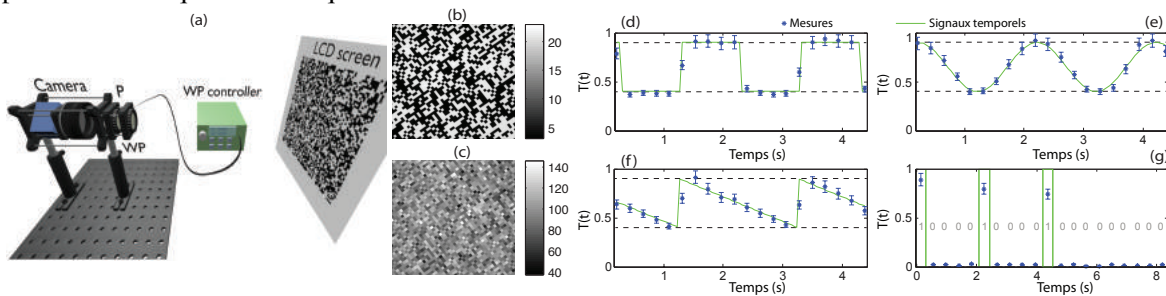


Fig. 1 : (a) Montage expérimental, (P) polariseur, (WP) lame d'onde électro-optique. (b) Exemple d'une image pseudo-aléatoire binaire. (c) Exemple d'une image intégrée par la caméra dans laquelle est caché un signal temporel fantôme. (d) à (f) Signaux périodiques reconstruits. (g) Signal binaire de 20 bits reconstruit.

CONCLUSION

En utilisant l'exacte transposition espace-temps d'un dispositif d'imagerie fantôme, nous avons réalisé le premier dispositif permettant de reconstruire, en une seule acquisition, un signal temporel fantôme unique qui a été enregistré par un détecteur ne possédant pas de résolution temporelle [7]. Multiplier ce signal temporel par des images aléatoires permet de multiplexer sur les pixels des images les corrélations temporelles d'intensités avant la détection de ces images par une caméra qui ne possède pas de résolution temporelle.

RÉFÉRENCES

- [1] I. T.B. Pittman, Y.H. Shih, D.V. Strekalov and A.V. Sergienko, "Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement," *Phys. Rev. A* **52**, R3429–R3432 (1995)
- [2] P. A. Morris, R. S. Aspdén, J. E. C. Bell, R. W. Boyd, and M. J. Padgett, "Imaging with a small number of photons," *Nat. Commun.* **6**, 5913 (2015).
- [3] R. S. Bennink, S. J. Bentley, and R. W. Boyd, "Two-Photon Coincidence Imaging with a Classical Source," *Phys. Rev. Lett.* **89**, 113601 (2002).
- [4] J. H. Shapiro, "Computational ghost imaging," *Phys. Rev. A* **78**, 061802 (2008).
- [5] Y. Bromberg, O. Katz, and Y. Silberberg, "Ghost imaging with a single detector," *Phys. Rev. A* **79**, 053840 (2009).
- [6] P. Ryczkowski, M. Barbier, A. T. Friberg, J. M. Dudley, and G. Genty, "Ghost imaging in the time domain," *Nat. Photon.* **10**, 167–170 (2016).
- [7] F. Devaux, P. A. Moreau, S. Denis and E. Lantz, "Computational temporal ghost imaging," [arXiv:1603.04647](https://arxiv.org/abs/1603.04647) [physics.optics] (2016)

TRANSFORMÉE DE FOURIER FRACTIONNAIRE OPTIQUE EN TEMPS RÉEL

Côme Schnebelin^{1,2}, Hugues Guillet de Chatellus^{1,2}

¹ CNRS, LIPHY, F-38000 Grenoble, France

² Université Grenoble Alpes, LIPHY, F-38000 Grenoble, France

hugues.guilletdechatellus@univ-grenoble-alpes.fr

RÉSUMÉ

La transformée de Fourier fractionnaire (TFFr) est un outil fondamental pour le traitement et le filtrage de signaux. Le calcul numérique de la TFFr nécessite un certain nombre d'étapes d'acquisition et de calcul, justifiant la mise au point de techniques analogiques. Nous présentons une technique permettant le calcul analogique, en temps réel, de la TFFr d'un signal optique, sur une large plage d'ordre. Notre technique, basée sur une boucle à décalage de fréquence, permet d'améliorer la résolution fréquentielle de plusieurs ordres de grandeur par rapport aux techniques existantes.

MOTS-CLEFS : *Transformée de Fourier fractionnaire ; traitement de signal analogique ; laser à fibre.*

1. INTRODUCTION

La transformée de Fourier fractionnaire (TFFr) est une généralisation du concept de transformée de Fourier, qui permet d'accéder à un domaine intermédiaire entre le domaine temporel et fréquentiel. La TFFr d'ordre α d'une fonction f est définie par [1] :

$$F_{\alpha}[f](u) = A_{\alpha} e^{-i\frac{u^2}{2} \cot \alpha} \int f(y) e^{-i\frac{y^2}{2} \cot \alpha} e^{i\frac{yu}{\sin \alpha}} dy. \quad (1)$$

Quand $\alpha = 0$, la TFFr s'identifie à la fonction, et à sa transformée de Fourier (TF) pour $\alpha = \frac{\pi}{2}$. La TFFr est utilisée en traitement du signal, notamment pour filtrer du bruit à fréquence variable. Elle est généralement calculée numériquement, au prix d'un certain nombre de ressources informatiques. Les techniques analogiques de calcul de la TFFr (et de la TF) en temps réel d'un signal optique reposent sur la propagation dans une ligne dispersive [2]. Cependant, la résolution est limitée en pratique par la dispersion des milieux transparents (1 GHz de résolution sur la TF nécessiterait 43500 km de propagation dans une fibre SMF 28, à 1550 nm). Par ailleurs, ces techniques ne permettent pas d'ajuster facilement l'ordre de la TFFr. Ici nous proposons une nouvelle technique de calcul analogique de la TFFr d'un signal optique, basée sur l'utilisation d'une boucle à décalage de fréquence (ou FSF, pour "frequency shifted feedback"), permettant d'obtenir la TFFr sur une large plage d'ordre α , et d'abaisser la valeur de la résolution fréquentielle au domaine kHz.

2. PRINCIPE DE LA TECHNIQUE

Le système proposé est une boucle contenant un amplificateur et un décaleur de fréquence [3]. Ce système est décrit par f_s , le décalage en fréquence induit à chaque tour, et f_c , l'inverse du temps de parcours de la boucle τ_c . Un coupleur permet d'injecter cette boucle par un signal d'entrée $E_{in}(t)$ et d'extraire une fraction du champ intracavité ($E_{out}(t)$). On peut montrer que lorsque $f_s = (p + \varepsilon)f_c$ (p entier), le champ de sortie s'écrit : $E_{out}(t) = \sum_n F_{\alpha}[E_{in,\gamma}](at + b_n) e^{ci^2 + d_n t + e_n}$ où $\alpha = \arctan\left(\frac{\tau_c^2}{2\pi\varepsilon\gamma^2}\right)$, γ est un facteur d'échelle, a, b_n, c, d_n et e_n sont des constantes dépendant des paramètres du système. Quand f_s est un multiple de f_c ($\varepsilon = 0$), $\alpha = \frac{\pi}{2}$ et le champ de sortie $E_{out}(t)$ reproduit périodiquement, à la période $1/f_s$, la TF du champ d'entrée $E_{in}(t)$ [4]. Dans le cas général, $E_{out}(t)$ reproduit la TFFr d'ordre α de $E_{in}(t)$. On peut montrer que la résolution fréquentielle est égale à l'inverse du temps de vie d'un photon dans la boucle.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous avons réalisé une boucle FSF fibrée ($f_c = 8.5508$ MHz) contenant un décaleur de fréquence acousto-optique à la fréquence f_s , ajustable entre 75 et 85 MHz (fig. 1). Le signal d'entrée est produit par la modulation d'amplitude d'un laser monochromatique par une fonction carré.

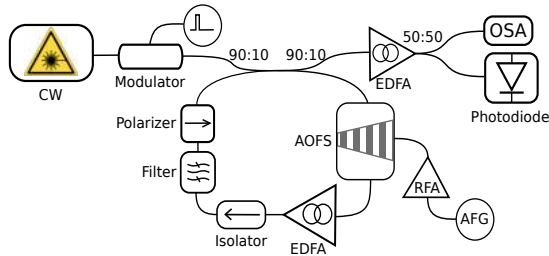


FIGURE 1: Schéma du montage utilisé. La boucle contient un décaleur de fréquence acousto-optique (AOFS), un amplificateur (EDFA), un polariseur, un isolateur et un filtre.

Lorsque $f_s = f_c$, le signal de sortie est un train d'impulsions de fonctions sinc^2 , correspondant au module carré de la TF du signal d'entrée. La résolution fréquentielle attendue est de 8 kHz (limitée ici par la détection à 200 kHz). En modifiant f_s , l'intensité de sortie reproduit le module carré de la TFFr du signal d'entrée. L'ordre de la TFFr est continûment ajustable sur une large plage de valeurs (fig. 2).

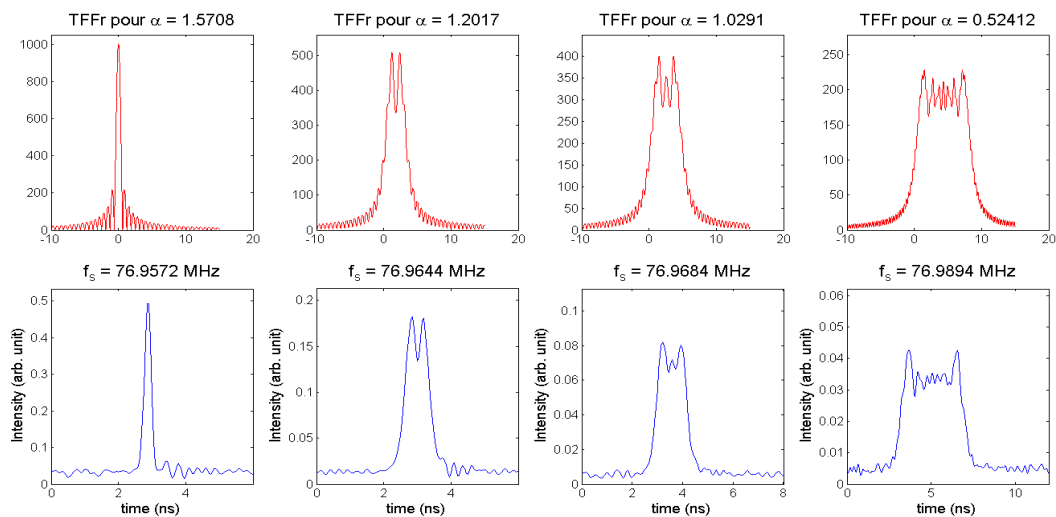


FIGURE 2: Haut : TFFr théorique du signal carré pour différentes valeurs de α ($\gamma = 1 \mu\text{s}$). Bas : trace temporelle mesurée en sortie du boucle pour la valeur de f_s correspondante.

CONCLUSION

Nous avons montré à la fois théoriquement et expérimentalement qu'une boucle à décalage de fréquence permet de réaliser de façon analogique et en temps réel, la transformée de Fourier fractionnaire d'un signal injecté. L'ordre de la TFFr est simplement ajustable via la valeur du décalage fréquentiel de la boucle. La résolution fréquentielle du processus est de l'ordre de la dizaine de kHz.

- [1] V. Namias, "The fractional order fourier transform and its application to quantum mechanics," *IMA Journal of Applied Mathematics*, vol. 25, no. 3, pp. 241–265, 1980.
- [2] C. Cuadrado-Laborde, A. Carrascosa, A. Díez, J. Cruz, and M. Andres, "Photonic fractional fourier transformer with a single dispersive device," *Optics express*, vol. 21, no. 7, pp. 8558–8563, 2013.
- [3] H. Guillet de Chatellus, E. Lacot, W. Glastre, O. Jacquin, and O. Hugon, "Theory of talbot lasers," *Physical Review A*, vol. 88, no. 3, p. 033828, 2013.
- [4] H. Guillet de Chatellus, L. R. Cortés, and J. Azaña, "Optical real-time fourier transformation with kilohertz resolutions," *Optica*, vol. 3, no. 1, pp. 1–8, 2016.

INTEGRATION OF HIGH COHERENCE HIGH POWER BROADLY TUNABLE SINGLE FREQUENCY SEMICONDUCTOR LASERS FOR NIR & MIR APPLICATIONS

Baptiste Chomet¹, Laurence Ferrières², Vincent Lecocq², Mikhaël Myara¹, Grégoire Beaudoin³, Isabelle Sagnes³, Laurent Cerutti¹, Stéphane Denet² and Arnaud Garnache¹

¹IES-CNRS UMR5214, Univ. Montpellier, France

²INNOPTICS SAS, Talence, France

³LPN – CNRS-UPR20 – Site Alcatel de Marcoussis – 91469 Marcoussis, France

baptiste.chomet@ies.univ-montp2.fr

ABSTRACT

We demonstrate high coherence high power single frequency tunable semiconductor lasers integrated in a compact industry ready package for NIR & MIR applications, based on III-V micro-chip Vertical-External-Cavity-Surface-Emitting-Laser technology. Broad tunability >3THz together with >200mW optical power in a TEM₀₀ beam and linewidth <MHz are achieved.

Keywords: VECSEL, Single Frequency, High Coherence, Tunable

INTRODUCTION

Laser technology is finding applications in areas such as high resolution spectroscopy, radar-lidar, velocimetry, or atomic clock where highly coherent tunable high power light sources are required. The Vertical External Cavity Surface Emitting Laser (VECSEL) technology [1] has been identified for years as a good candidate to reach high power high coherence and broad tunability while covering a wide emission wavelength range exploiting III-V semiconductor technologies. Offering such performances in the Near- and Middle-IR range, GaAs- and Sb-based VECSEL technologies seem to be a well suited path to meet the required specifications of demanding applications. Our expertise built up in this field allows the realization of compact and low power consumption marketable products, with performances that do not exist on the market today in the 0.8-1.1 μm and 2-2.5 μm spectral range.

DEVICE DESIGN & PERFORMANCES

Here we demonstrate highly coherent broadly tunable single frequency micro-chip, intracavity element free, patented VECSEL technology, integrated into a compact module with driving electronics. The VECSEL devices emitting in the Near and Middle-IR developed in the frame of this work [2] include a laser cavity formed by the gain mirror (called 1/2 vcsel structure), a sub mm air gap and a commercial mirror movable thanks to a piezo actuator. Depending on the material the semiconductor gain mirror is grown by MBE (GaAs) or MOCVD (GaSb) with an active region that incorporated from 6 to 12 QWs placed at the consecutive anti nodes of the laser standing wave grown on top of a HR Bragg mirror of >24 pairs. The gain mirror is optically pumped with a commercial multimode diode laser delivering power up to 1.5W at 808nm or 975nm depending on the aimed laser wavelength.

Thanks to the high finesse cavity of VECSEL technology, associated to ideal homogeneous QW gain behavior [3] the developed devices exhibit exciting features compared to diode-pumped solid-state lasers and DFB diode lasers; they combine high power (>200mW) high coherence with a low divergence diffraction limited TEM₀₀ beam, class A dynamics with Relative Intensity Noise as low as -140dB/Hz and at shot noise level above 200MHz RF frequency (up to 400GHz), free

running narrow linewidth at sub MHz level (fundamental limit at Hz level) with high spectral purity (SMSR >55dB), linear polarization (50dB suppression ratio), and broadband continuous tunability greater than 400GHz (< 30V piezo voltage, 6kHz cut off frequency) with total tunability up to 3THz. In addition, the compact design without any movable intracavity elements offers a robust single frequency regime with long term optical frequency stability better than few GHz/h (ambient thermal drift limited).



Fig 1: Integrated highly coherent VeCSEL with driving electronics

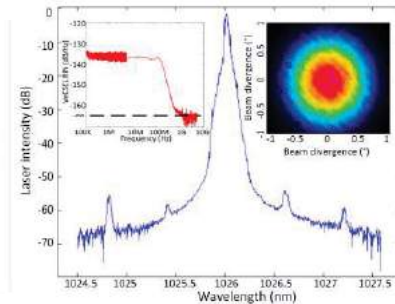


Fig 2: High resolution optical and RF Spectrum (left inset) RIN (right inset) Beam intensity profile

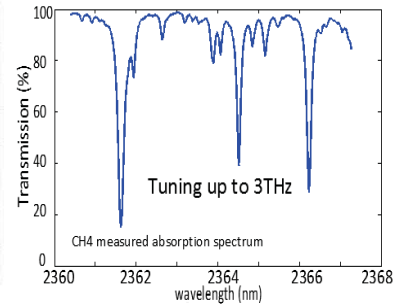


Fig 3: Continuous tunability: High resolution molecular absorption spectrum at 2.3μm

CONCLUSION

We reported here single frequency VeCSEL devices with performances that surpass the state of the art commercial technologies thanks to a combination of power-coherence-wavelength tunability and integration of large interest for the demanding applications in the Near- and Middle-IR range.

REFERENCES

- [1] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache, "Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable Vertical-External-Cavity-Surface-Emitting-Semiconductor-Laser," *Opt. Express* 18, pp.14631 (2010).
- [2] Innoptics website, www.innoptics.com
- [3] A. Garnache, A. Ouvrard, and D. Romanini "Single-frequency operation of External Cavity VCSELs : non-linear multimode temporal dynamics and quantum limit " in *Optics Express* 15 (15), 9403-9417 (2007)

GÉNÉRATION D'IMPULSIONS ATTOSECONDES PORTANT DU MOMENT ORBITAL ANGULAIRE

R. Géneaux¹, C. Chappuis¹, A. Camper^{1,2}, O. Gobert¹, T. Auguste¹, T. Ruchon¹

¹ LIDYL, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, CEA Saclay 91191 Gif-sur-Yvette France

² Maintenant au Department of Physics, The Ohio State University, Columbus, Ohio 43210, USA

romain.geneaux@cea.fr

RÉSUMÉ

Le moment orbital angulaire (MAO) de la lumière est relié à sa structure spatiale et se caractérise par un front d'onde hélicoïdal. Les propriétés uniques des faisceaux de Laguerre-Gauss, pour lesquels ce MAO est bien défini, ont donné lieu à de nombreuses applications dans le visible et l'infrarouge. Nous utilisons ici la génération d'harmoniques d'ordre élevé dans les gaz pour transférer ces propriétés remarquables dans le domaine de l'extrême ultraviolet (XUV). Nous caractérisons le MAO porté par cette radiation ainsi que sa structure temporelle, qui nous permet de remonter au profil attoseconde de l'émission. Finalement, nous montrons comment la conservation du MAO et de la quantité de mouvement dans le processus peut être utilisé pour générer n'importe quel MAO à une longueur d'onde donnée.

MOTS-CLEFS : *Moment orbital angulaire, Génération d'harmoniques d'ordre élevé, Attoseconde, Laguerre-Gauss*

INTRODUCTION

Le moment angulaire orbital (MAO) est une propriété générale des ondes qui peut être transmise à la lumière [1]. Dans sa réalisation la plus courante, il se manifeste comme un front d'onde hélicoïdal avec une singularité de phase en son centre. Le contrôle de faisceaux photoniques portant un MAO est devenu possible en 1992 et a mené à de nombreuses applications. En particulier, ils ont été appliqués aux protocoles d'information quantique [2], où leur nombre quantique non borné a amélioré les schémas de multiplexage de données, en microscopie [3], où leur singularité de phase a permis de révéler des dislocations ou encore en manipulation de nanoparticules [4]. Nous avons étudié la génération d'harmoniques d'ordre élevé (GHOE) avec des faisceaux portant du MAO, ouvrant de nouvelles perspectives d'applications dans l'extrême ultraviolet (XUV) et dans le domaine femtoseconde [5]. Ils ont également été générés il y a peu sur des lasers à électrons libres [6], avec la perspective d'études de dynamiques femtosecondes dans l'XUV.

1. MESURE D'HARMONIQUES D'ORDRE ÉLEVÉ PORTANT DU MOMENT ANGULAIRE ORBITAL

Pour étudier la GHOE avec des faisceaux lumineux portant un MAO, nous avons utilisé le laser Ti :Sa LUCA (20Hz, 30 mJ, 50 fs) du CEA-Saclay. Le profil quasi-gaussien du faisceau nous a permis de produire des modes de Laguerre-Gauss au foyer d'une lentille en utilisant des lames de phase en spirale. Nous avons ensuite pu générer des harmoniques à partir de faisceaux infrarouges portant un moment de $\ell_{IR} = 1, 2$ ou 3 . Un spectre typique, ici pris avec $\ell_{IR} = 1$, est présenté sur la Fig. 1. Une simulation numérique macroscopique tridimensionnelle de la GHOE utilisant l'approximation du champ fort a été réalisée avec différentes hypothèses sur la loi de conservation. La seule hypothèse reproduisant les résultats expérimentaux est que la q -ième harmonique porte un moment de $\ell_q = q\ell_{IR}$, résultat qui peut également être retrouvé en utilisant un modèle simple des lois de la GHOE, confirmant ainsi le résultat de [7] pour une gamme de paramètres largement étendue.

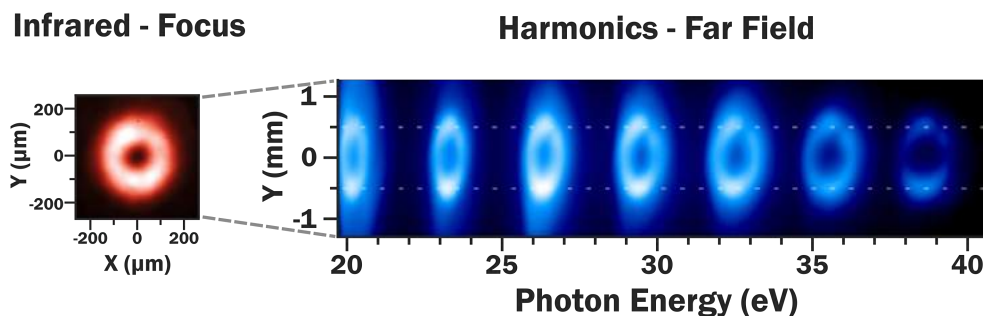


FIGURE 1 : (Gauche) Profil d'un faisceau infrarouge portant un quantum de MAO au foyer d'une lentille de 1m. (Droite) Harmoniques d'ordre élevé générées dans l'argon et observées en champ lointain.

Il est possible de dévier de cette règle de conservation, par exemple pour produire des moments $\ell_q = 1$. En effet, quand un faisceau à 400 nm est utilisé pour perturber la GHOE, il est possible d'émettre ou d'absorber un ou plusieurs photons supplémentaires. Si ces photons portent du MAO, le MAO de l'harmonique générée en sera modifié. Nous montrons que ce faisceau de contrôle nous donne la liberté de générer n'importe quel MAO à une longueur d'onde donnée.

2. CARACTÉRISATION DE LA STRUCTURE TEMPORELLE DE L'ÉMISSION

Disposant de cette nouvelle source de lumière XUV avec un MAO connu, nous l'avons utilisée pour étudier la photoionisation (PI) dans un dispositif à deux couleurs (XUV+IR) avec un délai temporel contrôlé. Nous avons réalisé la PI de l'argon en conditions paraxiales dans un spectromètre de temps de vol d'électron à bouteille magnétique, et nous avons pu observer des traces RABBIT lorsque l'infrarouge porte le même MAO que le laser de génération. Cela constitue une confirmation des règles récemment établies théoriquement concernant la PI par des faisceaux lumineux portant du MAO [8]. La reconstruction de l'impulsion attoseconde émise suite à la PI présente une structure hélicoïdale de "ressort optique", conformément aux prédictions de [9]. Cette source secondaire de faisceaux ultra-brefs portant du moment angulaire orbital, qui est compacte, relativement peu coûteuse et très modulable, devrait ouvrir de nouvelles voies en physique ultrarapide, en utilisant par exemple de nouvelles formes de dichroïsme [10].

RÉFÉRENCES

- [1] Allen, L., Beijersbergen, M. W., Spreeuw, R. J. C. & Woerdman, J. P. Orbital angular momentum of light and the transformation of laguerre-gaussian laser modes. *Phys. Rev. A* **45**, 8185–8189 (1992).
- [2] Wang, J. *et al.* Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing. *Nat. Phot.* **6**, 488–496 (2012).
- [3] Fürhapter, S., Jesacher, A., Bernet, S. & Ritsch-Marte, M. Spiral interferometry. *Opt. Lett.* **30**, 1953–1955 (2005).
- [4] Yao, A. M. & Padgett, M. J. Orbital angular momentum : origins, behavior and applications. *Adv. Opt. Photon.* **3**, 161–204 (2011).
- [5] Généaux, R. *et al.* Attosecond light and electronic vortices. *ArXiv e-prints* (2015).
- [6] Hemsing, E. *et al.* Coherent optical vortices from relativistic electron beams. *Nat. Phys.* **9**, 549–553 (2013).
- [7] Gariépy, G. *et al.* Creating high-harmonic beams with controlled orbital angular momentum. *Phys. Rev. Lett.* **113**, 153901 (2014).
- [8] Picón, A. *et al.* Photoionization with orbital angular momentum beams. *Opt. Express* **18**, 3660–3671 (2010).
- [9] Pariente, G. & Quéré, F. Spatio-temporal light springs : extended encoding of orbital angular momentum in ultrashort pulses. *Opt. Lett.* **40**, 2037–2040 (2015).
- [10] van Veenendaal, M. & McNulty, I. Prediction of strong dichroism induced by x rays carrying orbital momentum. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 157401 (2007).

IMAGERIE FANTÔME TEMPORELLE AVEC GRANDISSEMENT PAR PROJECTION D'OMBRE

Piotr Ryczkowski¹, Margaux Barbier¹, Ari T. Friberg², John M. Dudley³, Goëry Genty¹

¹ *Department of Physics, Tampere University of Technology, Tampere, Finlande*

² *Department of Physics and Mathematics, University of Eastern Finland, Joensuu, Finlande*

³ *Institut FEMTO-ST, UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, Besançon, France*

margaux.barbier@tut.fi

RÉSUMÉ

Nous présentons la première démonstration expérimentale d'imagerie fantôme temporelle avec grandissement, à l'aide d'un dispositif tout fibré et sans lentille temporelle. Cette technique tire profit des propriétés spectrales, temporelles et de cohérence d'une source supercontinuum, et permet de mesurer des signaux ultra-rapides avec une très haute résolution même en présence de distorsion.

MOTS-CLEFS : *Imagerie fantôme temporelle ; Imagerie par projection d'ombre ; Source supercontinuum incohérente*

1. INTRODUCTION

L'imagerie *fantôme* est une nouvelle technique permettant de reconstruire l'image d'un objet de manière indirecte, *sans réellement "regarder" l'objet*. De manière générale, le système consiste en : 1) une voie test dans laquelle est contenu l'objet à imager, mais sur laquelle n'est mesurée que l'*intensité totale* transmise par l'objet, à l'aide d'un détecteur très basse résolution ; 2) une voie de référence, sur laquelle sont directement mesurées les fluctuations d'intensité de la source lumineuse utilisée pour éclairer l'objet, à l'aide d'un détecteur capable de résoudre ces fluctuations d'intensité. Aucun des deux détecteurs ne peut, à lui seul, restituer une image de l'objet, mais une telle image peut être reconstruite à partir de la mesure des *corrélations de fluctuation d'intensité* entre les deux détecteurs.

Cette nouvelle technique d'imagerie a déjà fait l'objet de nombreuses études dans le domaine spatial [1], et l'analogie espace-temps en optique suggère que le concept peut être transposé dans le domaine temporel [2, 3]. Nous en avons récemment fait la toute première démonstration expérimentale dans une configuration de grandissement unitaire [4], à l'aide d'une source classique présentant des fluctuations temporelles d'intensité lumineuse, et avons montré que la qualité de l'image obtenue était insensible à toute forme de distorsion à laquelle pouvait être soumis l'objet temporel à mesurer, ce qui fait l'intérêt majeur de cette technique. Ici, en combinant, dans le domaine temporel, les techniques d'imagerie fantôme et d'imagerie par projection d'ombre, nous présentons un dispositif très simple, tout fibré, permettant d'obtenir l'image fantôme d'un signal temporel *avec un facteur de grandissement supérieur à 1*, ce qui s'avère particulièrement intéressant pour la mesure de signaux *ultra-rapides* en présence de distorsion.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL & RÉSULTATS

L'imagerie par projection d'ombre (ou "ombres chinoises") consiste à éclairer un objet pour projeter son ombre sur un écran. Le facteur de grandissement entre l'objet et l'image sur l'écran est $g = p_2/p_1$, où p_1 et p_2 sont les *paramètres de propagation* entre la source et l'objet et entre la source et l'écran, respectivement. Dans le domaine spatial, le paramètre de propagation est simplement la distance de propagation z , tandis que dans le domaine temporel il s'agit de la dispersion de retard de groupe (GDD, pour *Group-Delay Dispersion*) $\beta_2 \times z$ accumulée lors de la propagation (voir figure 1.a). Dans le domaine spatial, la source doit être peu directive (pour pouvoir éclairer l'objet entièrement) et quasi-ponctuelle (pour maximiser la netteté de l'image). Dans le domaine temporel, cela signifie que la source doit être *spectralement large* et *temporellement courte*, respectivement. De plus, la technique d'imagerie fantôme

nécessite de disposer d'une source présentant des fluctuations temporelles d'intensité aléatoires. Toutes ces conditions peuvent être réunies à l'aide d'une source supercontinuum (SC) incohérente.

Notre dispositif expérimental tout fibré est représenté en figure 1.b. La source est un SC incohérent de 80 nm de largeur spectrale et 0,3 ns de durée d'impulsion, qui présente des fluctuations temporelles d'intensité rapides et aléatoires. Chaque impulsion du SC se propage d'abord dans une fibre (SMF-28) de longueur $L_1 = 2,5$ km, dans laquelle les fluctuations d'intensité sont temporellement étirées sous l'effet de la dispersion. L'impulsion étirée est alors séparée dans les deux voies du montage d'imagerie fantôme. Dans la voie de référence, l'impulsion subit une seconde étape d'étirement temporel en se propageant dans une seconde fibre (SMF-28) de longueur $L_2 = 10$ km, puis les fluctuations d'intensité ainsi étirées sont mesurées à l'aide d'une photodiode rapide (200 ps de temps de réponse). Dans la voie test, l'impulsion est directement injectée dans un modulateur électro-optique dont la fonction de transmission (contrôlée par un générateur d'impulsions nanosecondes programmable) est l'objet temporel que l'on souhaite imager. En sortie du modulateur, le signal est mesuré à l'aide d'une photodiode dont le temps de réponse (5 ns) est plus long que la durée totale de l'objet. Les signaux des deux photodiodes sont enregistrés simultanément à l'aide d'un oscilloscope rapide, et la mesure est répétée 100 000 fois pour pouvoir calculer les corrélations de fluctuation d'intensité entre les deux détecteurs. Le résultat (c'est-à-dire l'image fantôme) ainsi obtenu est présenté sur la figure 1.c en noir, tandis que l'objet initial est représenté par la courbe en pointillés bleus (obtenue par une mesure préalable à l'aide d'un détecteur rapide capable de résoudre le profil temporel de l'objet).

Avec ce montage expérimental, le facteur de grandissement attendu est $g = (L_2 + L_1)/L_1 = 5$ (puisque les fibres utilisées ont le même paramètre de dispersion β_2). En étirant artificiellement d'un facteur 5 notre mesure de référence (courbe en pointillés bleus sur la figure 1.c) par post-traitement, nous obtenons la courbe rouge, et pouvons constater que l'accord est très bon entre l'image fantôme et l'objet artificiellement étiré.

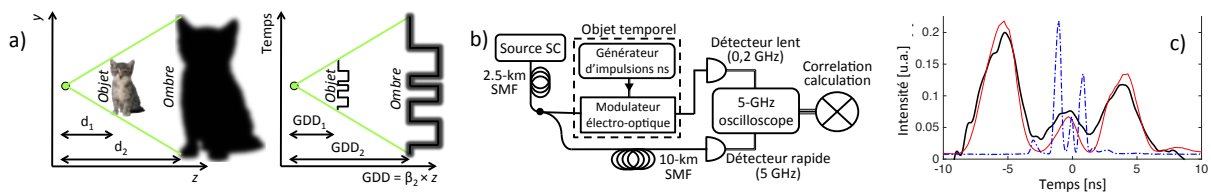


FIGURE 1 : a) Ombres chinoises spatiales (à gauche) et temporelles (à droite). b) Dispositif expérimental. c) Objet initial (bleu), objet artificiellement étiré d'un facteur 5 (rouge) et image fantôme (noir).

CONCLUSION

En exploitant les propriétés spectrales, temporelles et de cohérence d'une source supercontinuum, nous avons démontré une nouvelle technique permettant de produire une image fantôme d'un signal temporel avec grandissement supérieur à 1. Les avantages combinés de l'imagerie fantôme et de l'imagerie par projection d'ombre permettent la mesure haute résolution de signaux ultra-rapides malgré la présence de distorsion.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Erkmén and J. Shapiro, "Ghost imaging : from quantum to classical to computational," *Adv. Opt. Photonics*, vol. 2, no. 4, p. 405, 2010.
- [2] T. Shirai, T. Setälä, and A. Friberg, "Temporal ghost imaging with classical non-stationary pulsed light," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, no. 12, p. 2549, 2010.
- [3] Z. Chen, H. Li, Y. Li, J. Shi, and G. Zeng, "Temporal ghost imaging with a chaotic laser," *Opt. Eng.*, vol. 52, no. 7, p. 076103, 2013.
- [4] P. Ryczkowski, M. Barbier, A. Friberg, J. Dudley, and G. Genty, "Ghost imaging in the time domain," *Nature Photon.*, vol. 10, no. 3, p. 167, 2016.

EXPERIMENTAL EVIDENCE OF PLASMONIC SUPERRADIANCE**P. Fauché^{1,2}, M. Comesaña-Hermo¹, S. Ravaine¹, R.A.L. Vallée¹**¹ CRPP, UPR8641, CNRS, 33600 Pessac, France**P. Tamarat², B. Lounis²**² LP2N, UMR5298, CNRS-IOGS-University of Bordeaux, 33405 Talence, France

fauche@crpp-bordeaux.cnrs.fr

ABSTRACT

In this work, we experimentally investigate the plasmonic superradiance of organic emitters grafted in controlled numbers and distances from a metal nanosphere at room temperature.

KEYWORDS : *plasmon, superradiance, nanosphere, room temperature*

Hybridization of quantum emitters and plasmonic nanostructures has attracted much attention over the last years, due to their interest in the design of plasmon-based nanolasers [1,2] or to achieve long-range qubit entanglement [3,4].

Recent theoretical studies [5,6] suggest that the plasmonic field mainly acts as a communication bus allowing for intense cross-talking between emitters, and leading to the formation of collective states known as superradiant states. In such regime the synchronized dipoles radiate at an increased rate predicted to scale with the number of emitters as it is the case for the Dicke superradiance [7]. Yet, experimental evidence is still lacking to support the theory of plasmon-mediated superradiance. This is due to the difficulty to create a system with precise control over the number of emitters and their relative distance to the structure.

In this work, we experimentally investigate the plasmonic superradiance from the fluorescence characterization of organic emitters near a metal nanosphere at room temperature. A silica shell acts as a spacer between the grafted emitters and the Au core. An ensemble study of Rhodamine B-nanohybrids revealed that the average decay rate scales with the number (N) of grafted emitters, in agreement with theoretical predictions [5]. This trend was confirmed by a single particle study performed on 1400 nanohybrids with controlled core sizes and numbers of grafted emitters. The results show that the slope dramatically increases with N as the emitters get closer to the core. According to our knowledge, we show here for the first time a direct evidence of plasmon-mediated superradiance. This observation of plasmonic superradiance at room temperature opens questions about the robustness of these collective states against decoherence mechanisms which are of major interest for potential applications.

REFERENCES

- [1] J.G. Bohnet, Z. Chen, J.M. Weiner, D. Meiser, M.J. Holland, and J.K. Thompson, “A steady-state superradiant laser with less than one intracavity photon“, *Nature*, vol. 484, pp. 78–81, 2012.
- [2] M.A. Noginov, G. Zhu, A.M. Belgrave, R. Bakker, V.M. Shalaev, E.E. Narimanov, S. Stout, E. Herz, T. Suteewong, and U. Wiesner, “Demonstration of a spaser-based nanolaser“, *Nature*, vol. 460, pp. 1110–2, 2009.

- [3] R. Kolesov, B. Grotz, G. Balasubramanian, R.J. Stöhr, A.A.L. Nicolet, P.R. Hemmer, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, "Wave-particle duality of single surface plasmon polaritons", *Nature Physics*, vol. 5, pp. 470–474, 2009.
- [4] A. Gonzalez-Tudela, D. Martín-Cano, E. Moreno, L. Martín-Moreno, C. Tejedor, and F. J. García - Vidal, "Entanglement of Two Qubits Mediated by One-Dimensional Plasmonic Waveguides", *Phys.Rev.Lett.*, vol. 106, pp. 020501, 2011.
- [5] V.N. Pustovit, T.V. Shahbazyan, "Cooperative emission of light by an ensemble of dipoles near a metal nanoparticle: The plasmonic Dicke effect", *Phys.Rev.Lett.*, vol. 102, pp. 077401, 2009.
- [6] D. Martín-Cano, L. Martín-Moreno, F. J. García-Vidal, and E. Moreno, "Resonance Energy Transfer and Superradiance Mediated by Plasmonic Nanowaveguides", *Nano Letters*, vol. 10, pp. 3129–3134, 2010.
- [7] R.H. Dicke, "Coherence in Spontaneous Radiation Processes", *Phys.Rev.*, vol. 93, pp. 99-110, 1954.

SUPER-RESOLUTION PAR IMAGERIE DE PHASE QUANTITATIVE

Pierre Bon¹, Sandrine Lévêque-Fort², Jérôme Wenger³, Brahim Lounis¹, Laurent Cognet¹

1 : Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences UMR CNRS 5298, IOGS, Bordeaux Univ.
33400 Talence, France

2 : Institut des Sciences Moléculaires d'Orsay, UMR CNRS 8214, Paris-Sud Univ., Orsay 91405

3 : Institut Fresnel, UMR CNRS 7249, CNRS, Aix Marseille Univ, Ecole Centrale Marseille, 13013
Marseille, France

pierre.bon@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

L'imagerie de phase quantitative a été développée pour l'observation des objets semi-transparents. Je montrerai comment ce concept peut être transposé à l'imagerie de nano-objets -fluorescents ou non- et comment on peut obtenir une localisation de ces objets, en 3D, avec une précision nanométrique.

MOTS-CLEFS : *Super-résolution, imagerie de phase, nano-objets*

L'imagerie de phase quantitative a été d'abord développée pour l'imagerie en lumière blanche d'objets semi-transparents comme des cellules avec une source ne générant aucune tavelure [1]. Cependant, rien n'empêche d'observer avec le même montage optique des échantillons plus petits que la limite de diffraction comme des nanoparticules d'or par exemple [2]. Avec dans ce cas, l'information conjointe d'intensité et de phase peut servir à localiser en 3D les nano-objets avec une précision sub-nanométrique.

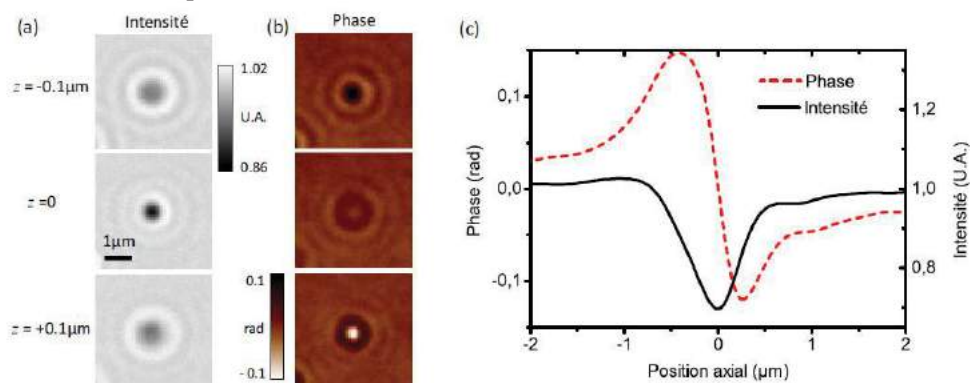


Figure 1 : Imagerie de lumière blanche, en intensité (a) et en phase (b) de nanoparticules d'or (100 nm). (c) Dépendance en phase et intensité en fonction du positionnement axial de l'objet par rapport au plan d'émission au point

Nos récents travaux montrent que l'on peut généraliser l'idée à des objets fluorescents, ouvrant ainsi la porte à l'imagerie de phase en fluorescence pour la super-résolution 3D.

REFERENCES

- [1] Bon *et al.*, "Quadriwave lateral shearing interferometry for quantitative phase microscopy of living cells", *Opt. Express*, 2009
- [2] Bon *et al.*, "Three-dimensional nanometre localization of nanoparticles to enhance super-resolution microscopy", *Nat. Comm.*, 2015

BREAKING THE ACOUSTIC DIFFRACTION LIMIT IN PHOTOACOUSTIC IMAGING WITH MULTIPLE-SPECKLE ILLUMINATION

Thomas Chaigne^{1,2}, Jérôme Gateau^{1,2}, Marc Allain³, Ori Katz^{1,2}, Sylvain Gigan², Anne Sentenac³, Emmanuel Bossy¹

¹ Institut Langevin, 1 rue Jussieu, 75005, Paris, France

² Laboratoire Kastler Brossel, 24 rue Lhomond 75005 Paris, France

³ Institut Fresnel, Université Aix-Marseille, Campus de St Jérôme, 13013 Marseille, France,

thomas.chaigne@espci.fr

RÉSUMÉ

In deep photoacoustic imaging, resolution is inherently limited by acoustic diffraction, and ultrasonic frequencies cannot be arbitrarily increased because of attenuation in tissue. Here we report on the use of multiple speckle illumination to perform super resolution photoacoustic imaging. We show that the analysis of speckle-induced second-order fluctuations of the photoacoustic signal combined with deconvolution enables to resolve optically absorbing structures below the acoustic diffraction limit.

MOTS-CLEFS : *super-resolution, speckle, photoacoustics*

1. INTRODUCTION

High resolution imaging at large depth inside biological tissues is strongly impaired by light scattering. In the last decades, photoacoustic (PA) imaging has been developed to overcome this limitation, by imaging optical absorption inside strongly scattering tissue with ultrasound resolution [1]. PA imaging relies on the ultrasonic waves emitted by absorbing structures under pulsed illumination via thermo-elastic stress generation. Thanks to the quasi-ballistic propagation of these waves, it provides images at depth in tissue with a spatial resolution limited by acoustic diffraction. The ultrasound resolution limit in biological soft tissue is given by the attenuation of ultrasound, which typically increases linearly with frequency. As a result, the depth-to-resolution ratio of PA imaging at depth is around 200 in practice [1, 2].

We demonstrate that the conventional acoustic-diffraction limit in PA imaging may be overcome by exploiting PA signal fluctuations. We introduce multiple optical speckle illumination as a source of fluctuations for super-resolution PA imaging, inspired by the principle introduced in optics with SOFI [3] or from derived approaches using speckle illumination[4]. In PA imaging, multiple speckle illumination was initially introduced by our group as a mean to palliate limited-view or highpass-filtering artefacts [5]. We demonstrate here that the variance of optical speckle-induced PA fluctuations also provides super-resolved PA images beyond the acoustic diffraction limit.

2. RESULTS

We consider a set of PA images reconstructed from PA signals measured with an ultrasound array using a conventional backprojection algorithm. It is assumed that the reconstructed PA quantity $A(\mathbf{r})$ may be written as a convolution :

$$A(\mathbf{r}) = [\mu_a(\mathbf{r}) \times I(\mathbf{r})] * h(\mathbf{r}) \quad (1)$$

where h is the point spread function (PSF) corresponding to the conventional PA imaging process, μ_a the distribution of optical absorption and I the optical intensity pattern. We consider different successive speckle illuminations $I_k(\mathbf{r})$ with mean $\langle I(\mathbf{r}) \rangle = I_0$. The mean PA image (estimated from averaging the PA images obtained with many realizations $I_k(\mathbf{r})$ of the speckle illumination) then writes

$$\langle A \rangle(\mathbf{r}) = I_0 \times [\mu_a(\mathbf{r}) * h(\mathbf{r})] \quad (2)$$

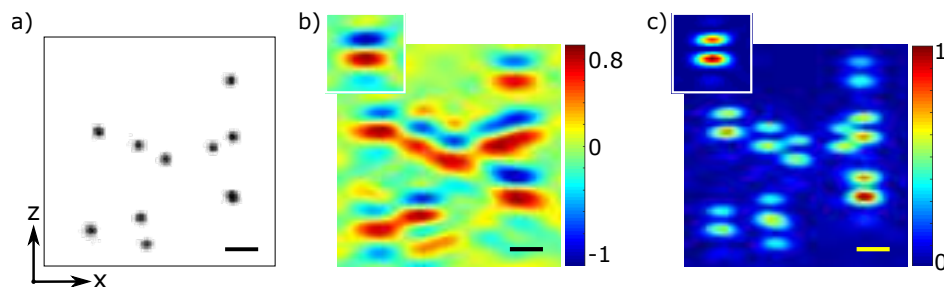


FIGURE 1 : a) Photograph of the sample (randomly positioned 100- μm diameter beads) b) Mean PA image over 100 speckle realizations, mimicking uniform illumination. Inset : mean PA image of a single isolated bead. c) Variance image over 100 speckle realizations. Inset : variance image of a single isolated bead. Scale bars : 300 μm . (Adapted from [6])

The resolution of the reconstructed image $\langle A \rangle(\mathbf{r})$ is dictated by the spatial frequency content of $h(\mathbf{r})$. If we assume that the optical speckle grain size is much smaller than that of $h(\mathbf{r})$, the variance image $\sigma^2[A](\mathbf{r})$ for uncorrelated speckles is given by

$$\sigma^2[A](\mathbf{r}) \propto \mu_a^2(\mathbf{r}) * h^2(\mathbf{r}) \quad (3)$$

The variance image appears as the convolution of the squared object by the squared PSF, yielding a higher frequency content than the PSF itself. As a result, the variance image is expected to have a higher resolution as compared to the mean image.

The resolution enhancement enabled by our approach is shown in Fig. 1. The mean (conventional) PA image (Fig. 1.b) and the variance image (Fig. 1.c) of a set of randomly distributed 100- μm -diameter absorbing beads (Fig. 1.a) are compared. Whereas one cannot unambiguously identify individual beads on the conventional PA image, which clearly shows overlapping of the individual contributions because of insufficient resolution, the variance image allows a clear identification of each bead. To further demonstrate the performances of our approach, deconvolution was thus performed both to remove the peculiar side lobes of the PA PSF and to fully exploit the maximum available frequency content.

3. CONCLUSION

Speckle-induced PA fluctuation imaging is an original method recently proposed by our group to enhance visibility in PA imaging [5]. In this study we demonstrated that fluctuation imaging can also be used to overcome the ultrasound diffraction limit in PA tomography. We showed that this method can separate small absorbers unresolved under standard uniform illumination. This is to the best of our knowledge the first super-resolution PA imaging method which does not require optical focusing, and therefore is applicable beyond the ballistic regime.

REFERENCES

- [1] P. Beard, "Biomedical photoacoustic imaging," *Interface focus*, vol. 1, no. 4, pp. 602–631, 2011.
- [2] L. V. Wang and S. Hu, "Photoacoustic tomography : in vivo imaging from organelles to organs," *Science*, vol. 335, no. 6075, pp. 1458–1462, 2012.
- [3] T. Dertinger, R. Colyer, G. Iyer, S. Weiss, and J. Enderlein, "Fast, background-free, 3d super-resolution optical fluctuation imaging (sofi)," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 106, no. 52, pp. 22 287–22 292, 2009.
- [4] J.-E. Oh, Y.-W. Cho, G. Scarcelli, and Y.-H. Kim, "Sub-rayleigh imaging via speckle illumination," *Optics letters*, vol. 38, no. 5, pp. 682–684, 2013.
- [5] J. Gateau, T. Chaigne, O. Katz, S. Gigan, and E. Bossy, "Improving visibility in photoacoustic imaging using dynamic speckle illumination," *Optics Letters*, vol. 38, no. 23, pp. 5188–5191, 2013.
- [6] T. Chaigne, J. Gateau, M. Allain, O. Katz, S. Gigan, A. Sentenac, and E. Bossy, "Super-resolution photoacoustic fluctuation imaging with multiple speckle illumination," *Optica*, vol. 3, no. 1, pp. 54–57, 2016.

OSCILLATEUR PARAMÉTRIQUE OPTIQUE CONTINU SIMPLEMENT RÉSONANT À 1.6 μm À LARGEUR DE RAIE ULTRAFINE

Aliou Ly¹, Christophe Siour¹, Fabien Bretenaker¹

¹ Laboratoire Aimé Cotton, CNRS-Université Paris Sud 11-ENS Cachan-Université Paris-Saclay, 91405 Orsay Cedex, France

aliou.ly@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une source continue stable, à faible bruit et monofréquence opérant autour de 1.6 μm . Il s'agit d'un oscillateur paramétrique optique continu simplement résonant (SRO) basé sur un cristal de tantalate de lithium périodiquement polarisé et dopé MgO (*MgO : PPSLT*). Lorsqu'elle est asservie en fréquence avec la technique que nous avons démontrée dernièrement, le complémentaire à 1.6 μm du SRO présente un bruit de fréquence relatif correspondant à un profil de raie lorentzien de largeur sub-kHz sur 2 s.

MOTS-CLEFS : SRO ; faible bruit ; grande puissance de sortie ; sub-kHz ; 1.6 μm

1. INTRODUCTION

Les communications quantiques sont limitées à quelques dizaines de km en raison de l'absorption dans les fibres. Les répéteurs quantiques (relais quantiques synchronisés par des mémoires quantiques photoniques) furent introduits afin d'accroître ces distances [1]. Pour le moment, les mémoires les plus performantes fonctionnent à des longueurs d'onde n'appartenant pas à la bande C télécom. Notre but est de construire un SRO qui fournira un photon à 1.6 μm qui sera ajouté à un photon télécom à travers une interface quantique (milieu non linéaire $\chi^{(2)}$) pour transférer l'information vers un photon stockable dans une mémoire à base d'alcalins.

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Pour transférer efficacement l'information, le signal fourni par notre SRO doit satisfaire à quelques critères : une haute finesse spectrale (\leq kHz), une forte puissance (\geq 1W) et une longueur d'onde plus grande que celle du photon télécom à convertir [2, 3]. Pour ce faire, nous utilisons le complémentaire non-résonant du SRO comme dans [4]. La Fig.1 montre qu'on a des puissances de sortie de l'ordre du Watt et même plus en augmentant la puissance de pompe. Pour mettre en évidence la pureté spectrale du complémentaire à 1.6 μm , nous mesurons son bruit de fréquence sur 2 s en utilisant une cavité Fabry-Pérot (FP) de haute finesse [4, 5]. En effet, en se plaçant sur le flanc d'un pic de transmission du FP, le bruit de fréquence du complémentaire à 1.6 μm est converti en bruit d'intensité. Ainsi en enregistrant sur 2 s le signal transmis par le FP grâce à un oscilloscope à grande profondeur de mémoire, on détermine les spectres (voir Fig.2) du bruit de fréquence du complémentaire du SRO après quelques opérations de FFT. Les fluctuations en fréquence résiduelles lorsque le SRO est asservi correspondent en intégrant sur toute la bande passante à un écart-type de 570 Hz (445 kHz en fonctionnement libre), c'est à dire très en-dessous du niveau du bruit de fréquence de la pompe [4]. La largeur de raie du complémentaire correspondante est de 552 Hz sur 2 s [6].

3. CONCLUSION

A notre connaissance, une telle finesse spectrale n'a jamais été démontrée pour un OPO sans recourir à la méthode de PDH (Pound, Drever et Hall) pour stabiliser la fréquence du complémentaire avec la technique présentée dans [4]. En plus de la finesse spectrale, cette source a une grande puissance de sortie (\geq 1 W) pour des puissances de pompe modérées. Ces résultats démontrent ainsi les potentiels intérêts d'une telle source pour, entre autres, des applications en information quantique. la prochaine étape consistera à compacter la source et à implémenter une boucle d'asservissement de type PDH.

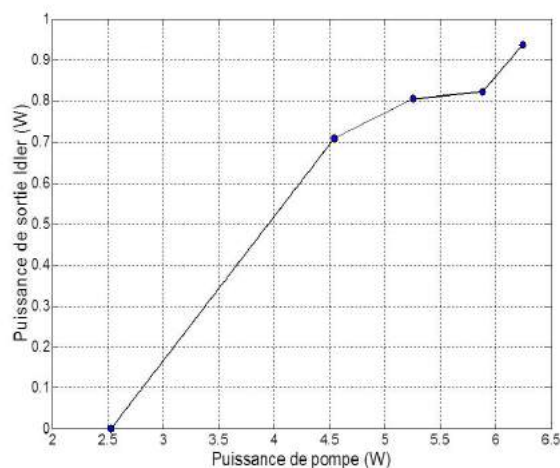


FIGURE 1 : Mesure de l'évolution de la puissance de sortie du complémentaire en fonction de la puissance de pompe.

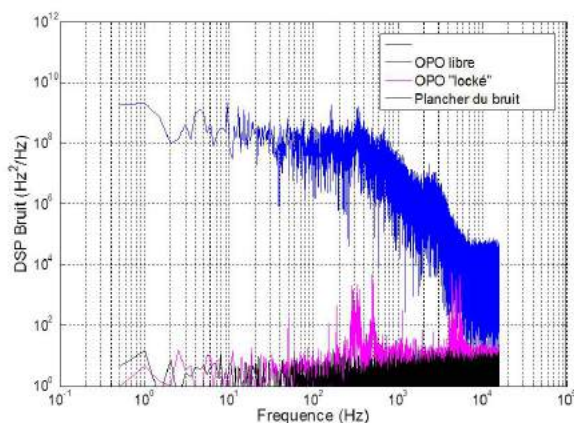


FIGURE 2 : Densité Spectrale de Puissance du bruit de fréquence du complémentaire lorsque le SRO est asservi, en fonctionnement libre et en l'absence de signal incident sur la cavité FP (plancher).

RÉFÉRENCES

- [1] A. Issautier, "Préparation et manipulation d'un nuage d'atomes froids de rubidium pour le stockage de l'information quantique". Thèse de doctorat, Université Nice Sophia Antipolis, Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (2014).
- [2] Y. -H. Cheng, Tim Thomay, Glenn S. Solomon, Alan L. Migdall and Sergey V. Polyakov, *Opt. Express* **14**, 18671 (2015).
- [3] J.S. Pelc, L. Ma, C.R. Phillips, Q. Zhang, C. Langrock, O. Slattery, X. Tang, and M.M. Fejer *Opt. Express* **22**, 21445 (2011).
- [4] Aliou Ly, Benjamin Szymanski, and F. Bretenaker, *Appl. Phys. B* **120**, 201-205 (2015).
- [5] O. Mhibik, T. H. My, D. Paboeuf, F. Bretenaker, and C. Drag, *Opt. Lett.* **98**, 2364 (2010)
- [6] A. Ly, C. Siour, F. Bretenaker, A soumettre.(2016)

DÉVELOPPEMENT D'UN PROCÉDÉ DE MICRO-USINAGE LASER POUR LE RECYCLAGE DES OPTIQUES EN SILICE DU LASER MEGAJOULE

Thomas Doualle¹, Laurent Gallais¹, Serge Monneret¹, Philippe Cormont², Stéphane Bouillet², Antoine Bourgeade², Christel Ameil² et Laurent Lamaignère²

¹ Aix-Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel UMR 7249, 13013 Marseille, France

² CEA-CESTA, 15 Avenue des Sablières, CS 60001, F33116 Le Barp Cedex, France

thomas.doualle@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Une des limitations du fonctionnement des grandes chaînes lasers de puissance, du type LMJ, est la problématique de l'endommagement laser des optiques, particulièrement la croissance des dommages sous tirs répétés. Pour pallier à cela et améliorer la durée de vie des composants nous avons étudié un procédé dit de 'stabilisation' permettant de stopper la croissance des dommages lasers sous tirs répétés afin de recycler les optiques endommagées. Ce processus consiste en une fusion, suivie d'une évaporation locale, par dépôt d'énergie localisé par laser CO₂, de la zone fracturée de silice. Nous présentons le dispositif qui va ainsi permettre de recycler les optiques endommagées.

MOTS-CLEFS : *micro-usinage; laser CO₂; endommagement laser; silice*

INTRODUCTION

L'irradiation localisée par laser CO₂ a démontré son efficacité pour stabiliser (arrêter) la croissance d'un dommage d'une dizaine de micromètres de diamètre à la surface d'une optique en silice [1]. Afin de traiter des dommages dix fois plus gros, une technique basée sur une ablation rapide de la silice a également été mise au point [2]. L'objectif des travaux présentés est de développer ce procédé de micro-usinage laser pour l'appliquer aux optiques du LMJ. Ce procédé permet de diminuer les problèmes de surintensifications (rencontrées en aval de l'optique réparée), de limiter les re-dépôts de silice éjectés et de réduire les contraintes mécaniques générées par le fluage de la silice pour assurer une résistance au flux laser de la zone traitée au moins égale à celle de la silice vierge.

1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

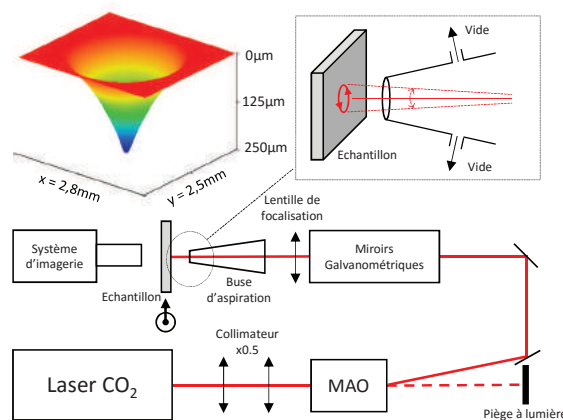


FIGURE 1 : Configuration expérimentale et exemple d'un micro-usinage local observé par profilométrie.

Le montage expérimental, schématisé par la figure 1, est basé sur l'évaporation de la silice par un laser CO_2 ($10.6\mu\text{m}$). Le but est de générer un site de forme conique en déplaçant rapidement le faisceau laser à l'aide de miroirs galvanométriques. L'énergie déposée sur l'échantillon est contrôlée par un Modulateur Acousto-Optique (MAO). Celui-ci permet également de synchroniser le tir laser avec le mouvement des deux miroirs galvanométriques. La buse d'aspiration permet de récolter les vapeurs de silice lors de l'éjection de matière afin de limiter la pollution en périphérie du site irradié. En effet, ces re-dépôts sont critiques pour la résistance en tenue au flux de l'optique stabilisée.

2. STABILISATION DE DOMMAGES

Les dimensions du cône usiné par laser sont choisies en fonction du diamètre et de la profondeur du dommage à stabiliser. La figure 2 présente la stabilisation d'un dommage de largeur $550\mu\text{m}$ et de profondeur $90\mu\text{m}$.

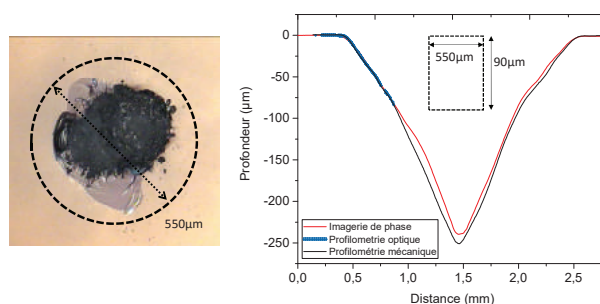


FIGURE 2 : Dommage nano-seconde sur un substrat de silice (a) et profil du site après stabilisation du dommage (b). Différentes techniques de caractérisations de la morphologie peuvent être utilisées (mécanique et optique)

3. VALIDATION DU PROCÉDÉ : RÉSISTANCE AU FLUX LASER ET MODULATION DU FRONT D'ONDE

Après la stabilisation de l'optique, il faut s'assurer que l'optique a une résistance au flux laser nécessaire. L'utilisation de la buse d'aspiration améliore cette tenue au flux. De plus, un traitement par acide fluorhydrique enlevant quelques centaines de nanomètres à la surface de l'optique stabilisé permet d'obtenir des valeurs de résistance au flux laser équivalentes à celle du substrat vierge.

L'autre critère de validation consiste à vérifier que la forme créée lors du procédé ne génère pas de modifications néfastes du front d'onde : il est nécessaire de limiter les surintensités pouvant amorcer des nouveaux dommages sur les optiques placées en aval. Afin de diminuer ces surintensités, des études expérimentales et théoriques ont permis d'identifier les paramètres critiques de la morphologie du cône usiné.

CONCLUSION

Dans le cadre du développement des lasers de puissance, une technique de micro-usinage laser a été développée. Cette méthode permet d'arrêter la croissance de dommages dont la profondeur et la largeur peuvent atteindre respectivement $250\mu\text{m}$ et $700\mu\text{m}$. Des études expérimentales et numériques permettent la validation et l'optimisation du procédé.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Palmier, L. Gallais, M. Commandré, P. Cormont, R. Courchinoux, L. Lamaignère, J. L. Rullier, and P. Legros, 'Optimization of a laser mitigation process in damaged fused silica,' *Appl. Surf. Sci.*, vol. 255, 5532, 2009.
- [2] I. L. Bass, G. M. Guss, M. J. Nostrand, and P. J. Wegner, 'An improved method of mitigating laser induced surface damage growth in fused silica using a rastered, pulsed CO_2 laser,' *Proc. SPIE*, vol. 7842, 784220, 2010.

FILTRES OPTIQUES INTERFERENTIELS COMPLEXES

Thomas Begou¹, Fabien Lemarchand¹, Michel Lequime¹ et Julien Lumeau¹

¹ Aix Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, UMR 7249, 13013 Marseille, France

thomas.begou@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente plusieurs filtres optiques interférentiels complexes réalisés par pulvérisation cathodique magnétron assistée par plasma (technologie PARMS développée par Bühler). Ces fonctions de filtrage sont obtenues en utilisant un couple de matériaux haut (Nb_2O_5) et bas indices (SiO_2) pour un domaine spectral allant de 400 à 2500 nm, avec un très bon accord théorie / expérience et un nombre de couches pouvant atteindre 150 par face.

MOTS-CLEFS : *Couches minces optiques, filtres interférentiels, dépôt physique en phase vapeur (PVD).*

1. INTRODUCTION

Les composants optiques planaires à base de couches minces optiques permettent de réaliser un grand nombre de fonctions optiques (filtrage passe bande, passe haut/passe bas, miroir diélectrique, antireflet, séparatrice, ...). Les technologies de design et de dépôt actuelles permettent de réaliser des empilements pouvant atteindre une centaine de couches avec des erreurs de réalisation très faibles permettant la fabrication de composants de plus en plus complexes. Tout en respectant les spécifications spectrales (en réflexion ou en transmission), il est également possible de tenir compte d'autres contraintes de réalisation (tenue au flux, défaut de planéité liée aux contraintes mécaniques, uniformité des dépôts, ...)

Les travaux présentés dans ce papier illustrent les derniers résultats, en termes de filtres complexes, obtenus par l'équipe Couches Minces Optiques (RCMO) au sein de l'Espace Photonique de l'Institut Fresnel. Nous présentons plus particulièrement les résultats expérimentaux en lien avec deux projets. Le premier porte sur la fabrication de filtres complexes passe bande répondant aux spécifications éditées par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) pour les activités en lien avec le pré-développement de l'instrument 3MI [1]. Le second projet traite du développement de miroirs à haute réflectivité pour le projet d'accélérateur linéaire européen ELI-NP [2].

Après avoir décrit la machine de dépôt et la conception des composants optiques, nous présenterons les résultats des caractérisations effectuées sur les échantillons réalisés.

2. MACHINE DE DEPOT A HAUTES PERFORMANCES

Les filtres présentés dans cet article ont été déposés par pulvérisation cathodique magnétron assistée par plasma (machine HELIOS développée par Bühler) [3]. Ce bâti de dépôt sous vide est constitué de 4 zones de traitement permettant de déposer successivement 3 matériaux différents (deux matériaux diélectriques et un matériau métallique) avec un plasma d'assistance. Selon l'application souhaitée, plusieurs matériaux sont actuellement disponibles à l'Institut Fresnel (e.g. Nb_2O_5 , SiO_2 , HfO_2 , Ag, Cr...). Les filtres interférentiels étant basés sur une alternance de matériaux haut et bas indices, nous avons choisi d'utiliser le couple $\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$, présentant peu d'absorption et le plus grand contraste d'indice dans la gamme spectrale requise pour l'application ($n_{\text{Nb}_2\text{O}_5} = 2,50-2,20$ et $n_{\text{SiO}_2} = 1,50-1,46$ pour $400 \text{ nm} < \lambda < 2500 \text{ nm}$).

Les épaisseurs de chacune des couches constituant les filtres interférentiels sont contrôlées optiquement par une mesure monochromatique en transmission *in situ* en temps réel (OMS 5000 développé par Bühler [4]). Le choix de la longueur d'onde est critique et nécessite une analyse préliminaire détaillée afin de déterminer une stratégie de contrôle optimale. A partir de cette dernière, un processus automatisé est ensuite utilisé pour piloter les arrêts de couches et permettre de réaliser des empilements avec des erreurs sur les épaisseurs de chacune des couches inférieures au nanomètre.

3. FILTRES INTERFERENTIELS A BANDE ETROITE

Une des méthodes classiques employée pour la réalisation d'un filtre passe bande à large réjection, consiste à utiliser un empilement basé sur des cavités Fabry-Perot cascadiées, permettant de réaliser la fonction passe bande du filtre, combinées à des miroirs de blocage afin d'obtenir la réjection en dehors de la bande passante sur un domaine spectral étendu. Ces deux fonctions peuvent être décorrélées et déposées sur les deux faces du substrat, ce qui permet d'une part de réduire sensiblement l'épaisseur des dépôts, mais aussi de diminuer la déformation finale du composant liée aux contraintes mécaniques induites par le dépôt de couches minces. Deux composants, l'un dans le visible et l'autre dans l'infrarouge, ont été réalisés dans le cadre de ce projet. Leur structure est résumée dans le tableau 1.

Tab. 1 : Définition des filtres B3 et B12 (FE, Face d'Entrée ; FS, Face de Sortie)

	Filtre B3		Filtre B12	
	FE	FS	FE	FS
Nombre de couches	87	76	66	140
Epaisseur cumulée SiO ₂ (nm)	4394	4553	14434	14700
Epaisseur cumulée Nb ₂ O ₅ (nm)	3346	3559	11174	9905
Epaisseur Totale (nm)	7740	8112	25608	24605
Longueur d'onde de centrage du filtre (nm)	443		2132	

La figure 1 montre le résultat des mesures en transmission réalisées dans la gamme spectrale définie pour le filtre B3. On peut noter un très accord entre les données théoriques et les données expérimentales mesurées à l'aide d'un spectrophotomètre Perkin-Elmer Lambda 1050, ce qui confirme de très faibles erreurs sur les épaisseurs de chacune des couches. Des résultats équivalents ont été également obtenus pour le filtre B12.

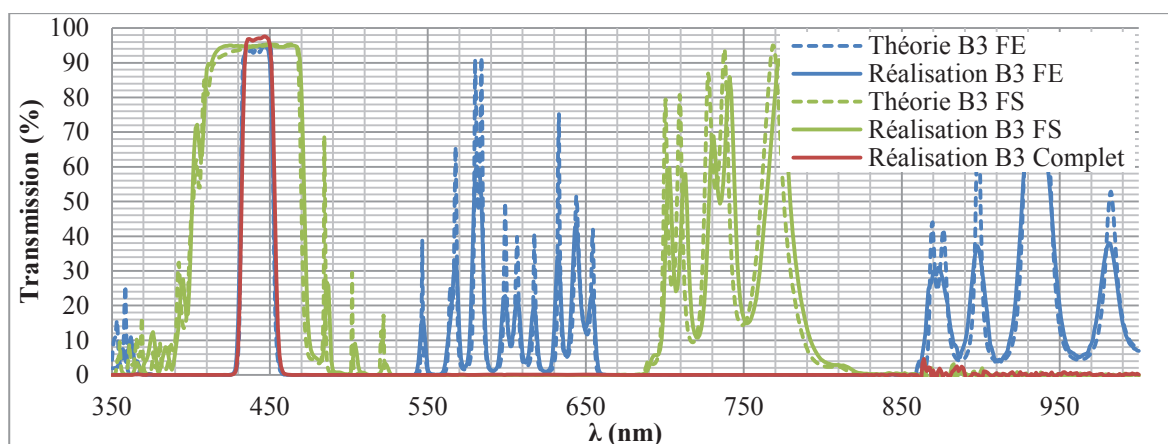


Fig. 1 : Transmissions théoriques et expérimentales de la face d'entrée et de la face de sortie et transmission expérimentale du filtre complet (FE+FS) pour le filtre B3.

4. MIROIRS A HAUTES PERFORMANCES

Dans le cadre d'activités de recherche et développement relatives à la réalisation de l'accélérateur linéaire européen ELI-NP, des premiers prototypes de miroirs à hautes performances ont été fabriqués. Pour cette application, la réflexion doit dépasser 99,95% à 515 nm pour les deux polarisations s et p à 22,5° d'incidence. La planéité finale des miroirs doit être meilleure que $\lambda/30$ peak to valley (PTV) à 515 nm et le seuil d'endommagement laser supérieur à 0,5 J.cm⁻² dans le vide (3,5 ps, 100 Hz à 515 nm). Afin de respecter ces contraintes, nous avons défini un empilement de couches haut (H) et bas (B) indices, quart d'onde à 530 nm dont la structure est du type (HB)¹⁰ H. Une détermination fine des contraintes mécaniques liées aux matériaux utilisés a mis en évidence une dépendance linéaire des contraintes en fonction de l'épaisseur, permettant de modéliser finement l'évolution du rayon de courbure du substrat en cours de fabrication. Les contraintes associées aux matériaux SiO₂ et Nb₂O₅ exprimées en MPa sont définies ainsi (e étant l'épaisseur de la couche en nanomètres) :

$$\sigma_{SiO_2} = 356,0 + 0,0434 e_{SiO_2} \text{ et } \sigma_{Nb_2O_5} = 59,5 + 0,0013 e_{Nb_2O_5}$$

Le même dépôt a été effectué sur les deux faces du substrat pour compenser les contraintes mécaniques induites par l'empilement. Les résultats de mesure de la réflexion par Cavity RingDown Spectroscopy (CRDS) et de planéité par contrôle interférentiel en lumières blanches (Zygo NEWVIEW 7300) sont détaillés dans le tableau 2 pour 4 échantillons caractéristiques.

Tab. 2 : Mesures de planéité et de réflectivité pour les miroirs.

Echantillon	Planéité		Réflectivité	
	$\lambda/30$	nm	R_S (%)	R_P (%)
1	1,00 ± 0,10	17,2 ± 0,2	99,983 ± 0,005	99,972 ± 0,005
2	1,00 ± 0,10	17,2 ± 0,2	99,990 ± 0,005	99,981 ± 0,005
3	0,88 ± 0,10	15,2 ± 0,2	99,987 ± 0,005	99,978 ± 0,005
4	1,06 ± 0,10	18,2 ± 0,2	99,987 ± 0,005	99,977 ± 0,005

Les miroirs fabriqués présentent des performances en accord avec les spécifications applicables à ce projet. Il est à noter que compte tenu de la très bonne connaissance du niveau de contraintes lié à chacun des matériaux utilisés, il est alors possible de réaliser la compensation par dépôt d'une autre fonction optique en face arrière (e.g. antireflet) ou bien de contrôler le rayon de courbure du composant final.

CONCLUSION

Cet article illustre les capacités de l'Institut Fresnel à réaliser des filtres interférentiels à grand nombre de couches correspondant à des fonctions et des applications variées. Des filtres passe bande dont les longueurs d'onde de centrage vont de 443 nm à 2142 nm ont été réalisés ainsi que des miroirs à haute réflectivité et très bonne planéité après traitement.

Les travaux présentés dans ce papier ont été financés d'une part par la société CILAS (Projet 3MI) et d'autre part, par la société ALSYOM et le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (CNRS-LAL) (Projet ELI-NP).

REFERENCES

- [1] I. Manolis, J-L. Bézy, R. Meynard, M. Porciani, M. Loiselet, G. Mason, D. Labate, U. Bruno, R. De Vidi, "The 3MI instrument on the METOP second generation", ICSO 2014 Proceedings.
- [2] <http://www.eli-np.ro/index.php>
- [3] M. Scherer, J. Pistner and W. Lehnert, "UV- and VIS Filter Coatings by Plasma Assisted Reactive Magnetron Sputtering (PARMS)", OIC 2010 Proceedings.
- [4] A. Zoeller, M., H. Hagedorn, W. Klug and C. Schmitt, "High accurate in-situ optical thickness monitoring", OIC 2004 Proceedings.

MICRO-SPECTROMETRE COMPACT, A HAUTE RESOLUTION SPECTRALE, INTEGRE SUR DETECTEUR : PREMIER SPECTRE

Thomas Diard^{ab}, Florence de la Barrière^a, Yann Ferrec^a, Nicolas Guérineau^a,
Sylvain Rommeluère^a, Guillermo Martin^b, Etienne le Coarer^b

^aONERA - The French Aerospace Lab, Chemin de la Hunière, 91120 Palaiseau, France

^bIPAG, 414 rue de la Piscine - Domaine Universitaire, 38041, Grenoble, France

thomas.diard@onera.fr

RÉSUMÉ

Dans cet article, nous présentons un nouveau micro-spectromètre compact, à haute résolution spectrale (près de 2 cm^{-1}) et directement intégré sur détecteur : le HR SPOC (High Resolution Spectrometer On Chip) visible. Ce spectromètre est composé d'un interféromètre à deux ondes directement intégré sur détecteur 2D, le rendant ainsi très compact. Cette nouvelle technologie est un nouveau concept, inspirée de MICRO-SPOC (MICRO-Spectrometer On Chip), un spectromètre infrarouge développé à l'ONERA ces dernières années. Après calibration de ce nouveau prototype, le premier spectre mesuré est présenté.

MOTS-CLES : *Spectrométrie à transformée de Fourier, Micro-spectromètre, Haute résolution spectrale, Compacité*

1. INTRODUCTION

L'ONERA a développé un spectromètre statique, très compact, infrarouge statique par transformée de Fourier, MICRO-SPOC [1]. Ce spectromètre basé sur l'interférométrie à deux ondes est aminci en biais (CdZnTe) puis intégré sur un plan focal infrarouge de la filière HgCdTe. MICRO-SPOC fonctionne dans la gamme $2,5 - 5 \mu\text{m}$, avec une résolution spectrale proche de 20 cm^{-1} . Pour améliorer la résolution spectrale, nous proposons un nouveau concept de micro-spectromètre utilisant les deux dimensions du détecteur matriciel. Nous avons réalisé un premier prototype à partir de ce concept et nous présentons le premier spectre mesuré.

2. AMELIORATION DE LA RESOLUTION SPECTRALE ET PREMIER PROTOTYPE

La résolution spectrale des est donnée par l'expression suivante :

$$d\sigma = \frac{1}{2\delta_{max}} \text{ avec } \delta_{max} = 2.n.e_{max}$$

δ_{max} est la différence de marche optique maximale atteignable, n est l'indice de réfraction de la cavité et e_{max} l'épaisseur maximale de la cavité interférométrique. Pour augmenter la résolution spectrale nous voulons augmenter l'épaisseur de la cavité. Cependant, la longueur du détecteur est limitée par des contraintes technologiques. Nous proposons donc plutôt d'utiliser les deux dimensions du détecteur.

La cavité interférométrique est localisée entre le détecteur et un prisme en marches d'escalier. Chaque marche est légèrement inclinée. Le prisme contient plusieurs marches, ce qui permet d'augmenter la différence de marche maximale à chaque étape et ainsi disposer d'une grande résolution.

Nous avons utilisé ce concept pour réaliser un premier prototype, le HR SPOC [2]. Le prisme en marches d'escalier est réalisé en PMMA (figure 1.a) et dispose d'une épaisseur maximale de $1153\mu\text{m}$, permettant d'atteindre une résolution de 2 cm^{-1} . Ce prisme est collé sur un détecteur visible (500-1100nm) de e2v et le tout est intégré dans un boîtier, le packaging final (très compact : 140g, $12 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$) est présenté dans la figure 1.b.

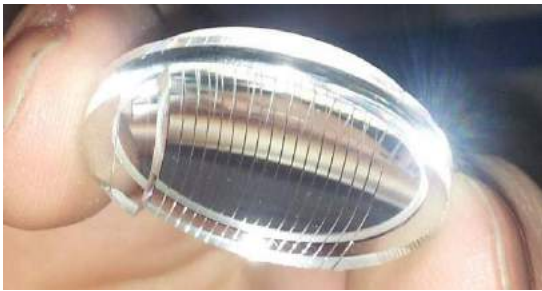


Figure 1: Photos du (a) prisme en escalier et du (b) packaging final du HR SPOC.

3. TRAITEMENT DES DONNEES EXPERIMENTALES ET PREMIER RESULTAT

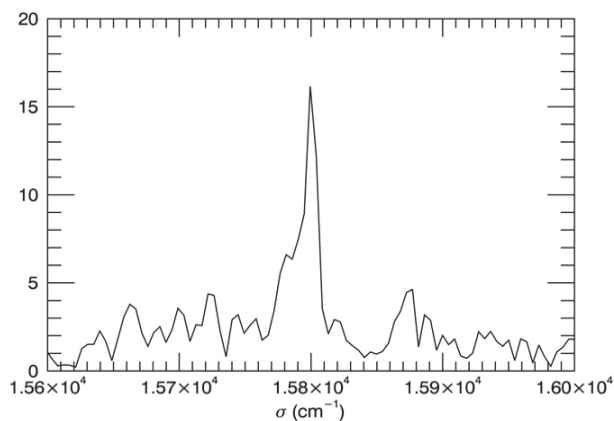


Figure 2: Spectre laser à 632,8 nm ($\sigma = 15802,78 \text{ cm}^{-1}$).

La figure 2 présente le premier spectre obtenu à partir d'une diode laser à 632,8 nm. Il présente plusieurs problèmes : (i) la largeur spectrale mesurée ($13,3 \text{ cm}^{-1}$) est significativement plus élevée que la résolution spectrale théorique ($2,2 \text{ cm}^{-1}$) et (ii) il y a un bruit important autour du pic principal. Ces problèmes sont dus à l'approche simple que nous avons utilisée, basée sur une transformée de Fourier. En effet, l'interférogramme n'est pas simplement le résultat d'une interférence à deux ondes (comme pour le Michelson par exemple). Une troisième onde est présente dans la cavité, due à une réflexion sur la couche de passivation du détecteur.

Ainsi, l'interférogramme n'est pas une sinusoïde parfaite et une simple transformée de Fourier n'est pas assez efficace pour récupérer le spectre. Dans un second temps, nous planifions d'utiliser une approche de problème inverse (proposée dans [3]) pour obtenir le spectre de la scène observée avec une meilleure exactitude.

CONCLUSION

Nous avons proposé une nouvelle architecture de micro-spectromètre disposant d'une grande résolution spectrale basé sur un prisme interférométrique en marche d'escalier. Nous avons développé un prototype très compact, fonctionnant dans le visible et disposant d'une bonne résolution spectrale. D'autres prototypes visibles vont être développés, en particulier un prototype avec le détecteur HDPIX de Pyxalis disposant d'un bruit de lecture plus faible ($2-3 e^-$) et d'un plus grand nombre de pixels (2800×1050 pixels, pas pixel $10 \mu\text{m}$).

RÉFÉRENCES

- [1] Rommeluère, S., Guérineau, N., Haidar, R., Deschamps, J., de Borniol, E., Million, A., Chamonal, J-P., Destefanis, G., "Infrared focal plane array with a built-in stationary Fourier-transform spectrometer: basic concepts", *Opt. Lett.* 33, 1062-1064 (2008).
- [2] le Coarer, E., Guérineau, N., Martin, G., Rommeluère, S., Ferrec, Y., Schmitt, B., "SWIFTS-LA: An Unprecedentedly Small Static Imaging Fourier Transform Spectrometer", *Proc. ICSO* (2014).
- [3] Gillard, F., Lefebvre, S., Ferrec, Y., Mugnier, L., Rommeluère, S., Benoit, C., Guérineau, N., Taboury, J., "Inverse problem approaches for stationary Fourier transform spectrometers", *Opt. Lett.* 36, 2444-2446 (2011).

IMAGERIE DE PHASE QUANTITATIVE APPLIQUEE A L'ANALYSE DE L'INTERACTION LASER MATIERE DANS LES MATERIAUX ET COMPOSANTS OPTIQUES

Laurent Gallais et Serge Monneret

Aix Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel UMR7249, Marseille, France

laurent.gallais@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons les développements récents à l'Institut Fresnel sur l'application de techniques de microscopie de phase quantitative, basées sur un analyseur de front d'onde, à l'étude des phénomènes d'interaction laser matière. Ces études concernent notamment les problématiques d'endommagement laser en régime sub-picoseconde dans les matériaux et composants optiques et les procédés lasers (ablation, micro-usinage). Nous montrerons comment les techniques utilisées peuvent permettre de mesurer in situ, de façon résolue en temps et quantitativement les modifications induites par l'interaction laser matière dans un matériau : mesure de variations d'indice, de déformation de surface, de biréfringence, de cratère d'ablation, de caractérisation de plasma, d'effets non-linéaires.

MOTS-CLEFS : *endommagement laser, procédés laser, microscopie de phase, techniques pompe/sonde*

1. CONTEXTE ET OBJECTIFS

Pour étudier la physique de l'interaction laser matière ou pour développer des procédés lasers il est important de disposer d'outils de caractérisation pour mesurer les modifications induites par le faisceau dans la matière. Ces modifications peuvent correspondre à des variations d'indice, des déformations de surface, des dommages/cratères qui se traduisent par un enlèvement de matière, etc... La caractérisation des propriétés de la matière au cours de l'interaction (plasma, échauffement, contraintes thermo-mécaniques, phénomènes hydrodynamiques, etc..) a également un grand intérêt pour comprendre les processus complexes mis en jeu au cours de ces interactions. Pour répondre à ces différents objectifs il existe un grand nombre de techniques basées sur des techniques bien établies et commercialisées (microscopie, AFM, MEB, profilométrie, etc...) et des systèmes développés en laboratoire pour étudier la dynamique des processus (microscopie pompe/sonde, holographie numérique, etc...). Dans ce contexte nous travaillons sur l'utilisation d'une technique de mesure de phase quantitative, basée sur un analyseur de front d'onde développé par la société Phasics [1] en collaboration avec l'Institut Fresnel [2].

2. PRINCIPE ET APPLICATIONS

L'analyseur de front d'onde utilisé est basé sur le principe de l'interférométrie à décalage de phase : une optique diffractive crée 4 répliques du front d'onde à analyser sur une caméra, et l'analyse de l'interférogramme créé sur le capteur permet de remonter à la fois à l'intensité et à la phase du front d'onde incident (Fig.1). En couplant ce capteur à un microscope ou un autre système d'imagerie il est alors possible d'obtenir une mesure d'intensité et de phase de la zone située dans le plan objet du capteur.

Cette technique a été appliquée à différents cas afin d'étudier ses potentialités et les limites qui seront présentés lors du colloque: phénomène d'endommagement laser dans les couches minces optiques, micro-usinage laser de la silice par laser CO₂, mesure d'indice non-linéaire dans la silice en régime femtoseconde, mesures pompe/sonde résolues de plasma dans des matériaux optiques, etc...[3,4]

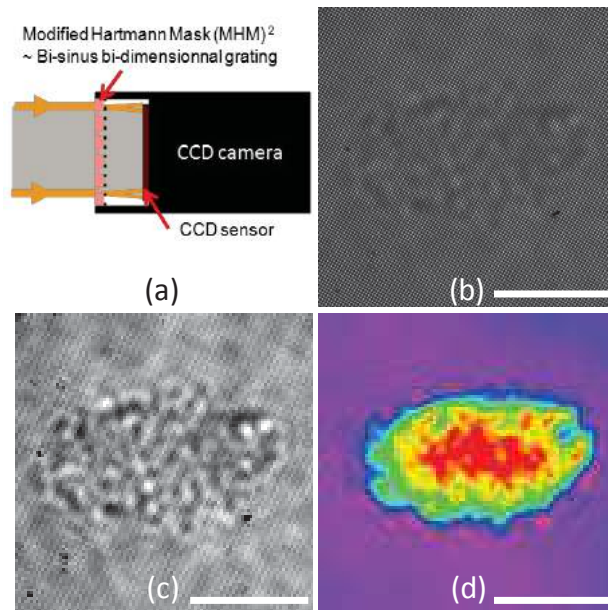


Fig. 1 : (a) Représentation schématique du capteur utilisé, composé d'une caméra CCD et d'une optique diffractive ; (b) Un exemple d'interférogramme obtenu dans le cas d'une surface de silice endommagée par un laser 500fs/1030nm ; profils d'intensité (c) et de phase (d) reconstruits. La barre d'échelle correspond à 10μm.

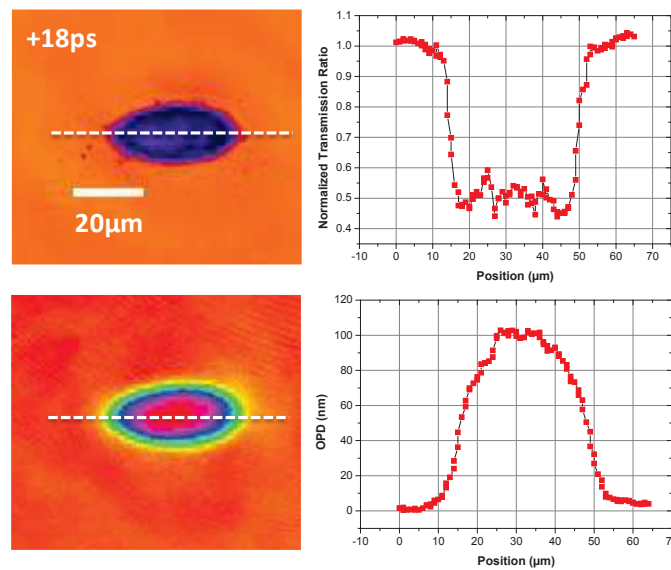


Fig. 2 : Cartographie d'intensité (haut) et de différence de chemin optique (bas) résolues en temps obtenues sur une couche mince de Nb₂O₅ irradiée une fluence de 5J/cm² à 1030nm, 18ps après l'impulsion.

RÉFÉRENCES

- [1] www.phasicscorp.com
- [2] Bon, P., G. Maucort, B. Wattellier, and S. Monneret, "Quadriwave lateral shearing inter-ferometry for quantitative phase microscopy of living cells," *Opt. Express*, Vol. 17, No. 15, 2015
- [3] Douti D.B., Chrayteh M., Aknoun S., Doualle T., Hecquet C., Monneret S., Gallais L., 'Quantitative phase imaging applied to laser damage detection and analysis', *Applied Optics*, 54 8375 (2015).
- [4] Gallais L. and Monneret S., 'Time-resolved quantitative phase microscopy of laser-material interactions using a wavefront sensor', *Soumis*

TRANSPARENT BIOCERAMICS FOR BIOACTIVITY AND MEDICAL APPLICATIONS

Mythili Prakasam¹, Janis Locs², Alain Largeteau¹

¹ CNRS, Université de Bordeaux, ICMCB, UPR 9048, 87 avenue du Dr. A. Schweitzer F-33600 Pessac, France

² Rudolfs Cimdins Riga Biomaterials Innovations and Development Centre of RTU, Institute of General Chemical Engineering, Faculty of Materials Science and Applied Chemistry, Riga Technical University, Pulka 3, Riga LV-1007, Latvia

alain.largeteau@icmcb.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Transparent bioceramics with nanostructures for analysis of bioactivity and Osteogenic differentiation of bone forming stem cells is proposed.

MOTS-CLEFS : *Transparent ceramics; Bioceramics; Nanostructures; Sintering*

1. INTRODUCTION

Currently, transparent ceramics are used for various applications [1, 2], such as the viewport for an aggressive atmosphere, high mechanical strength, windows/domes/lens, lasers, scintillators, Faraday rotators, refractories, biomedical applications, laser cutting tools, etc. Though hydroxyapatite (HAp) single crystals [3] are available, transparent ceramics of HAp have increased mechanical strength due to their polycrystalline nature [4, 5]. However, polycrystallinity could induce translucency due to the random orientation of the grains. Transparent bioceramics have potential applications to be used for direct viewing of living cells [6] by replicating conditions similar to those in vivo, by avoiding the sacrifice of animals for experiments. Transparent bioceramics can be also employed as the viewport for surgery in delicate areas, such as skull [7, 8], to pass a laser beam through to operate on the injured site. Recent experiments have also successfully shown the potential applications of bioceramics [8]. Conventionally optically transparent ceramics are often fabricated by either hot-isostatic pressing (HIP), or hot pressing (HP) or vacuum sintering at very high temperatures using ultrapure ultrafine powders. Rapid sintering techniques such as Spark Plasma Sintering (SPS) helps in obtaining maximum densification in short duration of time at comparatively lesser sintering temperatures in comparison to other classical sintering. We at ICMCB have demonstrated successfully the fabrication of transparent ceramics of both cubic and non-cubic crystal structured materials by combining the high sinterability of nanocrystalline (nc) powders with the rapid densification rates characteristic of spark plasma sintering (SPS). Few examples of transparent ceramics fabricated at ICMCB [9-12] by SPS are Yb³⁺:Lu₂O₃, Yb³⁺:Gd₂O₃, Yb³⁺:Sc₂O₃, Yb³⁺: Y₂O₃, ZnO, YAG, Yb³⁺:YAG, MgAl₂O₄, ZrO₂ and ZnSe. The fabrication methodology of HAp bioceramics by SPS and results will be discussed in detail.

2. FABRICATION METHODOLOGY OF TRANSPARENT BIOCERAMIC OF HAP

In contrast to traditional ceramics with respect to the porous or nearly dense structure, transparent ceramics have nearly zero porosity. The transparency of the ceramics permits the different wavelengths to pass through and, at the same time, to retain their inherent properties. Light transmission, in the absence of porosity, makes the surface have high purity and, with the absence of vitreous phases significantly, expands the applications of these transparent

bioceramics. As with other ceramic fabrication methodologies, the fabrication of transparent ceramics involves sintering of nanopowders under pressure and temperature. Fabrication processes involve the usage of the shaping of the powder with techniques such as tape casting, slip casting, uniaxial pressing, cold isostatic pressing and compaction in the presence of a magnetic field. The shaping process is followed by sintering processes with the use of conventional sintering, hot pressing, hot isostatic pressing, microwave sintering, spark plasma sintering, hydrothermal sintering and vacuum sintering. To increase the density, various additives are used.

To obtain high transparency in sintered ceramics, the electron transition into the orbitals and the inherent birefringence of the material play a vital role. The influence of pore size in transparent ceramics affecting the transparency depends on the refractive index. In the case of cubic structured materials, the scattering around the pore does not affect the transparency, unless the material has high inherent birefringence. Whereas for non-cubic structured materials, if at all, having porosity, the pore size should be less than the wavelength of light, due to the additional light scattering that would arise from the grain boundaries and the optical inhomogeneity from the birefringence. Furthermore, the scattering or absorption also increases with the thickness and the grain size of the sintered body.

According to the recent survey, fractures and bone loss due to trauma or diseases is a significant clinical and socioeconomic problem in both developed and developing countries. The scientific advancements with the converging ideas of materials science and biomedicine have already helped in improving the quality of life for patients with severe bone injuries, and in maintaining the health of the ageing population. Transparent bioceramics of HAp with retained nanostructures from the initial powders for in vitro applications such as analysis of bioactivity and Osteogenic differentiation of bone forming stem cells is investigated at ICMCB. The fabricated transparent ceramics of HAp by SPS is shown in Figure 1.



Fig. 1 : Transparent HAp ceramics by SPS at ICMCB

Based on the optimized sintering conditions for HAp by SPS, a sintering temperature of 900 °C was used with a dwell time of 10 min, a heating/cooling rate of 20 °C/min and the maximum pressure of 100 MPa applied at ambient temperature under a vacuum. Spark plasma sintering (SPS) experiments were performed with DR. SINTER LAB Spark Plasma Sintering system, Model SPS-515S-FUJI. The experiments were performed under a vacuum of 10 Pa with the pulse sequence for the SPS applied voltage of 12:2 (i.e., 12 ON/ 2 OFF).

CONCLUSION

Hydroxyapatite bioceramics are of growing interest due to their biological activity and their biocompatibility. With the advancement of nanotechnology and sintering technology, it is possible to obtain high strength bioceramics with the required enforcements or combinations, such as ceramic/polymer, ceramic/ceramic, ceramic/metal or a combination of dense/porous ceramics, based on the application and implant site. The current shaping technology/sintering enables us to obtain dense or porous bioceramics. The procedure of synthesizing the nanopowders, the shape and size of the grain play a major role in the final properties of the ceramics. The advanced sintering technology can help in designing the required properties of the bioceramics by altering the

microstructure, composition and surface chemistry. However, the details on the thermal stability of various sintering processes are not clear. The thermal behavior of the sintered bioceramics by various processes is important in analyzing the decomposition and the solubility in the biological system. Since Aoki [326] reported on the usage of HAp in the field of orthopedic surgery, this has opened vistas to study in vivo animal models. Despite the excellent biocompatibility of HAp, significant rates of implant collapse also have been reported in anterior cervical fusion. Few reports show the resorbability of dense, compact HAp in the adjacent healing site. Mechanical aspects, such as compressive strength and tensile strength, are reported to be higher in dense HAp in comparison to cortical bone and porous HAp. Further, due to the high strength and flexibility, recently, a transparent skull mimicking the human skull has been successfully tested. Due to the bioactivity and similarity to the human bone mineral, the tests done on the transparent HAp can be helpful to study in vivo conditions in vitro by avoiding the huge number of animal sacrifices done for the same. Further investigations are necessary to validate the type of grains required for sintering and to yield transparency. With our optimized sintering parameters we have demonstrated the fabrication of transparent bioceramics of HAp, calcium phosphate and Zirconia by spark plasma sintering for potential applications in bioactivity and biological applications.

RÉFÉRENCES

- [1] Suárez, M.; Fernández, A.; Torrecillas, R.; Menéndez, J.L. Sintering to Transparency of Polycrystalline Ceramic Materials. In *Sintering of Ceramics—New Emerging Techniques*; Lakshmanan, A., Ed.; InTech: Rijeka, Croatia, 2012; 527–552.
- [2] Kanzaki, N.; Onuma, K.; Ito, A.; Teraoka, K.; Tateishi, T.; Tsutsumi, S. Direct growth rate measurement of hydroxyapatite single crystal by moiré phase shift interferometry. *J. Phys. Chem. B* 1998, 102, 6471–6476. [3] Gupta, T.K.; Lange, F.F.; Bechtold, J.H. Effect of stress-induced phase transformation on the properties of polycrystalline zirconia containing metastable tetragonal phase. *J. Mater. Sci.* 1978, 13, 1464–1470.
- [4] Ioku, K.J. Tailored bioceramics of calcium phosphates for regenerative medicine. *Ceram. Soc. Jpn.* 2010, 118, 775–783.
- [5] Klimke, J.; Trunec, M.; Krell, A. Transparent tetragonal yttria-stabilized zirconia ceramics: Influence of scattering caused by birefringence. *J. Am. Ceram. Soc.* 2011, 94, 1850–1858.
- [6] Fang, Y.; Agrawal, D.K.; Roy, D.M.; Roy, R. Fabrication of transparent hydroxyapatite ceramics by ambient-pressure sintering. *Mater. Lett.* 1995, 23, 147–151.
- [7] Damestani, Y.; Reynolds, C.L.; Szu, J.; Hsu, M.S.; Kodera, Y.; Binder, D.K.; Park, B.H.; Garay, J.E.; Rao, M.P.; Aguilar, G. Transparent nanocrystalline yttria-stabilized-zirconia calvarium prosthesis. *Nanomed. Nanotechnol. Boil.* 2013, 9, 1135–1138.
- [8] Kotobuki, N.; Ioku, K.; Kawagoe, D.; Fujimori, H.; Goto, S.; Ohgushi, H. Observation of osteogenic differentiation cascade of living mesenchymal stem cells on transparent hydroxyapatite ceramics. *Biomaterials* 2005, 26, 779–785.
- [9] M.Prakasam, D. Michau, O. Viraphong, A. Largeteau, Optimal sintering parameters for Al₂O₃ optoceramics with high transparency by spark plasma sintering, <http://dx.doi.org/10.1080/17436753.2016.1149909>, *Advances in applied ceramics*
- [10] M. Prakasam, J. Locs, K. Salma-Ancane, D. Loca, A. Largeteau, L. Berzina-Cimdina, Fabrication, Properties and Applications of Dense Hydroxyapatite: A Review, *J. Funct. Biomater.* 2015 6(4) 1099- 1140. [11] M Prakasam, O Viraphong, D Michau, A Largeteau, Critical parameters to obtain Yb³⁺ doped Lu₂O₃ and ZnO transparent ceramics, *Ceramics International* 40 (1) 2014, 1859-1864
- [12] M Prakasam, O Viraphong, D Michau, P. Veber, M. Velazquez, K. Shimamura, A. Largeteau, Yb³⁺ doped Lu₂O₃ transparent ceramics by spark plasma sintering, *Ceramics International* 39 (2), 2013, 1307-1313

ÉTUDE COMPARATIVE DE VIBROMÈTRES POUR LA DÉTECTION DE VIBRATIONS ULTRASONORES

Carolina M Goloni¹, Olivier Jacquin², Vadim Girardeau², Eric Lacot², Olivier Hugon²,
Guilherme Temporão¹

¹ Centre d'études en Télécommunications (CETUC), Université Pontificale Catholique de Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brazil

² Laboratoire Interdisciplinaire de Physique (LIPHY) UMR CNRS 5588, Université Grenoble Alpes, 38000 Grenoble, France

olivier.jacquin@univ-grenobles-alpes.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une étude comparative entre un interféromètre hétérodyne ponctuel à ré-injection optique (*laser optical feedback imaging* - LOFI) et un interféromètre plein champ stroboscopique du type Mach-Zehnder pour réaliser des mesures de vibrations ultrasonores bidimensionnelles. Nous comparons les performances spatiales (résolution, sensibilité) et temporelles (bande passante, rapidité,...) de ces deux vibromètres.

MOTS-CLEFS : *LOFI ; stroboscopie; vibrométrie; plein champ*

1. INTRODUCTION

La détection d'onde ultrasonore est d'un grand intérêt pour le contrôle non destructif dans l'industrie mais également pour l'imagerie photoacoustique [1] qui connaît un grand engouement dans le domaine biomédicale. Différentes techniques sont disponibles selon les applications visées et les conditions de mesures. La motivation de ce travail est de proposer une alternative aux sondes piézoélectriques pour la détection d'onde acoustique, deux méthodes de mesure sont évalués. Le vibromètre LOFI qui est un interféromètre hétérodyne monopoint extrêmement sensible et un vibromètre stroboscopique basé sur interféromètre du type Mach-Zehnder plein champ. L'objectif est donc de comparer la résolution, la sensibilité, la dynamique, la rapidité, la mise en oeuvre,... ainsi que les limites de chacune de ces deux techniques pour la détection des ondes ultrasonores. L'analyse des deux méthodes pour l'imagerie bidimensionnelle de vibration est réalisée pour une cible piézoélectrique animée d'un mouvement sinusoïdal à la fréquence $f_v = 40 \text{ kHz}$ et d'amplitude $a_v = 140 \text{ nm}$.

2. TECHNIQUE LOFI

La technique LOFI est un interféromètre hétérodyne qui met en jeu la dynamique des micro-lasers. Elle permet de mesurer avec une extrême sensibilité le signal rétrodiffusé par une cible et d'en déduire sa carte de réflectivité et de phase (distance laser/cible) [2]. L'interférence hétérodyne a lieu dans le laser, entre la lumière intra-cavité et la lumière rétrodiffusée par l'objet à imager. Il apparaît alors un battement optique intra-cavité qui peut être amplifié par la dynamique du laser. Si la fréquence f_R de ce battement optique est de l'ordre du MHz pour être résonnante avec la dynamique d'un micro-laser Nd-YAG, on a alors un facteur d'amplification de l'ordre de $G_{LOFI} = 10^6$ du battement hétérodyne. Ce système permet d'obtenir des images d'amplitude et de phase d'objets diffusants dans des conditions peu coopératives (milieux diffusant ou cibles peu réfléchissantes). La Figure 1 montre le montage LOFI.

Un traitement du signal par Transformée de Hilbert, permet de mesurer l'amplitude et la phase de vibrations ultrasonores nanométriques. Les principaux avantages de cette technique sont la simplicité de mise en oeuvre, la faible puissance laser sur la cible ($10 \mu\text{W}$), une large bande passante (quelques kHz à quelques MHz). Une fréquence f_R de l'ordre du MHz impose un temps d'échantillonnage de l'ordre de 100 ns , ce qui se traduit pour une résolution fréquentielle de l'ordre du kHz à plus de 100000 échantillons. Les images sont réalisées point par point en balayant la cible avec le faisceau laser, ce qui se traduit par un temps d'acquisition grand, plusieurs minutes sans moyennage, pour une image 512×512 pixels.

3. TECHNIQUE STROBOSCOPIQUE

Le système stroboscopique est basé sur un interféromètre Mach-Zehnder qui est présenté sur la Figure 2. L'effet stroboscopique est réalisé à l'aide du modulateur acousto-optique (AOM) qui module l'intensité du laser à l'entrée de l'interféromètre. La répartition d'intensité mesurée sur la camera est une figure de speckle qui résulte de l'interférence entre l'onde issue de la cible diffusante et l'onde du bras de référence. Des optiques de polarisation permettent de contrôler le contraste des interférences. Le miroir 2 est légèrement tilté de façon à créer un système de franges dans la figure de speckle [3] ce qui permet d'accéder à la cartographie de phase de la cible par un traitement dans l'espace de Fourier. La lentille L1 image la cible sur la camera ce qui permet d'accéder directement à la phase dans le plan image (camera CCD).

Cette interféromètre réalise des images plein champ, cependant le temps d'acquisition est un compromis entre la durée et la répétition des pulses stroboscopiques, le temps d'exposition de la camera qui permet d'observer une image et la puissance du laser. Pour avoir une résolution fréquentielle de l'ordre du kHz le temps d'acquisition est environ 20 fois plus petit qu'avec le LOFI mais nécessite une puissance de laser de plusieurs Watt (pour compenser le faible temps d'éclairage de la cible). La mesure de vibration de fréquences plus grandes nécessite des puissances laser encore plus importante (durée de pulse plus court). L'utilisation d'une plus faible puissance laser se traduit par un temps d'expositions plus long et donc une mesure moyennée sur plusieurs périodes.

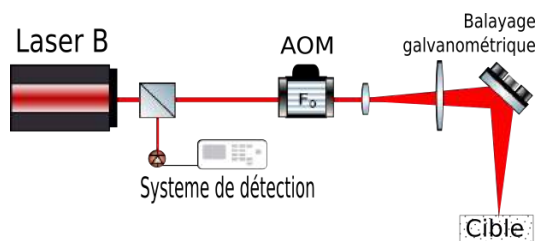


FIGURE 1 : Système LOFI.

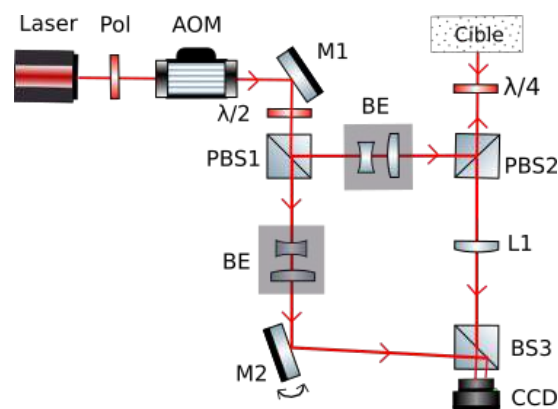


FIGURE 2 : Interféromètre stroboscopique. M-miroirs ; BS-séparateur de faisceaux ; Pol-polariseur ; BE-expandeur de faisceaux.

CONCLUSION

Le LOFI malgré son caractère monopoint semble bien adapté pour la mesure de vibration hautes fréquences (quelques MHz) nécessitant une résolution temporelle élevée comme pour l'étude de phénomènes transitoires (mais reproductibles). L'interféromètre stroboscopique semble lui plus adapté pour des mesures moyennées de vibration de fréquences plus basses (quelques dizaines de KHz).

RÉFÉRENCES

- [1] P. Beard, "Biomedical photoacoustic imaging," *Interface Focus*, vol. 1, no. 4, pp. 602–631, 2011.
- [2] E. Lacot, R. Day, and F. Stoeckel, "Laser optical feedback tomography," *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 11, pp. 744–746, Jun 1999.
- [3] E. Cuche, P. Marquet, and C. Depeursinge, "Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital off-axis holography," *Appl. Opt.*, vol. 39, no. 23, pp. 4070–4075, Aug 2000.

IMAGERIE SANS LENTILLE APPLIQUEE AU DIAGNOSTIC ANATOMOPATHOLOGIQUE

Sophie Morel¹, Lionel Hervé¹, Thomas Bordy¹, Olivier Cioni¹, Antoine Delon², Catherine Fromentin³, Jean-Marc Dinten¹, Cédric Allier¹

¹Univ. Grenoble Alpes, F-38000 Grenoble, France, CEA, LETI, MINATEC Campus, Département des Technologies pour la Biologie et la Santé, F-38054 Grenoble, France

²Univ. Grenoble Alpes, F-38000 Grenoble, France; CNRS, LIPhy, F-38000 Grenoble, France

³Laboratoire d'anatomocytopathologie, Centre Hospitalier Schaffner, Lens, France

sophie.morel@cea.fr

RÉSUMÉ

Cette communication présente une nouvelle modalité d'imagerie sans lentille permettant l'observation rapide, grand champ et bas coût d'échantillons pathologiques denses.

MOTS-CLEFS : *imagerie sans lentille ; reconstruction holographique ; grand champ ; contraste de phase*

1. INTRODUCTION

L'imagerie sans lentille est une méthode simple, bas coût permettant d'enregistrer des images grand champ (10-30 mm²) de l'échantillon observé. L'échantillon est illuminé par une source partiellement cohérente. L'intensité de l'hologramme, résultant de l'interférence entre l'onde incidente et l'onde diffractée par l'échantillon, est enregistrée par le capteur. Un algorithme de reconstruction holographique [1] permet de reconstruire l'objet observé. Si des objets épars, comme des virus, bactéries, ou des cellules, ont pu être reconstruits [2], l'imagerie sans lentille d'objets denses n'a été obtenue que très récemment [3][4], mais avec des temps de reconstruction encore trop longs (46 min./mm²) et n'est donc pas appliquée sur l'échantillon entier. Nous présentons une méthode simple et rapide (15 minutes) d'enregistrer des images grand champ (jusqu'à 2,5cm × 2,5cm) de lames de tissus colorés et non marqués en anatomopathologie.

2. METHODE

Pour imager des échantillons denses comme les lames de tissus, notre technique est basée sur l'enregistrement de plusieurs hologrammes éclairés à différentes longueurs d'onde d'illumination. Un nouvel algorithme de reconstruction holographique adapté à ces acquisitions multi longueurs d'ondes a été développé. Cette méthode permet de reconstruire le module de lames de tissus colorés (Figure 1b). En adaptant le protocole d'acquisition, il est également possible de fournir une image de phase des tissus transparents (Figure 1a), image similaire à celles obtenues en contraste de phase. Chaque image reconstruite couvre un champ de 10 mm². Une image totale couvrant un champ de 6,25cm² de la lame de tissu est obtenue en scannant l'échantillon au-dessus du capteur. Elle résulte d'une mosaïque de modules ou de phases reconstruits, selon que l'on observe respectivement une lame de tissu coloré, ou non marqué.

3. RESULTATS SUR TISSUS COLORES ET NON MARQUES

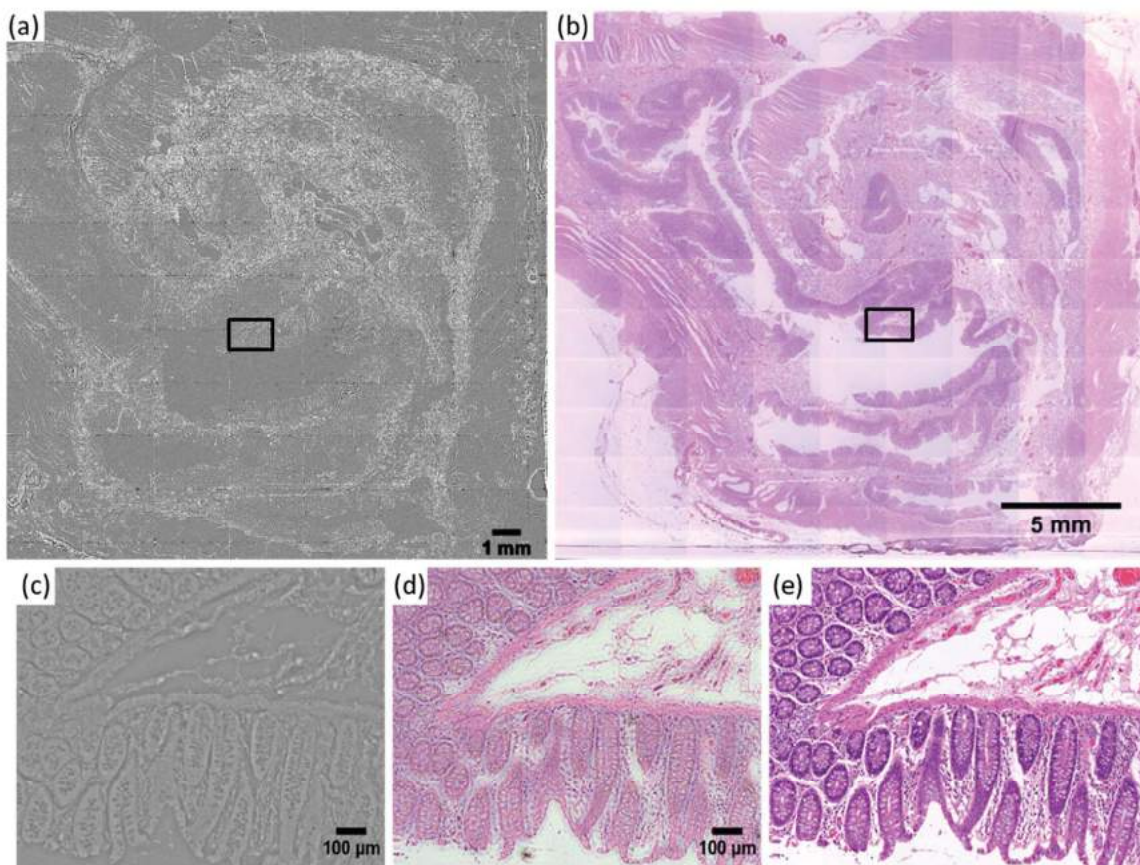


Figure 1 : Imagerie sans lentille d'une lame de colon humain. (a) Lame non marquée. L'image totale résulte d'une mosaïque de phases reconstruites en imagerie sans lentille. Contraste augmenté de 60% (b) Lame provenant de la même biopsie de colon, colorée en HES (Hématoxyline colore les noyaux des cellules en bleu, Eosine colore le cytoplasme en rose, Safran colore en jaune les fibres de collagène). L'image totale résulte d'une mosaïque de modules reconstruits en imagerie sans lentille. (c) Détail de (a) correspondant au rectangle noir. Contraste original. (d) Détail de (b) correspondant au rectangle noir. (e) Image microscope $\times 20$, Ouverture Numérique O.N. = 0,75

CONCLUSION

Nous avons développé une méthode rapide d'imagerie grand champ (jusqu'à $6,25 \text{ cm}^2$), bimodale, permettant d'observer en transmission des lames de tissu colorés, et en contraste de phase des lames de tissus non marqués. Les images obtenues sont multi-échelles, permettant à l'utilisateur d'observer en une seule fois la structure générale du tissu, et de zoomer jusqu'à la cellule individuelle.

RÉFÉRENCES

- [1] B. R. W. Gerchberg and W. O. Saxton, "A Practical Algorithm for the Determination of Phase from Image and Diffraction Plane Pictures," *Optik*, vol. 35, no. 2, pp. 237–246, 1972.
- [2] S. V. Kesavan, F. Momey, O. Cioni, B. David-Watine, N. Dubrulle, S. Shorte, E. Sulpice, D. Freida, B. Chalmond, J. M. Dinten, X. Gidrol, and C. Allier, "High-throughput monitoring of major cell functions by means of lensfree video microscopy," *Sci. Rep.*, vol. 4, p. 5942, Jan. 2014.
- [3] A. Greenbaum, Y. Zhang, A. Feizi, P. Chung, W. Luo, S. R. Kandukuri, and A. Ozcan, "Wide-field computational imaging of pathology slides using lens-free on-chip microscopy," *Sci. Transl. Med.*, vol. 6, no. 267, 2014.
- [4] W. Luo, A. Greenbaum, Y. Zhang, and A. Ozcan, "Synthetic aperture-based on-chip microscopy," *Light Sci. Appl.*, vol. 4, no. 3, p. e261, Mar. 2015.

OPTOMAGNETS GENERATION IN METALLIC STRUCTURES BY SPIN-ORBIT COUPLING BETWEEN PHOTON AND FREE ELECTRONS IN STRUCTURED FIELDS.

Y. Lefier^{1*}, U. Fischer², and T. Grosjean¹

¹*Femto-ST Institute, Besançon, France*

²*Interface physics group, WWU, Muenster, Germany*

yannick.lefier@femto-st.fr

RÉSUMÉ

We show in this article than by structuring fields (by focusing light or by interaction with metallic nanostructures) we can generate steady current loop in metallic structures by spin-orbit interactions between photons and free electrons of the metal. We will show here theoretical results that shows how this interaction can magnetized metallic structures and the importance of the structure of the electromagnetic field in this magnetization mechanism.

MOTS-CLEFS : *Spin-orbit coupling, Optomagnetization, Structured Light*

Non-paraxial study of the propagation of light shows that we can generate orbital angular momentum in an optical field by spin-orbit coupling of light [1]. This orbital angular momentum of light can be transferred to matter in order to generate magnetization in the matter interacting with the optical field [2]. In order to evaluate the magnetization in the metallic structures, we used a hydrodynamic model of the free electron gas in metal [3]. In general, the problem of optical magnetization is reduce to the inverse Faraday effect [4] but here we will discuss the importance of each non linear term of the electromagnetic forces acting on the electrons in the generation of the steady current loops in the metal and show that it highly depends of the structure of the field.

In our study, we proposed two way for optomagnetisation, the first one is to sharp the optical beam in the far field and to tightly focus the structured beam on a metallic slab. As we will show, the topological charge of the incident beam in very important to optimize the magnetization.

The second way is too structured the electromagnetic field by nanostructuring the metallic surface [5]. This kind of nanostructuration is a good way to have high field enhancement and, as a consequence, to enhanced the non-linear optical rectification needed to create the steady current loops in axisymmetric nanostructures. In this case, we also show that the induced magnetization is strongly linked to the geometry of the designed structures. Indeed having a good structuration of the field is the clue to optimize magnetization of the matter interacting with the light.

This work open the way to nanoscale controlled magnetization of matter by light at much higher frequency than with magnetization controlled by the classical electrical way.

This work is supported by the Labex ACTION.

REFERENCES

- [1] Allen, L., Beijersbergen, M. W., Spreeuw, R. J. C., & Woerdman, J. P. (1992). Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes. *Physical Review A*, 45(11).
- [2] Stanciu, C. D., Hansteen, F., Kimel, A. V., Kirilyuk, A., Tsukamoto, A., Itoh, A., & Rasing, T. (2007). All-optical magnetic recording with circularly polarized light. *Physical review letters*, 99(4), [3] Shen, Y. R. (1984). Principles of nonlinear optics.
- [4] Helseth, L. E. (2011). Light-induced magnetic vortices. *Optics letters*, 36(6), 987-989.
- [5] Smolyaninov, I. I., Davis, C. C., Smolyaninova, V. N., Schaefer, D., Elliott, J., & Zayats, A. V. (2005). Plasmon-induced magnetization of metallic nanostructures. *Physical Review B*, 71(3), 035425.

LASER-INDUCED CORRELATIVE SHG AND FLUORESCENCE IN A SILVER-CONTAINING PHOSPHATE GLASS UNDER A TRAIN OF FEMTOSECOND LASER PULSES

E.O. Smetanina¹, B. Chimier¹, Y. Petit^{1,2}, T. Cardinal², L. Canioni², G. Duchateau¹

¹ University of Bordeaux, CEA, CNRS, CELIA (Centre Lasers Intenses et Applications), UMR 5107, F-33400 Talence, France

² ICMCB, UPR 9048 CNRS, Université de Bordeaux 1, F-33608 Pessac, France

smetanina@celia.u-bordeaux1.fr

ABSTRACT

Second harmonic generation (SHG) and fluorescence induced by silver nanostructures formation has been observed experimentally in silver-containing phosphate glass irradiated by a train of femtosecond laser pulses. To understand and explain these observations, we present a multi-scale spatial and temporal theoretical modeling, which includes silver-based chemical reactivity and provides the description of silver clusterization process, charge separation and creation of static electric field E_{dc} responsible for a local centrosymmetry breakdown and the appearance of effective second order nonlinearity in such a tailored glass. The spatial second harmonic profile is reconstructed by solving a system of coupled propagation equations for the pump pulse and second-harmonic pulse along the silver nanostructure and is in a good agreement with experimentally measured second harmonic profile. This modeling is an efficient tool to develop and optimize further laser-induced glass structuring.

KEYWORDS : *laser materials processing ; transition-metal-doped glass ; nonlinear optical materials*

1. INTRODUCTION

Creation of new optical properties inside the laser-irradiated glass is a promising tool for the optical data storage technologies. The metal-doped glasses are good candidates for direct laser writing because of the metal clusterization, formation of cluster nanostructures (NSs) and nanoparticles under irradiation and/or thermal treatment leading to the emergency of new optical properties [1]. Here we would like to focus on the specific case of silver-doped phosphate glass irradiated by a train of femtosecond laser pulses. Silver clusterization and charge separation processes are induced in the glass by the laser irradiation, leading to the formation of silver NS and of a static electric field. This static electric field is responsible for a local centrosymmetry breakdown and the appearance of an effective second order nonlinearity in the tailored glass [2]. The goal of the presented work is to describe theoretically the process of silver NS formation, space charge separation and stabilization, and subsequently the creation of second order nonlinearity in the laser-irradiated phosphate glass, to understand and to optimize this process.

2. THEORETICAL MODELING AND RESULTS

The theoretical model [3] was used to reproduce the formation of fluorescent silver cluster NS, corresponding charge separation and creation of frozen electric field E_{dc} in the glass sample under a train of femtosecond laser pulses (200-300 nJ, 470 fs, 1.2-1.4 μm , 10^3 - 10^7 pulses). The model accounts for the laser-induced heating of the glass sample, diffusion, mobility and kinetic reactions of laser-induced free charge carriers (electrons and holes) and silver species, describing the formation and dissociation of silver clusters. The model operates with laser-induced free electrons and holes n_e, n_h , silver ions Ag^+ , electrons and holes trapped by silver ions $\text{Ag}^0, \text{Ag}^{2+}$, and the first stage of stable silver clusterization Ag_2^+ .

The numerically simulated silver clusters distribution $n_{\text{Ag}_2^+}(r)$ (Fig.1a, blue line) is in a good agreement with the radial profile of the fluorescence signal S_{exp}^{fluo} (Fig.1a, squares) obtained experimentally

[2]. The diffusion of free electrons before they are trapped by silver ions provides the charge redistribution $Q(r)$ (Fig.1a, green line). Corresponding static electric field E_{dc} with a radial orientation appears inside the glass sample. Electron diffusion allows to create sufficiently high static electric field $E_{dc} \approx 10^8 - 10^9 V/m$ that is comparable to the observed value. The effective second order nonlinearity inside the glass sample is: $\chi_{eff}^{(2)} = 3\chi^{(3)}.E_{dc}$, where $\chi^{(3)} = 2 \times 10^{-22} m^2/V^2$, typically.

To reconstruct the intensity distribution profile of the second harmonic (SH) we solve a system of propagation equations for pump pulse and the pulse of SH. We account for the diffraction of both pulses. The source term for the SH pulse couples the equations. The effective nonlinear susceptibility $\chi_{eff}^{(2)}$ was calculated using the static electric field E^{dc} created by 10^3 laser pulses. The polarization of the reading pulse was chosen to be linear, oriented along x-axis. The source term of x-polarized SH – nonlinear polarization induced by the pump pulse – is defined as $P_x(2\omega) = 3\epsilon_0\chi_{xxxx}^{(3)}E_xE_xE_{dc}\cos(\theta)$, where θ is the angle between \vec{E}_{dc} and \vec{e}_x . Figure 1b presents the distribution of the SH intensity $I^{2\omega}$ (solid line) at propagation distance $z = 3\mu m$ along the NS together with the experimentally observed spatial distribution of SH signal $I_{exp}^{2\omega}$ (squares). The simulated and experimentally observed (1) cluster spatial distribution and (2) SH signal profile generated along the NS was found to be in a good agreement (Fig. 1). Finally, all the physical processes involved in the theoretical modeling will be presented in details. Such modeling developments may provide predictive descriptions to further optimize laser-induced glass structuring for fluorescence and SHG data storage.

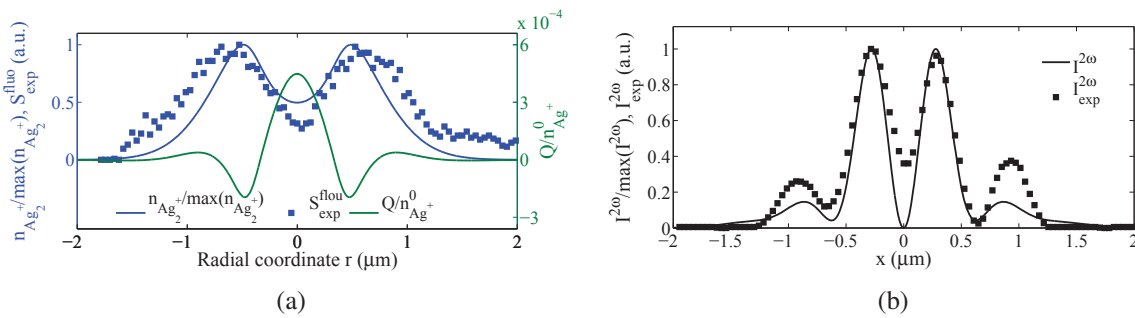


Figure 1: (a) Experiment: Clusters fluorescent signal S_{exp}^{fluor} [2]. Numerical simulations: Concentration of clusters $n_{Ag_2^+}(r)$ and corresponding trapped charge distribution $Q(r)$. $\max(n_{Ag_2^+}) = 0.03n_{Ag^+}^0$, $n_{Ag^+}^0 = 10^{21} cm^{-3}$. The parameters of the writing laser pulse are: $E_0 = 275$ nJ, $a_0 = 1.4 \mu m$, $\tau_0 = 470$ fs, number of pulses $N_p = 1000$; (b) Experiment: SH intensity $I_{exp}^{2\omega}$ [2]. Numerical simulations: SH intensity radial profile $I^{2\omega}$ after the pass equals to $z = 3 \mu m$ along the silver-cluster NS, $\max(I^{2\omega}) = 10^9 W/m^2$. The parameters of the pump laser pulse are $E_0 = 6$ nJ, $a_0 = 1.4 \mu m$, $\tau_0 = 470$ fs,

This work was supported by the Conseil Regional d'Aquitaine (MOTIF project).

REFERENCES

- [1] N. Marquestaut, Y. Petit, A. Royon, P. Mounaix, T. Cardinal, and L. Canioni, "Three-dimensional silver nanoparticle formation using femtosecond laser irradiation in phosphate glasses: Analogy with photography," *Adv. Funct. Mater.*, vol. 24, no. 37, pp. 5824–5832, 2014.
- [2] G. Papon, Y. Petit, N. Marquestaut, A. Royon, M. Dussauze, V. Rodriguez, T. Cardinal, and L. Canioni, "Fluorescence and second-harmonic generation correlative microscopy to probe space charge separation and silver cluster stabilization during direct laser writing in a tailored silvercontaining glass," *Opt. Mater. Express*, vol. 3, no. 11, pp. 1855–1861, 2013.
- [3] E. Smetanina, B. Chimier, Y. Petit, N. Varkentina, E. Fargin, L. Hirsch, T. Cardinal, L. Canioni, and G. Duchateau, "Modeling of cluster organization in metal-doped oxide glasses irradiated by a train of femtosecond laser pulses," *Phys. Rev. A*, vol. 93, p. 013846, 2016.

CORRÉLATIONS ENTRE LES FIGURES DE SPECKLE TRANSMISE ET RÉFLÉCHIE PAR UN MILIEU FORTEMENT DIFFUSANT

N. Fayard¹, A. Goetschy¹, P. Réfrégier², R. Pierrat¹ and R. Carminati^{1*}

¹ *ESPCI ParisTech, PSL Research University, CNRS, Institut Langevin, 1 rue Jussieu, 75005 Paris, France*

² *Centrale Marseille, CNRS, Aix Marseille Université, Institut Fresnel, UMR 7249, Campus de Saint-Jérôme, 13013 Marseille, France*

remi.carminati@espci.fr

RÉSUMÉ

Dans ce travail nous montrons l'existence de corrélations entre les figures d'intensité transmise et réfléchie par un milieu fortement diffusant [1]. Ce résultat est utilisé ensuite pour calculer la loi de probabilité jointe entre les deux intensités ainsi que l'information mutuelle. Ainsi, ce travail est d'intérêt dans le contexte de l'imagerie des milieux complexes ou du transfert d'information au sein d'un milieu fortement diffusant.

MOTS-CLEFS : *Milieux complexes ; Corrélations ; Information ; Approche diagrammatique*

1. INTRODUCTION

Depuis une dizaine d'années est apparu la technique dite de façonnage du front d'onde permettant de contrôler la propagation des ondes en milieux inhomogènes [2]. Cette méthode révolutionnaire a permis une avancée majeure dans le domaine de l'imagerie des milieux complexes. Cependant, elle souffre d'une limitation importante : la nécessité d'une boucle de rétroaction afin d'"apprendre" le milieu désordonné. En terme d'imagerie, c'est un inconvénient majeur puisqu'il est nécessaire de placer un détecteur ou une caméra de l'autre côté du système diffusant. Récemment, d'autres techniques sont apparues permettant de résoudre cette difficulté, par exemple en se basant sur l'effet mémoire [3]. Cela se fait malheureusement souvent au prix d'autres inconvénients comme une limitation en terme d'épaisseur du système.

Dans ce travail, nous proposons une étude théorique et numérique du lien existant entre les figures de *speckle* transmise et réfléchie par un milieu fortement désordonné, y compris aux grandes épaisseurs optiques. Cela s'inscrit donc pleinement dans le contexte de l'imagerie des milieux désordonnés mais également dans celui du transfert d'information au travers de ces systèmes. En particulier, ce travail peut apporter un élément de réponse aux différents problèmes rencontrés par les techniques précédentes.

2. CORRÉLATIONS D'INTENSITÉ

Pour extraire le lien existant entre deux figures de *speckle*, la première grandeur d'intérêt est la corrélation d'intensités en deux points différents : $\langle I(\mathbf{r})I(\mathbf{r}') \rangle$ où $\langle \cdot \rangle$ désignent une moyenne statistique sur les configurations du désordre. Dans un milieu complexe, elle peut se mettre habituellement et essentiellement sous la forme de trois composantes d'amplitude décroissante mais de portée croissante : C_1, C_2, C_3 [4, 5]. Nous avons ainsi montré tout d'abord numériquement à partir d'une méthode de type dipôles couplés, l'existence d'une corrélation d'intensités entre les figures de *speckle* transmise et réfléchie. Cette corrélation subsiste même à forte épaisseur optique, ce qui constitue un résultat étonnant. Une étude analytique par une approche diagrammatique, nous a permis de montrer que cette corrélation se met essentiellement sous la forme d'une corrélation de courte (longue) portée pour de faibles (fortes) épaisseurs du milieu respectivement. Ainsi, C_1 (C_2) domine à faible (forte) épaisseur respectivement.

3. LOI DE PROBABILITÉ JOINTE ET INFORMATION MUTUELLE

Afin d'aller plus loin dans la quantification du lien statistique existant entre les intensités transmise et réfléchie, nous nous sommes également intéressés à la loi de probabilité jointe entre les deux intensités. Là aussi, nous avons procédé à une étude analytique à partir d'une approche diagrammatique validée ensuite par des simulations numériques. On constate ainsi que cette distribution jointe ne suit pas la statistique de Rayleigh telle qu'habituellement observée dans une figure de *speckle*. Cela est en particulier dû à la présence de la corrélation longue portée C_2 .

Enfin, afin de mieux caractériser la dépendance statistique entre les deux intensités, nous avons utilisé le formalisme de la théorie de l'information mis en place par Shannon. Nous avons ainsi calculé toujours analytiquement et numériquement l'information mutuelle [6] entre les deux intensités réfléchie et transmise. À forte épaisseur optique, nous montrons que cette grandeur est directement proportionnelle au carré de la corrélation d'intensité non gaussienne étudiée précédemment, à savoir la composante C_2 . La figure 1 montre ainsi une comparaison entre le calcul numérique et le résultat analytique. Un très bon accord est observé.

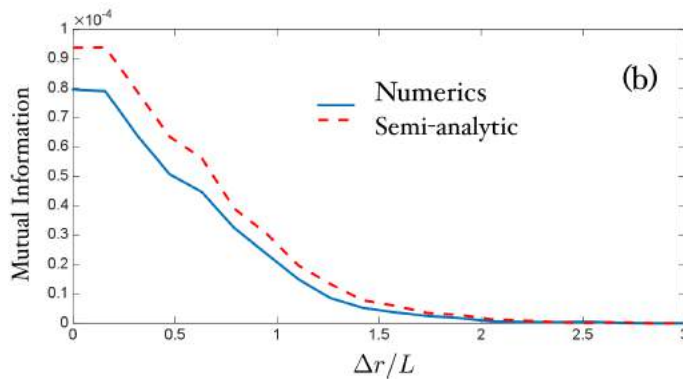


FIGURE 1 : Information mutuelle en fonction de l'écartement transverse entre un point du speckle transmis \mathbf{r}_T et un point du speckle réfléchi \mathbf{r}_R à forte épaisseur optique.

RÉFÉRENCES

- [1] N. Fayard, A. Cazé, R. Pierrat and R. Carminati, "Intensity correlations between reflected and transmitted speckle patterns," *Phys. Rev. A*, vol. 92, pp. 033827, 2015.
- [2] I. M. Vellekoop and A. P. Mosk, "Focusing coherent light through opaque strongly scattering media," *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 2309, 2007.
- [3] J. Bertolotti, E. G. van Putten, C. Blum, A. Lagendijk, W. L. Vos and A. P. Mosk, "Non-invasive imaging through opaque scattering layers," *Nature*, vol. 491, pp. 232, 2012.
- [4] M. C. Van Rossum and Th. M. Nieuwenhuizen, "Multiple scattering of classical waves : microscopy, mesoscopy and diffusion," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 71, pp. 313, 1999.
- [5] E. Akkermans and G. Montambaux, *Mesoscopic physics of electrons and photons*. Cambridge University Press, 2007.
- [6] T. M. Cover and J. A. Thomas, *Elements of information theory*. John Wiley and Sons, 2012.

DEVELOPPEMENT D'UN MICROSCOPE POLARIMETRIQUE DE MUELLER A BALAYAGE LASER UTILISANT UNE SWEPT SOURCE

Aymeric Le Gratiet, Matthieu Dubreuil, Sylvain Rivet et Yann Le Grand

Laboratoire de Spectrométrie et Optique Laser (LSOL, EA 938), Université de Brest, 29200 Brest, France.

matthieu.dubreuil@univ-brest.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons le développement d'un microscope polarimétrique de Mueller à balayage laser permettant d'obtenir une image de Mueller en un seul balayage du faisceau sur l'échantillon.

MOTS-CLEFS : *polarimétrie, microscopie, imagerie polarimétrique, biophotonique*

1. INTRODUCTION

Le LSOL s'intéresse depuis quelques années à la polarimétrie de Mueller par codage spectral de la polarisation [1]. Cette polarimétrie d'un nouveau type permet d'obtenir la matrice de Mueller de tout milieu en un temps record ($\approx \mu\text{s}$) grâce à un codage en longueur d'onde de la polarisation. En effet, la réponse polarimétrique complète du milieu est contenue dans un spectre cannelé dont l'analyse permet de remonter à la matrice de Mueller. Dans sa forme initiale [1], le polarimètre utilisait une source large bande (diode super-luminescente), des lames biréfringentes (calcite) d'épaisseurs calibrées, et un spectromètre (réseau + caméra CCD). Il a été développé dans un mode non-imageur. Pour répondre à l'intérêt grandissant de la polarimétrie de Mueller pour l'imagerie des milieux biologiques, il a fallu apporter quelques modifications au montage pour le rendre plus compact et adapté à l'imagerie par balayage laser. Nous avons donc proposé une configuration alternative [2] utilisant une source à balayage en longueur d'onde (swept source) et un détecteur monocanal (photodiode ou photomultiplicateur), permettant d'implémenter le dispositif au sein d'un microscope optique à balayage du type confocal. Nous présentons dans cette conférence un microscope de Mueller en configuration de transmission, qui permet d'obtenir des images de Mueller à la cadence du microscope à balayage.

2. CONFIGURATION EXPERIMENTALE

Le schéma du microscope polarimétrique de Mueller est présenté sur la Figure 1. La source est un laser à semi-conducteur à balayage en longueur d'onde (swept source centrée à 1060 nm, cadence 100 kHz, AXSUN). La lumière est injectée dans un microscope à balayage (Olympus BX51WI-FV300) et focalisée sur l'échantillon avec un objectif (4X, 0.16NA, Olympus). La lumière est collectée par un condenseur dont la pupille de sortie est ré-imaginée sur un photomultiplicateur (R5108, Hamamatsu). Le courant issu du PMT est envoyé sur un amplificateur transimpédance et la tension de sortie est numérisée sur une carte d'acquisition (ATS9350, AlazarTech). Cette carte est synchronisée avec les signaux de contrôle des scanners galvanométriques du microscope à balayage. Le codage et le décodage de la polarisation se font grâce à des lames d'YVO4 d'épaisseurs bien choisies. L'acquisition d'une image de Mueller de définition 204x256 pixels est réalisée en moins d'une seconde et le traitement du signal polarimétrique sous MATLAB permet d'afficher les images de Mueller.

3. IMAGES DE MUELLER

Nous avons appliqué une procédure de calibration particulière permettant de tenir compte des erreurs systématiques du système (épaisseur exacte des lames, signature polarimétrique des optiques

du microscope,...). Cette procédure de calibration nécessite l'acquisition de 5 images. Les mesures ont été validées sur des échantillons de référence (polariseur, lame de phase). Nous présentons ici les images d'une scène composée de plusieurs morceaux de scotch (matériau biréfringent par déformation), codées avec les paramètres retardance et orientation, issue de la décomposition de Lu et Chipman de la matrice de Mueller expérimentale.

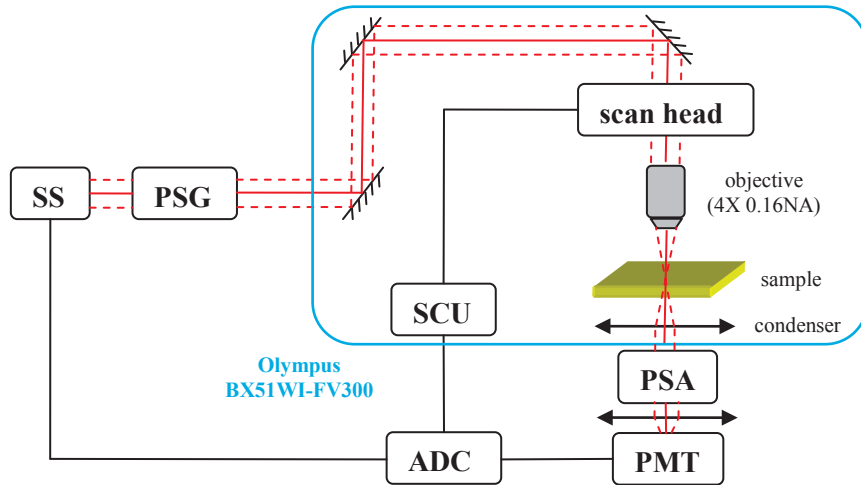


Fig. 1. Schéma du microscope de Mueller à balayage laser. SS : swept source. PSG : polarization state generator. PSA : polarization state analyser. ADC : analog to digital converter, SCU : scanning control unit. PMT : photomultiplier tube.

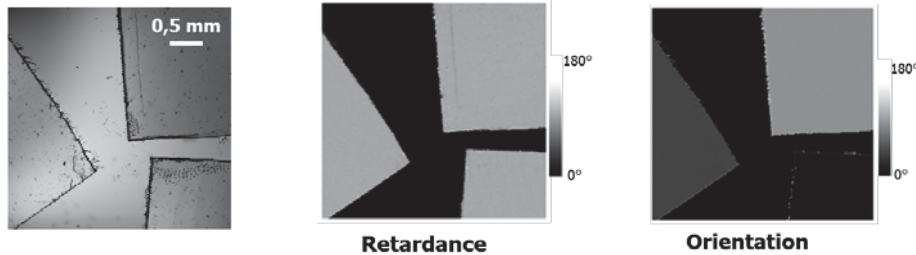


Fig. 2. Image (204x256 pixels) d'une scène composée de morceaux de scotch (a) : en intensité, (b) : codée avec le paramètre retardance, (c) : codée avec le paramètre orientation.

CONCLUSION

Nous avons développé le premier microscope de Mueller à balayage permettant d'obtenir des images de Mueller (retardance, diatténuation, dépolarisation) en un seul balayage du microscope. La configuration proposée pour l'instant est une configuration en transmission, c'est-à-dire adaptée à l'étude d'échantillons fins et peu diffusants. Nous envisageons à présent de réaliser en parallèle sur le même instrument, des images multimodales (Mueller / SHG) d'échantillons biologiques dans le but d'étudier notamment des pathologies impliquant le collagène fibrillaire (fibrose du foie, ...).

RÉFÉRENCES

- [1] M. Dubreuil, S. Rivet, B. Le Jeune and J. Cariou, "Snapshot Mueller matrix polarimeter by wavelength polarization coding", *Optics Express* **15**(21), 13660-13668, 2007
- [2] A. Le Gratiet, S. Rivet, M. Dubreuil and Y. Le Grand, "100kHz Mueller polarimeter in reflection configuration", *Optics Letters* **40**(4), 645-648, 2015

Plasmonique de nanocubes Au par microscopie de photoémission d'électrons, excitation sélective par action de la polarisation

Sarra Mitiche¹, Sylvie Marguet², Ludovic Douillard¹

¹Service de Physique de l'Etat Condensé SPEC CEA CNRS Université. Paris Saclay, F-91191 Gif sur Yvette, France

²Nanosciences et Innovation pour les Matériaux, la Biomédecine et l'Énergie NIMBE CEA CNRS Université. Paris Saclay, F-91191 Gif sur Yvette, France

sarra.mitiche@cea.fr; ludovic.douillard@cea.fr

Résumé

Ce travail porte sur l'étude des propriétés plasmoniques de nanocubes d'or par microscopie de photoémission d'électrons. Un accent particulier est mis sur l'adressage sélectif de modes plasmons par action de la polarisation. Les résultats expérimentaux sont interprétés au moyen de la théorie des groupes et de simulations numériques par la méthode des éléments frontières.

Mots-clefs : Nanoplasmonique; nanocube ; microscopie à photoémission d'électrons PEEM ; méthode des éléments frontière BEM.

1. Introduction

Un plasmon de surface localisé est une oscillation collective et cohérente des électrons de conduction à la surface d'une nanoparticule (NP) métallique sous l'influence d'un champ électromagnétique extérieur. La résonance de cette oscillation dépend des paramètres géométriques de la NP, de la nature du métal, de son environnement diélectrique et des caractéristiques de l'illumination, en particulier la polarisation du champ exciteur. L'influence de ce dernier paramètre dans le cas de nanocubes fait l'objet de ce travail.

2. Procédure et résultats

Les objets étudiés sont des nanocubes d'or de différentes tailles, synthétisés par voie colloïdale ($50 \text{ nm} < \text{arêtes} < 200 \text{ nm}$) et déposés sur un substrat de silice recouvert d'une fine couche d'oxyde d'indium étain (*indium tin oxide* ITO). Les résonances plasmoniques de ces objets sont étudiées par microscopie de photoémission d'électrons (*photoemission electron microscopy* PEEM). Les différents modes plasmons sont excités par un ensemble laser femtoseconde + oscillateur paramétrique optique opérant dans la gamme du visible. Les caractéristiques modifiables de l'illumination sont la longueur d'onde et la polarisation du champ exciteur [1]. Les résultats

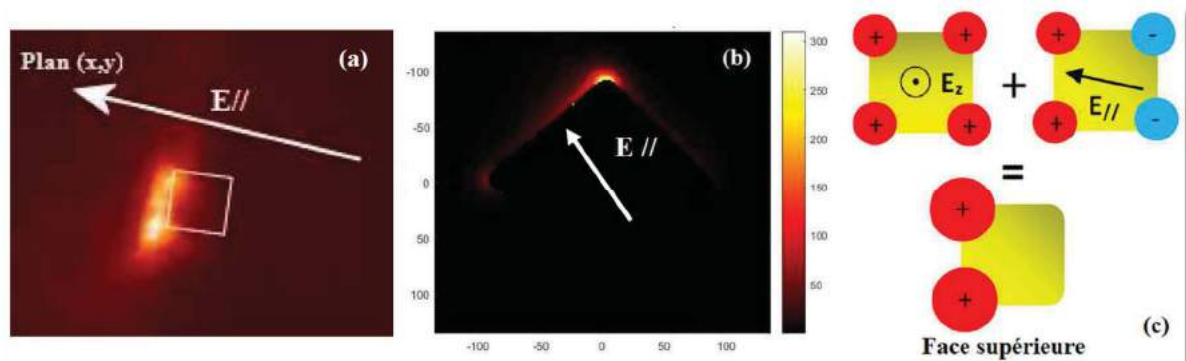


Fig. 1 : Cartographie du champ proche optique (a) en PEEM (b) simulation BEM. (c) Interprétation des résultats (a) et (b) par la théorie des groupes.

obtenus sont interprétés sur la base de simulations numériques au moyen de la méthode des éléments frontières (BEM) [2], et d'une analyse de la symétrie des objets via la théorie des groupes [3].

Les figures (1, a) et (1, b) représentent un exemple de résultats obtenus expérimentalement et par simulations respectivement. Ces deux illustrations montrent un parfait accord entre l'expérience et la théorie. Compte tenu de la symétrie des objets, ces distributions du champ proche s'interprètent comme la combinaison de deux modes plasmons, l'un excité par la composante du champ électrique normale à la face supérieure du cube et l'autre par la composante parallèle à cette même face (cf. figure (1, c)) conformément à la géométrie expérimentale du champ exciteur. Toute variation de la polarisation s'accompagne d'un changement dans la distribution du champ proche optique sur l'objet. Au final, l'emploi d'une polarisation donnée autorise l'adressage sélectif d'un mode propre de l'objet [4].

3. Conclusion

La réponse plasmonique de nanocubes dépend fortement de la polarisation de la lumière incidente. La distribution du champ proche obtenu suite à l'excitation plasmon d'un nanoobjet peut être rattachée à sa symétrie. Cette interprétation issue de la théorie des groupes est généralisable à d'autres géométries [1].

Références

- [1] C. Awada, T. Popescu, L. Douillard, F. Charra, A. Perron, H. Yockell-Lelièvre, A.-L. Baudrion, P.-M. Adam, et R. Bachelot, « Selective Excitation of Plasmon Resonances of Single Au Triangles by Polarization-Dependent Light Excitation », *J. Phys. Chem. C*, vol. 116, n° 27, p. 14591 - 14598, juill. 2012.
- [2] U. Hohenester et A. Trügler, « MNPBEM – A Matlab toolbox for the simulation of plasmonic nanoparticles », *Comput. Phys. Commun.*, vol. 183, n° 2, p. 370 - 381, févr. 2012.
- [3] W. Zhang, B. Gallinet, et O. J. F. Martin, « Symmetry and selection rules for localized surface plasmon resonances in nanostructures », *Phys. Rev. B*, vol. 81, n° 23, p. 233407, juin 2010.
- [4] S. Mitiche, S. Marguet, F. Charra, L. Douillard, article en préparation 2016.

MANIPULATION OPTIQUE DE QUANTA DE FLUX UNIQUES

W. Magrini^{1,2,3}, I.S. Veshchunov^{1,2,4}, S.V. Mironov^{3,4}, A.G. Godin^{1,2}, J.-B. Trebbia^{1,2}, A.I. Buzdin³,
Ph. Tamarat^{1,2}, B. Lounis^{1,2}

¹ Université de Bordeaux, LP2N, F-33405 Talence, France

² Institut d'Optique & CNRS, LP2N, F-33405 Talence, France

³ Université de Bordeaux, LOMA, F-33405 Talence, France

⁴ Moscow Institute of Physics and Technology, 141700 Dolgoprudny, Russia

william.magrini@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une méthode innovante de déplacement de vortex d'Abrikosov individuels dans un gradient de température induit par un laser focalisé.

MOTS-CLEFS : *Magnéto-optique, Supraconductivité*

Le champ magnétique peut pénétrer dans les supraconducteurs de type II sous la forme de vortex d'Abrikosov, qui sont des tubes de flux autour desquels circulent des supercourants [1] souvent piégés sur les défauts. Nous montrons ici qu'un faisceau laser focalisé à la limite de diffraction sur un supraconducteur permet de créer un gradient thermique suffisamment élevé (de l'ordre de 1 K/ μm) pour dépiéger un vortex et le manipuler à volonté, comme avec une pince optique. Le gradient thermique ainsi créé génère une force attractive sur le vortex donnée par :

$$\mathbf{F} = \frac{\Phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda_0^2} \ln\left(\frac{\lambda_0}{\xi_0}\right) \frac{\nabla T}{T_c} \quad (1)$$

où $\Phi_0 = h/2e$ est le quantum de flux porté par chaque vortex, λ_0 est la longueur de pénétration de London du champ magnétique dans le supraconducteur, ξ_0 est la longueur de cohérence de la fonction d'onde et T_c est la température critique de l'échantillon.

Nous utilisons un film de Niobium que nous refroidissons en dessous de sa température critique $T_c = 8,6$ K en appliquant un champ magnétique extérieur perpendiculaire au plan de l'échantillon dans le but de placer le supraconducteur dans l'état intermédiaire. L'observation des vortex est réalisée grâce à un système d'imagerie magnéto-optique [2, 3, 4] dont le principe de base est le fort effet Faraday d'un indicateur magnéto-optique placé sur le supraconducteur et utilisé entre polariseurs croisés pour imager le flux magnétique.

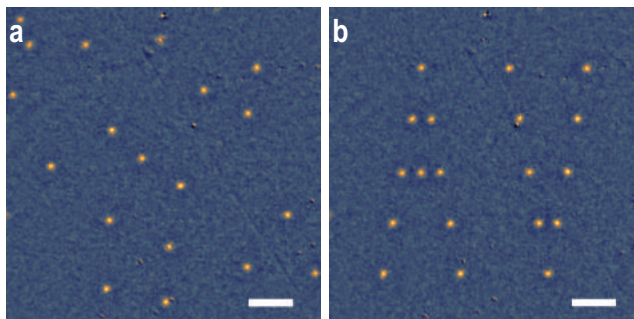


FIGURE 1 : Manipulation de vortex uniques avec un faisceau laser focalisé. **a**, Image magnéto-optique de la distribution initiale de vortex dans le film de Niobium obtenue avec un champ extérieur $H_{\text{ext}} = 0,024$ Oe et à une température $T = 4,6$ K. **b**, Distribution artificielle de vortex créée en repositionnant les vortex à partir de la distribution **a**. La procédure de repositionnement est totalement automatisée. Les barres d'échelle représentent 20 μm .

La figure 1a montre une image magnéto-optique de la surface de l'échantillon initialement refroidie en dessous de la température critique et sous champ magnétique : la distribution spatiale des vortex est déterminée par la position des défauts présents dans l'échantillon. Chaque vortex est ensuite déplacé individuellement à l'aide du faisceau laser dont la puissance est soigneusement choisie de telle sorte que la force appliquée soit suffisamment élevée pour dépiéger et déplacer chaque vortex tout en prenant soin de ne pas chauffer l'échantillon au dessus de T_c . Cette procédure permet de créer une distribution finale formant par exemple les lettres A V pour "Abrikosov Vortices" (FIGURE 1b).

Cette approche simple permet de sculpter le profil de champ magnétique dans les supraconducteurs de type II. Une telle technique pourra ensuite être utilisée pour contrôler la position d'un vortex au voisinage d'une jonction Josephson. Ce déplacement pourra induire un déphasage Josephson [5] et modifier les propriétés de conduction de la jonction, menant ainsi au pilotage optique rapide de jonctions Josephson.

RÉFÉRENCES

- [1] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, "Vortices in high-temperature superconductors," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 66, no. 4, pp. 1125–1388, Oct. 1994.
- [2] P. E. Goa, H. Hauglin, Å. A. F. Olsen, M. Baziljevich, and T. H. Johansen, "Magneto-optical imaging setup for single vortex observation," *Review of Scientific Instruments*, vol. 74, no. 1, pp. 141–146, Jan. 2003.
- [3] Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, and T. Tamegai, "Development of surface magneto-optical imaging method," *Physica C : Superconductivity*, vol. 470, no. 20, pp. 1123–1125, Nov. 2010.
- [4] I. S. Veshchunov, S. V. Mironov, W. Magrini, V. S. Stolyarov, A. N. Rossolenko, V. A. Skidanov, J. B. Trebbia, A. I. Buzdin, P. Tamarat, and B. Lounis, "Direct Evidence of Flexomagnetoelectric Effect Revealed by Single-Molecule Spectroscopy," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, no. 2, p. 027601, Jul. 2015.
- [5] T. Golod, A. Rydh, and V. M. Krasnov, "Detection of the Phase Shift from a Single Abrikosov Vortex," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, no. 22, p. 227003, Jun. 2010.

INSCRIPTION DE GUIDES D'ONDE PAR IRRADIATION LASER FEMTOSECONDE DANS DES VERRES DE PHOSPHATE DE ZINC A L'ARGENT

Alain Abou Khalil,^{1,2} Jean-Philippe Bérubé,² Jean-Charles Desmoulin,³
Thierry Cardinal,³ Yannick Petit,^{1,3} Réal Vallée,² Lionel Canioni¹

¹ Centre Laser Intenses et Applications (CELIA), Université de Bordeaux, 33405 Talence, France

² Centre d'Optique, Photonique et Laser (COPL), Université Laval, Québec G1V A06, Canada

³ Institut de chimie de la Matière Condensée à Bordeaux (ICMCB), 33608 Pessac, France

alain.abou-khalil.1@ulaval.ca

RÉSUMÉ

Les verres de phosphate de zinc possèdent d'excellentes propriétés optiques, avec d'excellentes dispositions pour l'inscription laser femtoseconde. Une variation de l'indice de réfraction supérieure à 5×10^{-3} est en effet observée suite à une irradiation par un train d'impulsions laser dans ces verres. Différents profils de modes guidés sont observés en fonction de ces changements d'indice. Le potentiel de développement de circuits optiques intégrés dans de tels verres est investigué.

MOTS-CLEFS : *Inscription Laser femtoseconde ; Guides d'ondes ; Changement d'indice ; Profil de modes .*

1. INTRODUCTION

Le procédé de structuration 3D des verres par laser femtoseconde dans le but de produire des composants optiques/photoniques à l'échelle micro- et même nanométrique est bien établi. Ce dernier présente plusieurs avantages par rapport aux autres techniques comme la lithographie, notamment en termes de rapidité et de résolution sub-micrométrique. En particulier, la structuration laser femtoseconde dans les verres peut induire une variation d'indice suffisante pour la réalisation de guides d'onde. Dans des verres photosensibles comme ceux de phosphate de zinc contenant des ions argent, la structuration induit une photochimie à l'origine de la création d'agrégats d'argent fluorescents [1], présentant une distribution spatiale particulière (répartie sur la périphérie du voxel de l'interaction non linéaire laser/verre) qui est accompagnée localement d'un changement appréciable de l'indice de réfraction [2]. Dans cette présentation, des guides d'onde inscrits dans des verres phosphates de zinc à l'argent ayant une variation d'indice supérieure à 5×10^{-3} seront présentés ainsi que les différents profils des modes de guidage à la sortie de telles structures d'indice. Enfin, une comparaison entre les résultats expérimentaux décrivant les profils transverses des guides produits et ceux d'une simulation numérique sera introduite.

2. RÉSULTATS

La structuration d'un guide d'onde de 7 mm de long a été réalisée dans un verre de phosphate de zinc (4% molaire de Ag_2O), 100 μm sous sa surface. La démonstration du guidage avait déjà été démontrée avec un laser à 1030 nm [2]. Dans cette présentation, plus de détails seront fournis au niveau de la caractérisation des profils des modes guidés, voire au niveau des pertes. Un autre guide d'onde de 7 mm a été inscrit en faisant varier les paramètres laser d'inscription. La figure 1(a) montre la coupe transverse d'un tel guide présentant les caractéristiques typiques des agrégats d'argent fluorescents produits par irradiation laser femtoseconde [1]. L'image représente la fluorescence émise par les agrégats d'argent, observée en champ proche en sortie de structure guidante, après une excitation UV à 405 nm [3]. Parallèlement à cela, la lumière guidée provenant

d'un laser HeNe à 633 nm est montrée à la figure 1(b). Une simulation numérique du mode guidé par le profil d'indice mesuré est montrée à la figure 1(c). Un excellent accord est obtenu. Un travail paramétrique doit encore être mené pour analyser le caractère monomode ou multi-mode des structures inscrites, ainsi que la dépendance associée en fonction de la polarisation injectée.

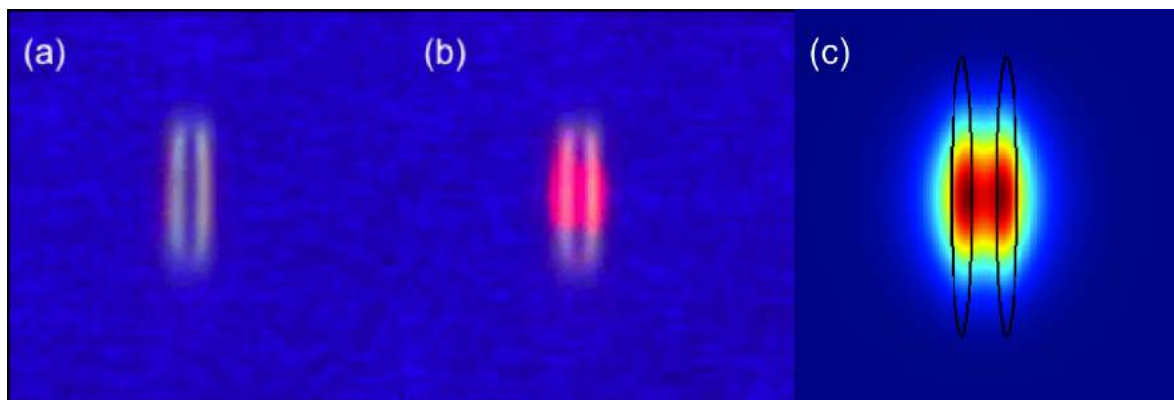


Figure 1 : Images en champ proche de la coupe transverse du guide (a) sous excitation UV à 405 nm, et (b) du mode guidé après l'injection d'un laser He-Ne à 633 nm. (c) Simulation du profil transverse du mode guidé correspondant à la distribution de variation d'indice estimée suite à l'irradiation laser femtoseconde.

CONCLUSION

La réalisation de guides d'onde et la démonstration de guidage dans des verres phosphate de zinc à l'argent sont mises en évidence, ainsi que la caractérisation spatiale du mode en champ proche en sortie des structures guidantes. De tels guides constituent des structures originales puisque la variation d'indice à l'origine du guidage est portée par la modification physico-chimique liée à la photo-création localisée de nouvelles espèces correspondant à des agrégats d'argent fluorescents. Différents modes sont observés pour différents paramètres laser de structuration, tant expérimentalement qu'en simulation. Une variation d'indice supérieure à 5×10^{-3} est démontrée par les guides d'ondes. Comme le guidage est mis en évidence avec une importante variation d'indice, d'autres structures peuvent être inscrites comme des résonateurs optiques ou un interféromètre de type Mach-Zehnder. Ces résultats ouvrent la porte pour des applications polyvalentes dans les domaines de l'optique non-linéaire, du filtrage optique et des circuits optiques intégrés 3D à l'échelle sub-micrométrique.

RÉFÉRENCES

1. N. Marquestaut, Y. Petit, A. Royon, P. Mounaix, T. Cardinal, and L. Canioni, *Advanced Functional Materials* **24**, 5824-5832 (2014).
2. S. Danto, F. Désévéday, Y. Petit, J.-C. Desmoulin, A. Abou Khalil, C. Strutynski, M. Dussauze, F. Smektala, T. Cardinal, and L. Canioni, *Advanced Optical Materials* **4**, 162-168 (2016).
3. M. Bellec, A. Royon, B. Bousquet, K. Bourhis, M. Treguer, T. Cardinal, M. Richardson, and L. Canioni, *Opt. Express* **17**, 10304-10318 (2009).

IMAGERIE POMPE-SONDE ULTRA RAPIDE AVEC LIGNE À DÉLAI ACOUSTO-OPTIQUE

Xavier Audier¹, Naveen Balla¹, Hervé Rigneault¹

¹ Aix Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel UMR 7249, 13397, Marseille, France

xavier.audier@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Nous introduisons une imagerie pompe-sonde accélérée au moyen d'un filtre acousto-optique dispersif programmable (AOPDF) comme ligne à délai.

MOTS-CLEFS : *Imagerie ; Pompe-sonde ; AOPDF*

1. INTRODUCTION

La spectroscopie pompe-sonde dans le domaine picoseconde a récemment été utilisée dans des domaines allant de l'analyse de pigments anciens [1] à la détection de mélanomes métastatiques [2]. Traditionnellement le délai entre la pompe et la sonde est modifié mécaniquement, limitant fortement la fréquence d'acquisition d'images d'absorption pompe-sonde résolues en temps. Récemment des filtres acousto-optiques dispersifs programmables (AOPDF) ont été utilisés comme ligne à délai [3], permettant de scanner une fenêtre de plusieurs picosecondes de délai à une cadence de plusieurs dizaines de kilohertz. Ici nous réalisons les premières images de spectroscopie pompe-sonde résolue en temps à l'aide de cette technologie. Le gain en temps d'acquisition de ces images est de plusieurs ordres de grandeur.

2. MESURES PONCTUELLES

Nos faisceaux lasers de pompe et de sonde sont obtenus à l'aide d'un système commercial (Chameleon Compact OPO-Vis) délivrant des impulsions femtosecondes à 80 MHz. La pompe est une impulsion de 170 fs, centrée à 800 nm, la sonde une impulsion de 280 fs, centrée à 1040 nm. La pompe est modulée au quart de la fréquence de répétition du laser à l'aide d'un modulateur acousto-optique (AOM).

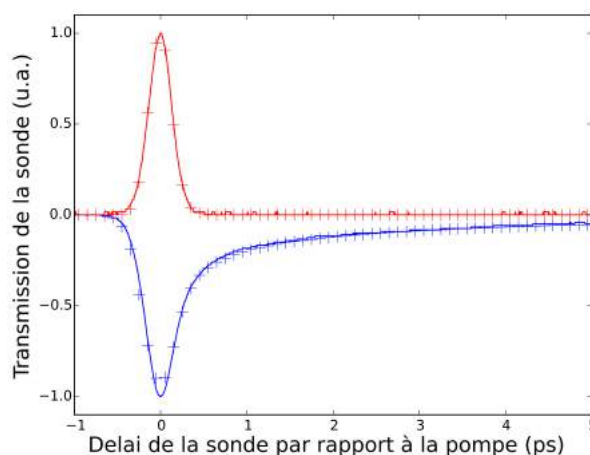


FIGURE 1 : Comparaison des mesures obtenues grâce la ligne à délai mécanique (croix) et optique (lignes pleines). En rouge le signal SRS de l'huile. En bleu le signal pompe-sonde de l'encre noire.

Le faisceau modulé est ensuite envoyé sur une ligne à délai mécanique (Physik Instrumente M-415.2S) ou vers un AOPDF (Fastlite Dazzler) agissant comme une ligne à délai optique avant d'être recombinaison avec le faisceau de sonde. Les deux lasers sont focalisés au même point d'un échantillon, puis

l'amplitude de la sonde est mesurée en transmission par détection synchrone à l'aide d'un amplificateur à verrouillage de phase (APE LIA ou Zurich Instruments HF2LI).

Dans un premier temps nous mesurons l'absorption non linéaire d'une huile et d'une encre noire (Figure 1). Dans le cas de l'huile le signal mesuré est l'émission Raman stimulée (SRS), la différence de fréquence entre les faisceaux pompe et sonde correspondant à fréquence de vibration des groupes CH₂ aliphatiques à 2884 cm⁻¹. Ce processus instantané permet de caractériser le recouvrement temporel de nos impulsions. Dans le cas de l'encre on observe une absorption au delà du temps de recouvrement des deux impulsions, caractéristique d'une absorption à l'état excité. Si l'on compare le temps d'acquisition de ce signal de déclin temporel en faisant varier le retard entre les faisceaux pompe et sonde par délai mécanique et par délai optique, on constate que la ligne à délai optique est plus rapide de trois ordres de grandeur.

3. IMAGERIE

Afin d'acquérir une pile d'image pour différentes valeurs du délai, un système conventionnel acquière une image pixel par pixel à délai fixé puis fait varier le délai. Dans le cas de l'AOPDF, l'intégralité des délais est scannée en 30us. Pour chaque pixel on peut donc enregistrer en ce laps de temps un signal pompe-sonde tel que ceux de la figure 1 avant de mesurer le pixel suivant. On observe un gain de temps de plus de deux ordres de grandeur lié à l'utilisation de l'AOPDF. Pour illustrer cette méthode nous avons imagé un mélange de pigments (Figure 2). L'acquisition d'une image de 100*100 pixels pour 45 délais est de 360 ms dans le cas de l'utilisation de la ligne à délai optique contre plusieurs secondes à dizaines de secondes pour une ligne à délai mécanique.

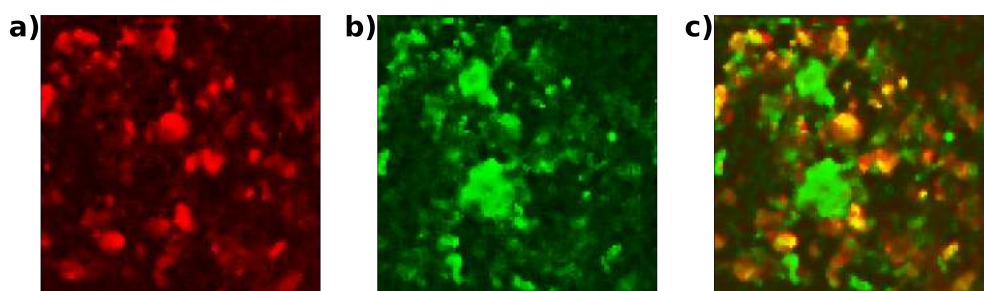


FIGURE 2 : Images d'un mélange de pigments obtenues grâce à la ligne à délai optique. a) Composante associée au Caput mortuum (Kremer pigments 48750). b) Composante associée à l'Indigo (Kremer pigments 36000). c) Images superposées. Le champ de vue est de 50 microns de côté.

CONCLUSION

Nous avons réalisé l'intégration d'une ligne à délai rapide dans une configuration d'imagerie pompe-sonde et ainsi significativement augmenté la vitesse d'acquisition. L'utilisation d'une telle technologie ouvre la porte à l'étude de phénomène nécessitant une résolution temporelle plus élevée, notamment en biologie.

RÉFÉRENCES

- [1] P. Samineni, A. DeCruz, T. E. Villafaña, W. S. Warren, and M. C. Fischer, "Pump-probe imaging of historical pigments used in paintings," *Optics Letters*, vol. 37, no. 8, p. 1310, 2012.
- [2] F. E. Robles, S. Deb, J. W. Wilson, C. S. Gainey, M. A. Selim, P. J. Mosca, D. S. Tyler, M. C. Fischer, and W. S. Warren, "Pump-probe imaging of pigmented cutaneous melanoma primary lesions gives insight into metastatic potential," *Biomedical Optics Express*, vol. 6, no. 9, p. 3631, 2015.
- [3] O. Schubert, M. Eisele, V. Crozatier, N. Forget, D. Kaplan, and R. Huber, "Rapid-scan acousto-optical delay line with 34 kHz scan rate and 15 as precision." *Optics Letters*, vol. 38, no. 15, pp. 2907–2910, 2013.

Réponse impulsionnelle et inférence bayésienne pour la calibration de pinces optiques via la lumière rétrodiffusée

F. Gillant¹, K. Perronet¹, J. Moreau¹, Max Richly², A. Alexandrou² et N. Westbrook¹

¹Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Université Paris-Saclay

²Laboratoire d'Optique et Biosciences, Ecole Polytechnique, CNRS, Université Paris-Saclay
Route de Saclay, 91128 Palaiseau cedex, France

Pour étudier les propriétés viscoélastiques de cellules endothéliales, nous combinons un dispositif de pince optique permettant d'appliquer une force oscillante sur une bille fixée à la membrane de la cellule, avec une observation de la cellule par microscopie à contraste de phase. Pour libérer la voie d'éclairage annulaire requise pour le contraste de phase, nous avons mis au point un dispositif de calibration de la force appliquée via la lumière rétrodiffusée par la bille piégée. Nous détectons la position relative de la bille par rapport au piège via la déflexion du faisceau rétrodiffusé, en imageant le plan focal arrière de l'objectif de microscope sur une photodiode 4 quadrants. Le signal détecté est ainsi insensible à un déplacement collectif de la bille et du piège.

Dans cette configuration en réflexion, nous avons testé les deux nouvelles méthodes de calibration que nous avons démontrées dans une configuration en transmission: la réponse à un déplacement impulsionnel latéral du piège[1], et l'analyse par inférence bayésienne du mouvement brownien de la bille piégée[2]. La première méthode présente l'avantage de calibrer simultanément et rapidement la position relative de la bille et la raideur du piège, la seconde permet de s'affranchir de la connaissance a priori du diamètre de la bille et de la viscosité du milieu, et donc de la distance exacte entre la bille et la surface. Nos mesures montrent que les deux méthodes donnent des résultats en bon accord sur la raideur du piège à basse puissance (150mW). A plus haute puissance, nous observons par les deux méthodes une augmentation linéaire de la raideur avec la puissance, avec une pente légèrement plus faible pour la méthode d'inférence. Cet écart peut s'expliquer par une plus grande sensibilité relative du mouvement brownien aux bruits acoustiques basse fréquence pour un piège plus raide donc qui explore une zone plus petite. Cette interprétation est confirmée par la comparaison avec deux autres méthodes classiques de calibration du piège : la mesure par équipartition, qui mesure l'écart quadratique moyen du mouvement brownien, et est en bon accord avec la mesure par inférence, et l'analyse spectrale du mouvement brownien, qui fait effectivement apparaître un excès de bruit basse fréquence, dont on peut s'affranchir puisqu'on mesure la fréquence de coupure. Cette méthode est en bon accord avec la réponse impulsionnelle, qui est rapide donc peu sensible aux bruits basse fréquence.

Nous avons également quantifié l'effet de la présence d'un anneau de phase dans le plan focal arrière de l'objectif de microscope sur le signal détecté en rétrodiffusion. Pour s'affranchir des artefacts dûs aux interférences entre le signal réfléchi par la bille et celui réfléchi par la lamelle de microscope, nous avons opté pour une configuration de microscopie à contraste de phase externe, où l'anneau de phase est déporté uniquement sur la voie d'imagerie de la cellule.

Références

1. Le Gall et al., *Simultaneous calibration of optical tweezers spring constant and position detector response*, Opt.Exp 2010, 18 (26)
2. Richly et al., *Calibrating optical tweezers with Bayesian inference*, Opt Exp 2013, 21 (25)

Nanoantennes plasmoniques nonlinéaires : de la génération de porteurs chauds au rôle de la cristallinité

Régis Méjard, Sviatlana Viarbitskaya, Olivier Demichel, Alexandre Bouhelier et Benoît Cluzel

Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, CNRS UMR 6303, Université de Bourgogne Franche-Comté, 9 Avenue Alain Savary, Dijon, France.

benoit.cluzel@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Dans ce travail, nous étudions les propriétés nonlinéaires des nanoantennes plasmoniques en or. Nous nous intéressons notamment aux processus de conversion de fréquences tels que la luminescence multiphotonique et la génération de seconde harmonique. Les dynamiques spatiales et temporelles de ces phénomènes sont analysées par microscopie nonlinéaire. Nous quantifions la génération de porteurs chauds assistée par plasmon lors du processus d'absorption multiphotonique et déterminons les sections efficaces d'absorption nonlinéaire mise en jeu. Enfin, le rôle de l'état de cristallinité des nanoantennes sur les nonlinéarités mesurées est évalué.

MOTS-CLEFS : *plasmonique nonlinéaire ; porteurs chauds ; nanoantennes*

1. INTRODUCTION

Les résonances plasmoniques de nano-antennes métalliques conduisent à une forte exaltation locale du champ électromagnétique qui favorise les processus nonlinéaires [1-2] tels que la génération de seconde harmonique (SHG) ou la luminescence multi-photons (MPL). Si la SHG est connue pour être un mécanisme cohérent et instantané, la MPL est un mécanisme incohérent faisant intervenir un état intermédiaire réel peuplé d'électrons chauds dont la dynamique est gouvernée par les interactions électrons-phonons (e-ph). La communauté plasmonique porte un intérêt grandissant pour ces porteurs qui interviennent dans le cadre des mécanismes de photo-catalyse [3] ou encore de conversion photo-électrique [4]. La génération de seconde harmonique est très largement utilisée en microscopie nonlinéaire mais son origine reste encore mal comprise. Notre objectif dans ce travail est d'approfondir la compréhension et le contrôle de ces mécanismes nonlinéaires afin d'optimiser leur utilisation dans les dispositifs plasmoniques.

2. GENERATION DE PORTEURS CHAUDS ASSISTEE PAR PLASMONS

La luminescence multi-photons est un mécanisme électronique complexe mettant en jeu une population de porteurs chauds. Nous avons développé une expérience pompe-sonde en microscopie nonlinéaire en vue de sonder le déclin ultra rapide de cette population de porteurs chauds dans les nanoantennes, puis de déterminer les interactions e-ph mises en jeu. Nous modélisons ensuite nos observations par un modèle à deux températures et l'ajustement de nos données expérimentales permet de quantifier l'efficacité d'excitation des porteurs chauds ainsi que leur durée de vie. Nous accédons ainsi à des valeurs quantitatives de section efficace d'absorption nonlinéaire et mettons en évidence l'impact des résonances plasmoniques sur la durée de vie des porteurs chauds photogénérés [5].

3. DELOCALISATION DE L'EMISSION NONLINEAIRE

Nous avons ensuite étudié la distribution spatiale de l'émission nonlinéaire (SHG et MPL) des nanoantennes générée par une impulsion femtoseconde focalisée. Nous observons en particulier que

leur émission nonlinéaire en champ lointain à partir d'une excitation locale se délocalise sur l'intégralité de la nanoantenne. La nature et l'origine des différents processus d'émission nonlinéaire sont étudiées à l'aide des diagrammes de rayonnement angulaire expérimentaux. Nous montrons en particulier que ces processus d'émission nonlinéaire sont assistés par la propagation d'un plasmon de surface à la longueur d'onde d'excitation ce qui ouvre la voie à de nouvelles méthodes de conception et de contrôle du profil spatial des processus d'émission nonlinéaire cohérent et incohérent [6].

4. ROLE DE LA CRISTALLINITE DES NANOANTENNES

Enfin, nous avons cherché à évaluer l'impact de l'ordre cristallin dans les nanoantennes sur ses nonlinéarités optiques ainsi que sur la dynamique temporelle des porteurs chauds. Des nanoantennes polycristallines ont été élaborées à l'aide d'un procédé standard (lithographie, évaporation, lift-off) et comparées à des nanoantennes monocristallines fabriquées par un nouveau procédé que nous avons mis au point [7]. La comparaison de leurs propriétés nonlinéaires mesurées est riche d'informations. Nous montrons notamment que la génération de seconde harmonique est améliorée d'un ordre de grandeur dans le cas de l'or monocristallin. La MPL qui est un mécanisme d'ordre 3 dans nos antennes polycristallines est d'ordre 2 pour les antennes monocristallines. Enfin, le temps de déclin des porteurs chauds est réduit d'un facteur 2 dans le cas des antennes monocristallines [8]. Ces observations illustrent particulièrement bien les enjeux associés à la maîtrise des matériaux pour la plasmonique et expliquent en partie les contradictions dans les valeurs numériques reportées dans la littérature. Les liens entre ces observations et les modifications de la structure cristalline des nanoantennes ont été analysées et pourront être discutées dans cette communication.

CONCLUSION

Nous étudions les propriétés nonlinéaires des nanoantennes plasmoniques et plus particulièrement les mécanismes de luminescence multiphotonique et de génération de seconde harmonique. Nous avons cherché à déterminer leur origine, leur nature et leur dynamique ultrarapide. La génération de porteurs chauds associée à la luminescence multiphotonique est quantifiée et son couplage aux résonances plasmoniques a été mis en évidence. Enfin, nous étudions l'impact de la cristallinité du matériau constitutif des nanoantennes sur ces différents phénomènes et faisons le lien avec la littérature dans ce domaine.

REFERENCES

- [1] Martti Kauranen & Anatoly V. Zayats, Nonlinear Plasmonics, *Nature Photonics* 6, 737 (2012)
- [2] S. Bin Hasan, F. Lederer, C. Rockstuhl, Nonlinear plasmonic antennas, *Materials Today* 14, 478 (2014)
- [3] S. Linic et al, Photochemical transformations on plasmonic metal nanoparticles *Nat. Mat* 14, 567 (2015)
- [4] Y-F. Lao et al, Tunable hot-carrier photodetection beyond the bandgap spectral limit, *Nat. Phot.* 8, 412 (2014)
- [5] O. Demichel, M. Petit, S. Viarbitskaya, R. Méjard, F. de Fornel, E. Hertz, F. Billard, A. Bouhelier, & B. Cluzel. Dynamics, efficiency and energy distribution of nonlinear plasmon-assisted generation of hot carriers. *ACS Phot.* *Accepté* (2016)
- [6] S. Viarbitskaya, O. Demichel, B. Cluzel, G. Colas des Francs & A. Bouhelier, Delocalization of Nonlinear Optical Responses in Plasmonic Nanoantennas, *Phys. Rev. Lett.* 115, 197401 (2015)
- [7] R. Méjard, A. Verdy, M. Petit, A. Bouhelier, B. Cluzel, O. Demichel, Energy-resolved hot carrier relaxation dynamics in monocrySTALLINE plasmonic nanoantennas, *ACS Phot.* *Soumis*
- [8] R. Méjard, A. Verdy, O. Demichel, M. Petit, F. Herbst, R. Chassagnon, B. Cluzel et A. Bouhelier, Fabrication monocrySTALLINE-gold nanoantennas with mainstream nanolithography equipment, *en rédaction*

Modal expansions of Maxwell equations and their application to optics and optomechanics

J. Burgin, M. Perrin

Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine, UMR 5798 CNRS, Bordeaux

SHORT ABSTRACT

We will present several models of Quasi-Normal Mode expansion, e.g. a reduced model for axi-symmetric scatterers, and discuss their performance to compute optical forces.

MAIN TEXT

In nanophotonics, modeling often means running heavy numerical simulations – typically three-dimensional Finite Element Methods –, that permit to compute key physical quantities such as extinction and absorption cross sections. This permits to evaluate the momentum transfer between a light beam and a nanoparticle, for different parameters (wavelength, polarization, ...), but entails most of the physics at stake. To improve this situation, we use a recently developed modal method, that we have simplified to study axi-symmetric systems, possibly on substrate. The (quasi-normal) modes of the device are computed once, and when parameters are varied, only the expansion coefficient (which is analytic) has to be recalculated.

We will discuss the accuracy of this method and compare it to the state of the art. Application and examples will be given, with a specific emphasize put on the computation of forces and torques induced by optical light fields.

The rationale behind QNM theory is the expansion of electromagnetic fields onto the modes of the nanoresonators, *and* the analytic computation of their excitation coefficients. The modes are computed numerically [1] in the general case of a nanoresonator, made of possibly dispersive and dissipative material. Mathematically speaking, one searches for the solutions of the Maxwell equations without source,

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{E}}_m = -i \tilde{\omega}_m \boldsymbol{\mu}(\mathbf{r}, \tilde{\omega}_m) \tilde{\mathbf{H}}_m, \quad (1a)$$

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{H}}_m = i \tilde{\omega}_m \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}, \tilde{\omega}_m) \tilde{\mathbf{E}}_m. \quad (1b).$$

There, $\tilde{\omega}_m; \tilde{\mathbf{E}}_m; \tilde{\mathbf{H}}_m$ are respectively the eigenfrequency of the m^{th} QNM, its Electric and Magnetic eigenfield. In the general case of an open, metallo-dielectric nanoresonator, note the solutions are complex numbers for the $\tilde{\omega}_m$, because the problem is dissipative.

Once the modes are found, they should be properly normalized. Apart from the original normalization in 3D problems [1,2], other normalizations are interesting, when one need to handle 2D-axissymmetric problems. Then, several key quantities can be obtained easily in a semi-analytic and rapid way. For example, the absorption cross section (see Figure 1).

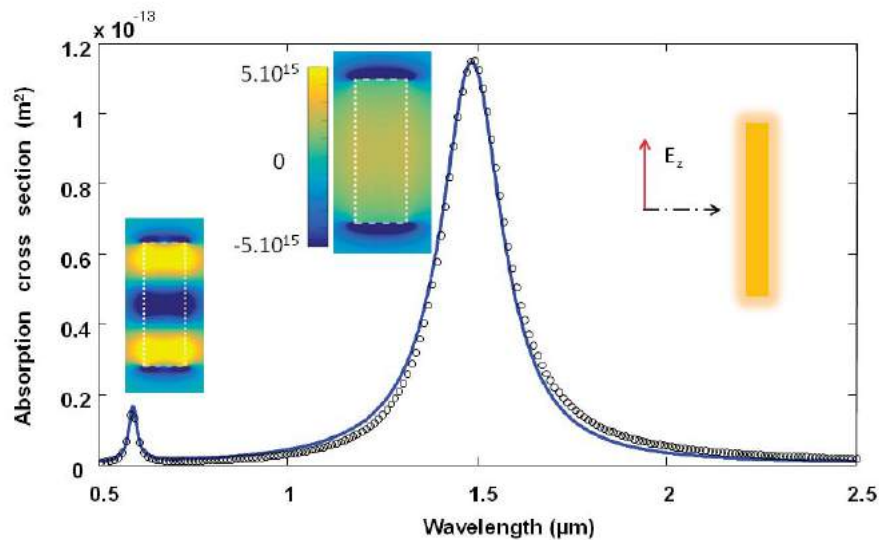


Figure 1 : Absorption cross section of a gold cylinder of 200nm length and 30 nm diameter excited by a plane wave polarized along the rod axis, and propagating perpendicular to it (see inset). Two modes have been considered and assumed to be orthogonal (blue line), the symbols display the exact FEM calculation. The insets show the real part of E_z .

At the conference, we will detail several models of modal expansion, and discuss the description of a physical quantity closely related to extinction or absorption cross sections: the optical force induced by a light beam onto a nano-particle.

References :

- [1] Bai, Q., Perrin, M., Sauvan, C., Hugonin, J.P., Lalanne, P., "Efficient and intuitive method for the analysis of light scattering by a resonant nanostructure", *Opt. Exp.* 21 27371-27382 (2013).
- [2] Sauvan, C., Hugonin, J. P., Maksymov, I. S., Lalanne, P., "Theory of the spontaneous optical emission of nanosize photonic and plasmon resonators", *Phys. Rev. Lett.* 110, 237401 (2013).

MATRICE D'INTERFEROMETRES DE MIRAU MICRO-FABRIQUES COMME COMPOSANT D'UN DISPOSITIF OCT PLEIN-CHAMP MULTICANAUX

N. Passilly, S. Perrin, L. Froehly, S. Bargiel, O. Gaiffe, J. Lullin, J. Albero et C. Gorecki

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

nicolas.passilly@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un système d'imagerie miniature basé sur une matrice d'interféromètres et réalisé à partir de technologies des microsystèmes opto-electro-mécaniques (MOEMS). En particulier, les composants des interféromètres sont fabriqués par des techniques collectives et assemblés par intégration verticale multi-substrats. La matrice d'interféromètres est ensuite intégrée au sein d'un système d'illumination et d'imagerie pour constituer un dispositif de tomographie à cohérence optique (OCT) dédié à l'analyse des pathologies de la peau. Le système repose sur une architecture matricielle d'interféromètres de Mirau, permettant une approche plein-champ multicanaux. Cela lui confère des caractéristiques adaptées à l'imagerie de la peau comme un grand champ de vue latéral.

MOTS-CLEFS : *Tomographie à cohérence optique; Microfabrication; MOEMS;*

1. INTRODUCTION

La technique de référence pour le diagnostic de nombreuses pathologies de la peau est la biopsie suivie d'une analyse histopathologique. Malgré leur pertinence, plus de 80% des centaines de milliers de ces procédures réalisées chaque année en France s'avèrent négatives. Ce trop grand nombre d'actes chirurgicaux réalisés inutilement tient au fait que l'inspection des lésions est essentiellement surfacique et réalisée le plus souvent à l'œil nu. Dans ce contexte, il existe un besoin pour un système d'imagerie non-invasive de la structure de la peau, pouvant imager l'épiderme jusqu'à la jonction dermo-épidermique. La tomographie optique cohérente (OCT) a déjà démontré des performances intéressantes et commencent à émerger en tant qu'outil pour la dermatologie. Cependant, ces systèmes demeurent extrêmement chers, empêchant leur déploiement au plus près des patients lorsque les pathologies sont encore à un stade précoce de développement. Nous proposons donc une approche basée sur la micro-fabrication qui vise à réaliser un système OCT plus abordable capable de visualiser les premières couches de la peau.

2. CONCEPT DU SYSTEME

Le système proposé est un système plein-champ matriciel [1] combinant une source à balayage en longueur d'onde et de l'interférométrie à décalage de phase. La source émet dans la gamme du proche infra-rouge ($\lambda_0=840\text{nm}$ et $\Delta\lambda=50\text{nm}$) et permet l'utilisation d'une caméra rapide, et donc des enregistrements plein-champ. Cette approche plein-champ, renforcée par le caractère matriciel du dispositif permet de multiplexer spatialement plutôt que temporellement l'analyse et ainsi de s'affranchir de source à balayage spectral rapide et coûteuse. La partie interférométrique du système s'appuie sur les technologies des microsystèmes opto-electro-mécaniques (MOEMS) permettant la réalisation de matrices denses. La matrice compte ainsi 16 interféromètres de Mirau qui sont déplacés pour combler les espaces entre canaux adjacents afin de mesurer un volume de $8 \times 8 \times 0.6\text{mm}^3$. Le détecteur est une caméra rapide (4 kfps) pour laquelle il est possible de définir 4×4 régions dynamiques d'intérêt (123×123 pixels chacune). Le système est basé sur une source à balayage en longueur d'onde afin d'acquérir pour chaque pixel les composantes spectrales de l'interférogramme. Une transformée de Fourier permet de déduire les A-scans. Pour chaque valeur de

longueur d'onde, le miroir de référence est actionné et plusieurs images décalées en phase sont enregistrées. Cette procédure permet de supprimer les termes miroirs et la composante continue du signal grâce à un algorithme à décalage de phase. La taille du miroir de référence définit un champ de vue pour chaque canal de $400 \times 400 \mu\text{m}^2$. La résolution latérale et axiale visée est de l'ordre de $6 \mu\text{m}$.

3. MICRO-FABRICATION

Les différents composants des matrices d'interféromètres sont réalisés par micro-fabrication collective. Les matrices de lentilles sont par exemple fabriquées à partir d'un procédé de recuit de verre borosilicaté préalablement assemblé sur cavités silicium [2]. Ce procédé, optimisé pour générer des matrices de lentilles de bonne qualité, produit des composants particulièrement robustes en vue de leur intégration multi-substrats. De plus, cette technique permet d'empiler et d'assembler les matrices conduisant à la génération de doublets de lentilles afin de réduire les aberrations optiques (Fig. 1a) [3]. Les matrices de micro-miroirs sont portées par une plateforme en silicium actionnée par force électrostatique à l'aide de peignes inter-digités placés sur son pourtour (Fig. 1b). Chaque miroir est fixé à l'aide de suspensions fines et courbées garantissant une faible détérioration des performances optiques [4]. La fréquence de résonance de la plateforme est d'environ 500Hz pour que la caméra enregistre 8 images au cours d'une période de son mouvement. L'amplitude de son déplacement hors-plan est de 350nm [5]. Le système assemblé au niveau wafer puis découpé en puces est ensuite fixé sur un PCB pour connecter l'actionneur (Fig. 1c).

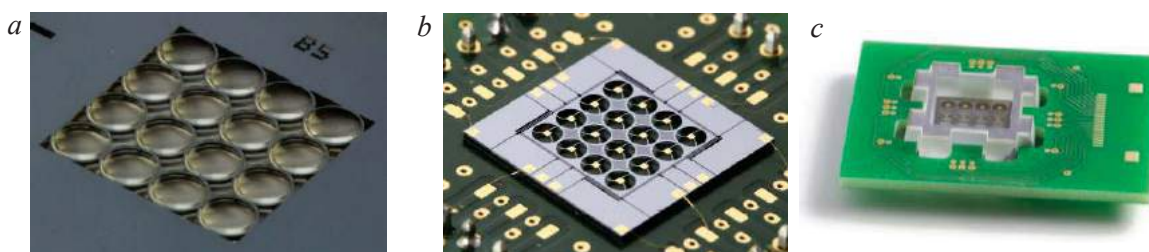


Fig. 1: a. Matrice de doublets de lentilles, b. Matrice de miroirs actionnables, c. Système intégré verticalement

CONCLUSION

Nous présentons la conception d'un système OCT basé sur une matrice micro-fabriquée d'interféromètres. Cette dernière est entièrement réalisée de façon collective. Cette approche vise à réduire de manière significative l'encombrement et les coûts de fabrication du système. Associées à l'architecture plein-champ multi-canaux, ces solutions permettront la réalisation d'un système OCT abordable dédié à la dermatologie. (*Projet collaboratif VIAMOS - FP7-ICT-2011-8 Grant Agreement 318542*).

RÉFÉRENCES

- [1] J. Krauter, T. Boettcher, W. Osten, W. Lyda, N. Passilly, L. Froehly, S. Bargiel, J. Albero, S. Perrin, J. Lullin, C. Gorecki, "Optical design of a Vertically Integrated Array-type Mirau-based OCT System", Proc. SPIE 9132, 91320L (2014).
- [2] J. Albero, S. Perrin, S. Bargiel, N. Passilly, M. Baranski, L. Gauthier-Manuel, F. Bernard, J. Lullin, L. Froehly, J. Krauter, W. Osten and C. Gorecki, "Dense arrays of millimeter-sized glass lenses fabricated at wafer-level", Opt. Express, 23, 11702-11712 (2015).
- [3] J. Albero, S. Perrin, N. Passilly, J. Krauter, L. Gauthier-Manuel, J. Lullin, S. Bargiel, L. Froehly, W. Osten and C. Gorecki, "Wafer-level fabrication of multi-element glass lenses: lens doublet with improved optical performances", Optics Letters, 41, 96-99 (2016).
- [4] J. Lullin, S. Perrin, M. Baranski, S. Bargiel, L. Froehly, N. Passilly, J. Albero and C. Gorecki, "Impact of mirror spider legs on imaging quality in Mirau micro-interferometry", Opt. Letters, 40, 2209-2212 (2015).
- [5] J. Lullin, S. Bargiel, F. Lardet-Vieudrin, P. Lemoal, S. Perrin, J. Albero, N. Passilly and C. Gorecki, "An electrostatic vertical microscanner for phase modulating array-type Mirau microinterferometry", J. Micromech. Microeng., 25, 115013 (2015).

GÉNÉRALISER LES MODÈLES DE POLARISABILITÉ AUX PARTICULES DIÉLECTRIQUES

Alexis Devilez¹, Rémi Colom¹, Brian Stout¹, Nicolas Bonod¹

¹ CNRS, Aix-Marseille Université, Centrale Marseille, Institut Fresnel UMR7249, Domaine Universitaire de Saint Jérôme, 13397 Marseille, France

alexis.devilez@fresnel.fr

RÉSUMÉ

L'objectif de cette communication est de démontrer la pertinence de la décomposition de Weierstrass dans l'analyse de la polarisabilité électromagnétique des particules notamment pour la description des résonances diélectriques de Mie.

MOTS-CLEFS : polarisabilité; résonance plasmonique; résonance de Mie

Les nanoparticules sont aujourd'hui un vaste sujet d'études en photonique du fait des interactions lumière/matière intenses qu'elles peuvent produire de manière très locales, dans leur champ proche [1]. Les nanoparticules métalliques ont un intérêt incontestable pour cet objectif car elle interagissent fortement avec les fréquences optiques pour de très petites tailles ($\sim \lambda/10$) via l'excitation de résonances de plasmons localisés. Néanmoins, les résonances plasmoniques s'accompagnent généralement d'une absorption élevée dans la particule.

Moins absorbants, les résonateurs diélectriques hauts indices (Si, Ge) ont été proposés comme une alternative aux particules plasmoniques. Ces particules possèdent en plus des résonances électriques, des résonances magnétiques dans le domaine optique pour des particules d'une centaine de nanomètres [2].

1. POLARISABILITÉ ÉLECTRIQUE DES PARTICULES

Pour de petites particules devant la longueur d'onde, les contributions dipolaires sont prépondérantes. Leur réponse électromagnétique est caractérisée par leur moment dipolaire directement lié au champ incident via la relation

$$\mathbf{p} = \varepsilon_0 \alpha(\omega) \mathbf{E}_0(0) \quad (1)$$

où α est la polarisabilité dipolaire de la particule. Dans le cas d'une particule sphérique, la polarisabilité est reliée au coefficient dipolaire électrique de la décomposition multipolaire de Mie par :

$$\alpha(\omega) = -\frac{6\pi}{ik^3} a_1 \quad (2)$$

Pour obtenir une approximation de $\alpha(\omega)$, 2 techniques sont généralement employées. Une première approche consiste à considérer les effets retardés de l'émission dipolaire de chacune des parties de la particule [3, 4]. Une deuxième approche consiste à effectuer un développement de Taylor des coefficients de Mie pour des paramètres de taille faibles ($z = 2\pi R/\lambda \ll 1$) [3-5]. L'une et l'autre des 2 approches fournissent une description convenable de la polarisabilité pour des petites particules plasmoniques mais souffrent à décrire les résonances dipolaires des particules diélectriques. En effet, pour ces dernières l'hypothèse d'un paramètre de taille faible n'est pas valide.

2. FACTORISATION DE WEIERSTRASS DES FONCTIONS DE BESSEL

Pour résoudre cette difficulté et inclure la description des résonances de Mie dans les modèles de polarisabilité, nous proposons d'effectuer un développement de Weierstrass des fonctions de Bessel apparaissant dans les coefficients de Mie :

$$j_n(z) = \frac{z^n}{(2n+1)!!} \prod_{k=1}^{\infty} \left(1 - \left(\frac{z}{a_{n,k}} \right)^2 \right) \quad (3)$$

où les $a_{n,k}$ sont les zéros de j_n . La dérivée logarithmique de j_n intervenant dans les coefficients de Mie peut alors s'écrire :

$$\varphi_n^{(1)}(z) = n + 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(z/a_{n,k})^2}{(z/a_{n,k})^2 - 1} \quad (4)$$

Des approximations de cette expression peuvent ainsi être obtenues en comparant z aux zéros de j_n .

3. EQUIVALENCE DES DIFFUSEURS MÉTALLIQUES ET DIÉLECTRIQUES

Grâce à l'uniformisation des descriptions des polarisabilités diélectriques et plasmoniques, nous avons récemment démontré que les résonances dipolaires électriques des particules diélectriques et métalliques peuvent produire des champs identiques pour un même paramètre de taille $z_0 = 2\pi R/\lambda$, *i.e.* leurs coefficients de Mie a_1 sont égaux [6].

Ainsi, une particule sphérique de permittivité ϵ_{in} se comporte dans sa réponse dipolaire de manière identique à une particule de permittivité ϵ_{eq} selon la relation :

$$\epsilon_{eq} = \left(\frac{a}{z_0}\right)^2 \frac{1 - \epsilon_{in}(z_0/a)^2}{1 - 2\epsilon_{in}(z_0/a)^2}. \quad (5)$$

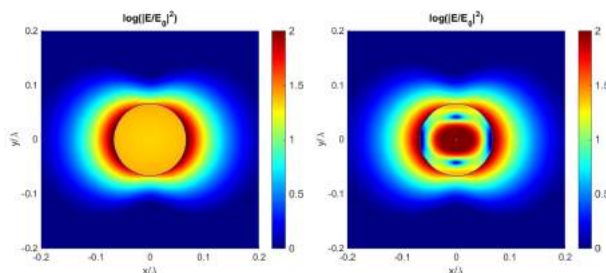


FIGURE 1 : Réponse électromagnétique de 2 particules équivalentes en résonance @ $\lambda = 373,6$ nm et de diamètre 50 nm, a) particule d'argent (Rakic) et b) particule $\epsilon = 111,82 + i*0.46$. Les champs externes apparaissent identiques.

4. VERS DE NOUVEAUX MODÈLES DE POLARISABILITÉ

Nous avons également montré [6] que les modèles classiquement employés [3,4] pour la polarisabilité des particules plasmoniques permettent de décrire les résonances diélectriques à la condition de substituer la permittivité du diélectrique ϵ par sa permittivité équivalente ϵ_{eq} .

La factorisation permet d'envisager de nouvelles expressions de la polarisabilité pour mieux caractériser la diffusion par des particules diélectriques, des coreshells ainsi que les problèmes d'homogénéisation aux fréquences de résonances des particules ou encore les couplages forts entre particules.

RÉFÉRENCES

- [1] L. Novotny and B. Hecht, *Principles of Nano-optics*, Cambridge University Press, Ed., 2006.
- [2] A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, Y. H. Fu, J. Zhang, B. Luk'yanchuk, "Magnetic Light," *Sci. Rep.*, vol. **2**, 492 (2012).
- [3] M. Meier, A. Wokaun, "Enhanced Fields on Large Metal Particles : Dynamic Depolarization," *Opt. Lett.*, vol. **8**, 581 (1983).
- [4] A. Moroz, "Depolarization Field of Spheroidal Particles," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. **26**, 517 (2009).
- [5] R. Colom, A. Devilez, N. Bonod, B. Stout, "Optimal Interactions of Light with Magnetic and Electric Resonant Particles," *Phys. Rev. B*, vol. **93**, 045427 (2016).
- [6] A. Devilez, X. Zambrana, B. Stout, N. Bonod, "Mimicking Localized Surface Plasmons with Dielectric Particles," *Phys. Rev. B*, vol. **92**, 241412 (R) (2015).

APPORT DE L'OPTIQUE NON-LINEAIRE A L'IMAGERIE INFRAROUGE POUR LA DETECTION DE CIBLES A LONGUE DISTANCE

Romain Demur^{1,2}, Arnaud Grisard¹, Loïc Morvan¹, Eric Lallier¹, Nicolas Treps², Claude Fabre²

¹ Thales Research & Technology, 1 avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau, France

² Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-Sorbonne universités, CNRS, ENS-PSL Research University, Collège de France ; 24 rue Lhomond, F-75005 Paris, France

romain.demur@thalesgroup.com

RÉSUMÉ

La conversion d'images infrarouge vers le visible avec des cristaux à quasi accord de phase permet d'améliorer les performances des systèmes de détection infrarouge.

MOTS-CLEFS : *détection infrarouge ; somme de fréquences ; optique non linéaire*

INTRODUCTION

Les performances des détecteurs du proche au lointain infrarouge sont en général inférieures à celles des détecteurs opérant dans le visible en termes notamment de résolution, de bruit et de sensibilité. Ainsi, la conversion de fréquence vers le visible avec des matériaux optiques non-linéaires permettrait de visualiser des images infrarouges à l'aide de caméras silicium CCD ou CMOS et donc de bénéficier d'un surcroît de performances. Cette idée, d'améliorer les performances de la détection infrarouge au moyen de l'optique non-linéaire n'est pas très nouvelle [1], mais le développement récent des matériaux non-linéaires d'ordre 2 à quasi-accord de phase permet d'envisager des gains significatifs sur les efficacités de détection [2]. On peut ainsi espérer augmenter la portée des systèmes d'imagerie active, qui fonctionnent généralement à des longueurs d'ondes autour de 1,5 μm pour des raisons de sécurité oculaire et de transmission atmosphérique. Dans le travail présenté ici, nous avons choisi d'étudier la conversion d'images obtenues avec un éclairage à 1561 nm vers 632 nm. La conversion est réalisée par somme de fréquences à partir d'un laser de pompe impulsif à 1064 nm, au moyen d'un cristal de niobate de lithium à polarisation périodique (PPLN).

1. EXPÉRIENCE

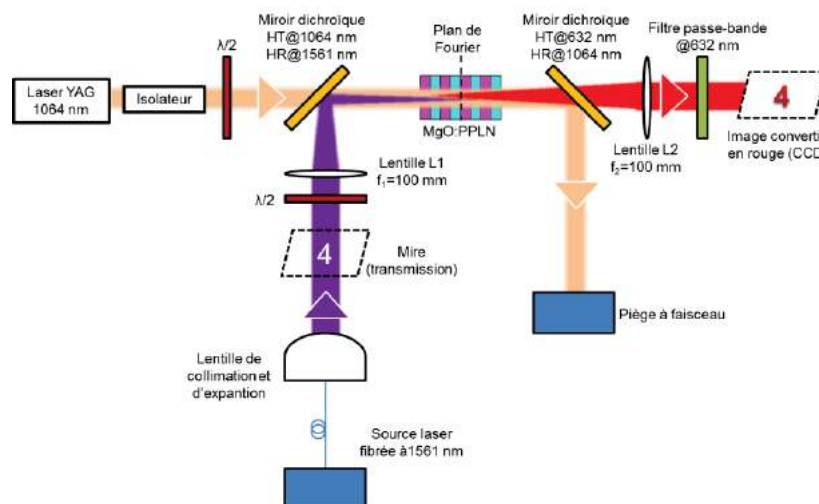


Fig. 1 : Schéma de l'expérience de somme de fréquences.

Le schéma de l'expérience est représenté sur la figure 1. L'image à convertir est obtenue à partir d'un laser fibré à 1561 nm, étendu et collimaté pour illuminer une mire USAF. Le signal correspondant est focalisé, à l'aide de la lentille L1 de focale 100 mm, dans un cristal de PPLN dopé avec 5% de MgO de 25 mm de long et de 0,5 mm d'épaisseur. La période du cristal est de 11,87 μm et la température asservie à 56,7 $^{\circ}\text{C}$. Un laser déclenché à 1064 nm (~ 20 ns) pompe tout le volume de cristal disponible avec un rayon à $1/e^2$ de 300 μm . Les faisceaux signal et pompe sont superposés avant le cristal à l'aide d'une lame dichroïque. Le signal converti à 632 nm est ensuite séparé de la pompe en sortie du cristal par une autre lame dichroïque et un filtre passe bande. Enfin une lentille L2 de 100 mm de focale image le signal converti sur une caméra CCD silicium.

Les lentilles pour la formation des images sont placées de sorte à avoir un système 4-f : la mire est située dans le plan focal de la lentille L1 et la caméra dans le plan focal de la lentille L2.

2. RÉSULTATS

La figure 2 montre les images de la mire USAF obtenues à travers le cristal. Elles correspondent à une résolution de 1,41 paires de lignes/mm. La figure 2.(a) montre l'image à 1561 nm observée avec la caméra infrarouge et la figure 2.(b) cette même image mais convertie à 632 nm. L'image convertie apparaît de meilleure qualité que l'image non convertie. En effet, la conversion se comporte comme un filtre passe bas en termes de fréquences spatiales qui convertit seulement le signal qui passe à l'intérieur du cristal. Il y a deux sources de grandissement de l'image. La première est associée au système optique formé par les deux lentilles ($-f_2/f_1 = -1$), la seconde est associée au processus de conversion ($\lambda_{\text{up}}/\lambda_{\text{IR}} \sim 0,40$) [1, 3]. Comme on peut le voir, ce facteur de grandissement prévu est bien observé sur nos images ($\Lambda_{\text{up}}/\Lambda_{\text{IR}} \sim 0,36$).

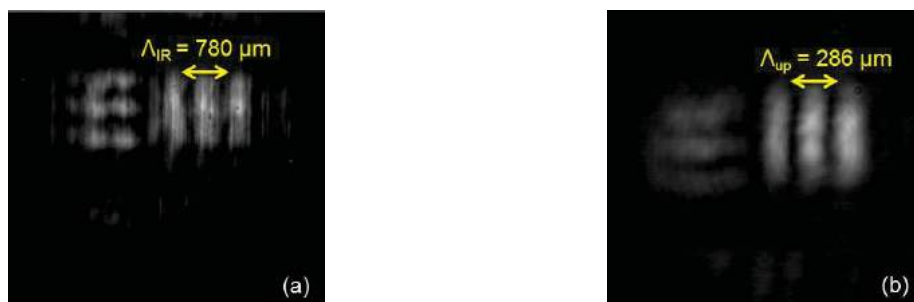


Fig. 2 : (a) Image à 1561 nm observée à la caméra IR. (b) Image convertie à 632 nm observée à la caméra CCD silicium.

CONCLUSION

La somme de fréquences dans le PPLN est donc un outil prometteur pour améliorer les performances de la détection infrarouge. Les prochaines caractérisations porteront sur l'estimation de l'efficacité de conversion. Les développements futurs se concentreront sur l'augmentation du champ de vue de l'image et sur l'utilisation de cristaux de GaAs à quasi-accord de phase pour la détection en bande II (3 à 5 μm) et III (8 à 12 μm).

RÉFÉRENCES

- [1] J.E. Midwinter, IEEE J. Quantum Electron. 4, 716 (1968).
- [2] J.S. Dam, C. Pedersen and P. Tidemand-Lichtenberg, Nat. Photonics 6, 788 (2012).
- [3] A.J. Torregrosa, H. Maestre and J. Capmany, Opt. Lett. 40, 5315-5318 (2015).

Génération de second et de troisième harmonique d'oxydes nanométriques en suspension

Jérémy Riporto¹, Yannick Mugnier¹, Christine Galez¹, Luigi Bonacina² et Ronan Le Dantec^{1*}

¹Univ. Savoie Mont Blanc, SYMME, F-74000 Annecy, France

²Université de Genève, GAP-Biophotonics, 22 chemin de Pinchat, Carouge, 1211 Geneva 4, Switzerland

*Corresponding author: ronan.le-dantec@univ-smb.fr

RESUME

Nous avons utilisé un montage de diffusion Hyper Rayleigh (HRS) pour mesurer simultanément la génération de second et de troisième harmonique de nanoparticules de niobate de potassium KNbO₃ (KN) et de ferrite de bismuth BiFeO₃ (BFO). La susceptibilité moyenne d'ordre 3 de ces deux nanomatériaux a ensuite été estimée à partir du rapport des intensités diffusées à 2 ω et 3 ω .

Mots-clés : HRS, génération de second et de troisième Harmonique, Nanoparticules, Suspensions colloïdales

1. Introduction

Les nanoparticules harmoniques (*Harmonic Nanoparticles, HNP*s) sont des nanocristaux non-centrosymétriques utilisés [1-3] depuis peu comme biomarqueurs exogènes en raison de la stabilité optique des signaux de second harmonique (SH) et de leur flexibilité en longueur d'onde. Récemment, l'observation simultanée, en microscopie multiphotonique, de signaux de SH et de troisième harmonique (TH) émis par une même particule a permis de détecter très spécifiquement ces sondes tout en s'affranchissant des signaux endogènes des tissus [4]. L'objectif de cette étude est de donner une première quantification de la réponse de TH de ces deux nanomatériaux.

2. Dispositif expérimental

Les particules de KN, produites par méthode sol-gel, ont été fournies par FEE GmbH (Allemagne). Les particules de BFO ont été synthétisées par un procédé d'auto-combustion par FEE GmbH et fournies sous forme de suspensions colloïdales stables par TiBio SA (Suisse). Pour les deux types de suspensions, la concentration typique est de l'ordre de 0,1 mg/ml et le diamètre des nanoparticules a été estimé à environ 100nm par diffusion dynamique de la lumière. Pour quantifier la diffusion de SH et de TH, un montage de diffusion Hyper Rayleigh a été utilisé. Il est constitué d'un laser YAG polarisé verticalement (Wedge HB, Bright solutions, 1 mJ/1 ns), focalisé par une lentille de distance focale de 20 cm sur une cuvette en silice contenant l'échantillon. Les signaux de SH et TH sont collectés à 90° du faisceau fondamental, sans analyseur, à travers un filtre coloré passe-bas et un filtre interférométrique (respectivement à 532 nm et 355 nm) placés devant un photomultiplicateur. Une lame demi-onde est associée à un cube polariseur afin d'ajuster la puissance incidente. Au point focal, l'intensité maximale est estimée à 11 GW/cm².

3. Résultats et discussion

Nous avons mesuré l'intensité des signaux de SH et TH en fonction de l'intensité d'excitation (inserts de la figure 1a). Comme attendu, les signaux varient de manière quadratique pour la SH et cubique pour la TH. D'autre part, les spectres de diffusion enregistrés en plaçant un monochromateur devant le photomultiplicateur, montrent des signatures de SH et TH 'pures' sans autre phénomène optique détectable (figure 1b). Les intensités diffusées ont ensuite été mesurées en fonction de la concentration relative des particules (figure 1a). Les signaux de SH et TH sont proportionnels au nombre de particules sondées à faibles concentrations. A fortes concentrations, l'écart à la linéarité du signal de TH du BFO est attribué à l'extinction linéaire du matériau et modélisé dans l'ajustement par une fonction exponentielle⁵.

En considérant exclusivement la partie linéaire de l'intensité par rapport à la concentration et en prenant en compte les différentes efficacités de collection pour les longueurs d'onde de SH et TH, le rapport des intensités SH/TH peut être estimé à 30 pour le BFO et 322 pour le KN pour une intensité d'excitation de 11 GW/cm². Ce rapport qui s'exprime par [5] :

$$\frac{SH}{TH} \propto \frac{\langle (\chi^{(2)})^2 \rangle}{\langle (\chi^{(3)})^2 \rangle I_\omega} 1$$

comprend un terme en $\langle \chi^{(2)} \rangle$ dont la moyenne d'orientation a déjà été mesurée [6]. On en déduit alors la moyenne orientationnelle du $\langle \chi^{(3)} \rangle$ à 1064 nm pour les 2 matériaux. La valeur expérimentale de KN est $\langle \chi^{(3)} \rangle = 1 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{V}^2$. A titre de comparaison, Bosshard *et al.* [7] ont mesuré $\chi_{3333}^{(3)} = 6.1 \times 10^{-21} \text{ m}^2/\text{V}^2$ à 1318 nm sur des cristaux massifs de KN et ont extrapolé une valeur de $1.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{V}^2$ à 1064 nm en utilisant un modèle qui ne prend pas en compte les effets d'absorption. Pour BFO, $\langle \chi^{(3)} \rangle$ est estimé à $5.5 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{V}^2$. Ces valeurs expérimentales de susceptibilité moyenne d'ordre 3 sont donc particulièrement élevées, probablement du fait de la résonance à la longueur d'onde de la troisième harmonique située dans leur bande d'absorption.

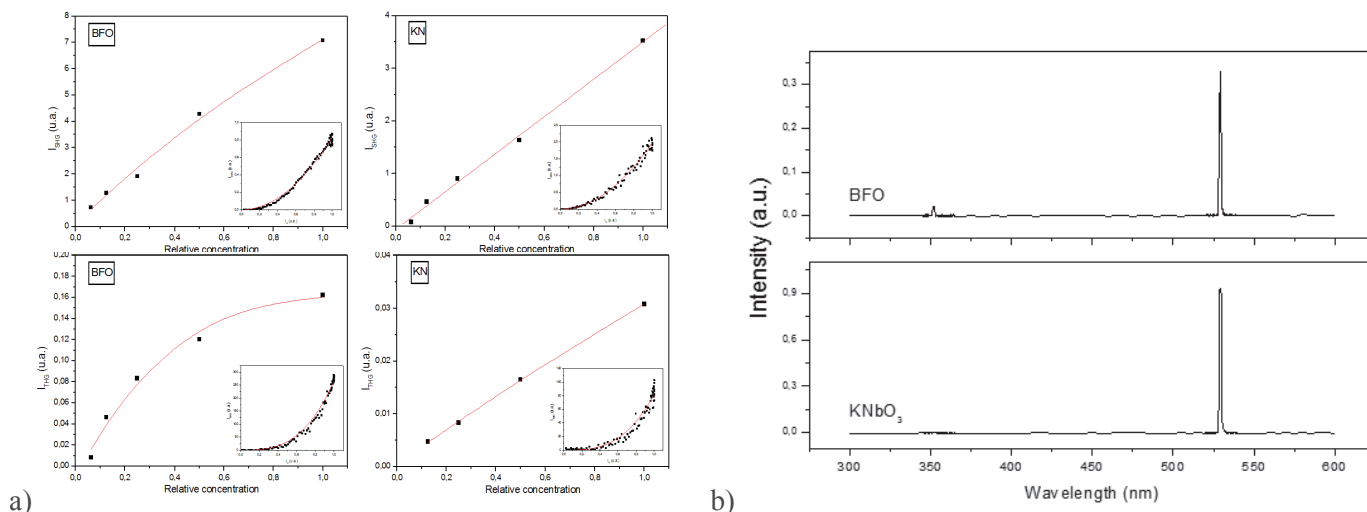


Fig. 1a : Intensité des signaux de SH et TH en fonction de la concentration relative des solutions colloïdales de KN et de BFO. Les lignes continues sont des ajustements linéaires, à l'exception du signal de TH du BFO ajusté par $A \cdot N e^{-\alpha N}$ où A est une constante de proportionnalité. N est la concentration relative et α un facteur représentant l'extinction linéaire. Inserts : Intensités SH et TH en fonction de l'intensité du faisceau fondamental. Les courbes expérimentales sont ajustées par $A \cdot I^n$, avec $n=2$ pour la SH et $n=3$ pour la TH. Figure 2b : Spectres de diffusion des suspensions colloïdales de KN et de BFO.

4. Conclusion

Dans ce travail, nous avons étudié la diffusion simultanée de SH et TH pour deux types de nanoparticules harmoniques (BFO et KN) en suspension. Pour une intensité d'excitation de $11 \text{ GW}/\text{cm}^2$ à 1064 nm, les mesures en configuration HRS indiquent un rapport d'intensité entre les deux ordres non linéaires de 30 et 322, respectivement. Les efficacités non linéaires de troisième ordre importantes des deux matériaux démontrent le potentiel de ces nanoparticules comme agents de contraste en imagerie multiphotonique.

Références

1. Bonacina, L. Nonlinear nanomedicine: Harmonic nanoparticles toward targeted diagnosis and therapy. *Molecular Pharmaceutics* 10, 783–792 (2013).
2. Staedler, D. *et al.* Harmonic nanocrystals for biolabeling: A survey of optical properties and biocompatibility. *Acs Nano* 6, 2542–2549 (2012).
3. Schwung, S. *et al.* Nonlinear optical and magnetic properties of BiFeO₃ harmonic nanoparticles. *Journal of Applied Physics* 116, 114306 (2014).
4. Andrii Rogov, Marie Irondelle, Fernanda Ramos Gomes, Julia Bode, Davide Staedler, Solène Passemard, Sébastien Courvoisier, Yasuaki Yamamoto, François Waharte, Daniel Ciepiewski, Philippe Rideau, Sandrine Gerber-Lemaire, Frauke Alves, Jean Salamero, Luigi Bonacina, and Jean-Pierre Wolf. Simultaneous Multiharmonic Imaging of Nanoparticles in Tissues for Increased Selectivity. *ACS Photonics* 2015 2 (10), 1416-1422
5. Schmidt, C. *et al.* Multi-Order Investigation of the Nonlinear Susceptibility Tensors of Individual Nanoparticles. *Scientific report* (accepté).
6. Joulaud, C. *et al.* Characterization of the nonlinear optical properties of nanocrystals by hyper rayleigh scattering. *Journal of Nanobiotechnology* 11 (2013).
7. Bosshard, C., Gubler, U., Kaatz, P., Mazerant, W. & Meier, U. Non-phase-matched optical third-harmonic generation in noncentrosymmetric media: Cascaded second-order contributions for the calibration of third-order nonlinearities. *Physical Review B* 61, 10688–10701 (2000).

LIGHT SHEET MICROSCOPY FOR LIVE IMAGING OF COMPARTMENTED CELL SYSTEMS

Gaëlle Recher¹, Dan Strehle¹, Kevin Alessandri¹, Maxime Feyeux², Basile Gurchenkov³ & Pierre Nassoy¹

¹ LP2N, rue François Mitterrand, 33400 Talence, France ; ² IMN, 146 Rue Léo Saignat, 33076 Bordeaux, France ; ³ IGBMC, 1 Rue Laurent Fries, 67400 Illkirch-Graffenstaden, France

gaelle.recher@institutoptique.fr

ABSTRACT

Measuring forces generated by biological objects together with applying to them a mechanical constrain is a major challenge to study how biological tissues acquire their shapes. The lab has developed a unique microfluidics technique to encapsulate cells and pieces of tissues into alginate hollow shells [1], enabling the confined growth of cells. We now use this technique to confine different types of cells and tissues that are amenable for 3D + time live imaging. We took advantage of the recent developments of light sheet microscopy to design a setup specifically developed to image these objects with a mounting methods from the bottom that does not require any inclusion (agarose based for example).

We are currently developing new applications of these two methodologies to investigate the dynamics of liquid tumours, the differentiation of neurons or the morphogenesis of the neural tube.

MOTS-CLEFS : *Light sheet microscopy ; biomechanics ; live imaging ; alginate capsules*

1. INTRODUCTION ET INSTRUMENTATION OPTIQUE

L'inspiration d'un microscope où détection et illumination de l'échantillon se font perpendiculairement remonte au début du vingtième siècle. Cependant le principe de la microscopie à feuille de lumière et sa réalisation n'ont eu lieu qu'en 2004 [2]. A l'heure actuelle, deux techniques sont principalement utilisées pour former la nappe de lumière. Soit celle-ci est formée par une lentille cylindrique, dans ce cas, le microscope prend le plus souvent le nom de l'acronyme SPIM (pour Selective Plane Illumination Microscopy), soit en balayant le laser rapidement sur l'échantillon pour former une nappe dite virtuelle, le microscope sera alors préférentiellement appelé DSLM (Digital Scanned Light-sheet Microscope).

Ce type de microscopie est particulièrement indiqué pour un usage en biologie lorsque les échantillons sont épais, vivants et extrêmement sensibles à la lumière. Par exemple les embryons sont particulièrement sensibles à la lumière et génère des radicaux libres dans les cellules ce qui conduit à un développement anormal ou à leur mort. Or lorsqu'il s'agit d'étudier la morphogenèse embryonnaire, il est souvent nécessaire d'avoir à la fois une vue d'ensemble de l'embryon (un champ de vue de plusieurs centaines de microns), une résolution cellulaire (une cellule fait d'une à plusieurs dizaines de microns) et de permettre un développement dans les conditions physiologiques. Cependant jusqu'à présent les microscopes à feuille de lumière existant permettent de monter les échantillons en les incluant dans une carotte d'agarose, ce qui contraint l'embryon. Lors des phases de morphogenèse précoces quand ni la forme ni la taille ne changent drastiquement, cette technique de montage est parfaitement adaptée, cependant elle devient problématique pour les phases plus tardives. Cette question des contraintes est également un handicap lorsqu'il s'agit de faire des mesures biomécaniques. En conséquence au laboratoire a été développé un microscope à

feuille de lumière qui non seulement intègre tous les derniers développements méthodologiques mais qui permet un montage dit « par le bas » qui libère l'échantillon biologique de toute contrainte.

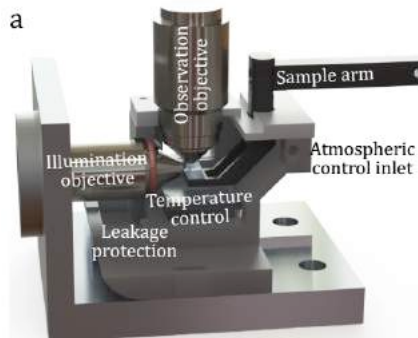


Fig. 1 : Schéma de la chambre de montage du microscope à feuille de lumière, objectifs d'excitation et de détection, porte échantillon.

2. COMPARTIMENTALISATION DES CELLULES ET DES TISSUS PAR ENCAPSULATION EN ALGINATE REALISEE PAR MICROFLUIDIQUE ET MESURES BIOMECHANQUES

Une plateforme de microfluidique nous permet de former des capsules creuses d'alginate à cœur liquide contenant des cellules. Elle est composée d'un système d'injection, d'une « puce » de coextrusion imprimée par stéréolithographie et d'un bain à forte concentration en calcium (100 mM) pour permettre la polymérisation de l'hydrogel [2].

Les capsules d'alginate sont transparentes et sont donc directement accessibles à l'imagerie optique, ainsi que leur contenu ce qui permet de réaliser des mesures biomécaniques tout-optique par suivi dynamique de l'épaisseur de la paroi d'alginate, et de la taille de l'agrégat cellulaire qui y est contenu.

3. PRINCIPALES APPLICATIONS AU LABORATOIRE ET PERSPECTIVES

Les cellules lymphoblastiques peuvent être imagées pendant plusieurs jours et suivies dans l'espace au cours du temps [4]. Les cellules très mobiles remplissent la capsule rapidement et il est possible de visualiser le temps de diffusion des sondes fluorescentes jusqu'au cœur de l'agrégat pour en déduire une estimation de la perméabilité de la tumeur liquide.

Le groupe a montré qu'il était possible de différencier des neurones dans les capsules à partir de cellules souches [4], et cette possibilité va être exploitée à des fins thérapeutiques.

Enfin la possibilité d'extruder l'alginate en tube va permettre d'étudier d'un point de vue biomécanique la morphogenèse du tube neural (structure anatomique pré-segmentation qui évolue en cerveau chez les vertébrés) tout d'abord en remplissant la lumière du tube de cellules progénitrices neurales, puis en adaptant le système de microfluidique pour inclure des tubes neuraux disséqués afin de mimer des conditions physiologiques permettant de reproduire certaines phases de la morphogenèse neurale déjà observées *in vivo* [5].

REFERENCES

- [1] Alessandri *et al.*, PNAS. 2013
- [2] Huisken *et al.*, Science. 2004
- [3] Strehle (en préparation)
- [4] Alessandri *et al.*, Lab on a Chip. 2016
- [5] Recher *et al.*, Development. 2013

SINGLE-SHOT IMAGING THROUGH SCATTERING LAYERS VIA BISPECTRUM ANALYSIS OF SPECKLE

Tengfei Wu^{1,2}, Ori Katz^{1,3}, Sylvain Gigan¹

¹ *Laboratoire Kastler Brossel, ENS-PSL Research University, 24 rue Lhomond 75005 Paris, France*

² *School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, No. 2 South Taibai Road, Xi'an, Shaanxi 710071, China*

³ *Department of Applied Physics, the Hebrew University of Jerusalem, Jerusalem 9190401, Israel*
tengfei.wu@lkb.ens.fr

ABSTRACT

Optical imaging through scattering layers is a difficult challenge for various applications. Interestingly, a recent breakthrough demonstrated that with the help of phase retrieval algorithm (PRA), imaging can be realized with single high-resolution speckle pattern. However, many limits of PRAs make reconstructions hard to be achieved steadily. Here, we demonstrate that instead of PRAs, bispectrum analysis can be exploited to extract the accurate Fourier phase of object from the single-shot speckle pattern non-iteratively.

KEYWORDS : *single-shot imaging ; bispectrum ; speckle pattern*

1. INTRODUCTION

Light scattering is often seen as an obstacle in many fields, such as astronomy or biological imaging. Even though many approaches have been put forward to overcome scattering, most of them are suffered from invasiveness or time-consuming [1-3]. The most recent breakthrough reported by Katz et al. [4] showed that with a single high-resolution speckle pattern, one can obtain the Fourier amplitude of object from power spectrum. Combining with PRA, the Fourier phase of object can then be recovered. This technique has the advantages of non-invasiveness and single-shot. However, some drawbacks of PRAs make it difficult to recover Fourier phase steadily. i). each kind of PRA has a specific constrain, which makes it hard to apply in practical applications; ii). PRAs always require large numbers of iterations and independent runs to avoid stagnating at local minimal; iii). the convergence of PRAs depends strictly on the accuracy of estimated Fourier amplitude.

In present work, we show a single-shot scheme for imaging through scattering layers. From single high-resolution speckle pattern, we can not only extract the Fourier amplitude of object by power spectrum analysis, but also retrieve its Fourier phase from bispectrum analysis simultaneously. Since the restoration of phase from bispectrum is deterministic and non-iterative, imaging can always been realized, even though accurate estimation of Fourier amplitude may be inaccessible for certain applications.

2. SIMULATION RESULTS

The basic imaging system has been shown in Ref. [4], in which the object is illuminated by a spatially incoherent and narrow-band source. Within a certain range determined by angular memory effect, each point of object has the nearly identical, but shifted random speckle pattern S . Therefore, the image captured by camera is just a simple superposition of all random speckle patterns generated by each point of object, and it can be expressed as a convolution form:

$$I = O * S \quad (1)$$

where I and O denote the camera image and the object. The Fourier amplitude of O can be retrieved from the single camera image I with the help of power spectrum analysis [4].

For a real object, its bispectrum is described as the following expression [5]:

$$B_o = \tilde{O}(u) \cdot \tilde{O}(v) \cdot \tilde{O}^*(u+v) \quad (2)$$

where B_o denote the bispectrum of object. $\tilde{O}(u)$, $\tilde{O}(v)$ and $\tilde{O}^*(u+v)$ are identical Fourier transform of object with different variables, and $*$ is the conjugation operator. Eq. (2) shows that the Fourier phase of object is just contained in its bispectrum phase:

$$\text{phase}\{B_o\} = \text{phase}\{\tilde{O}(u)\} + \text{phase}\{\tilde{O}(v)\} + \text{phase}\{\tilde{O}^*(u+v)\} \quad (3)$$

Interestingly, the bispectrum phase of object can be obtained from the bispectrum analysis of single-shot high-resolution speckle pattern, which is derived from the concept of speckle masking [5].

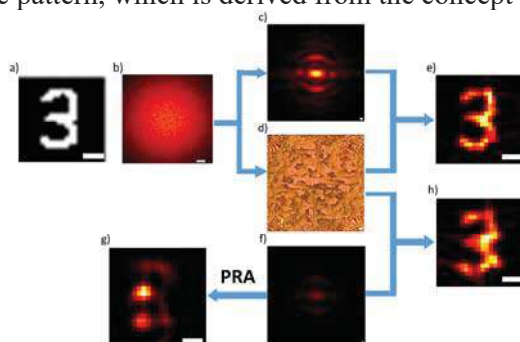


Fig. 1

Fig. 1: a) Simulated object. b) Simulated single high-resolution speckle pattern. c) Estimated Fourier amplitude of object from b) with power spectrum analysis. d) Recovered Fourier phase of object from b) with bispectrum analysis. e) Imaging result from c) and d). f) Inaccurate estimation of Fourier amplitude. g) Imaging result from f) with PRA. h) Imaging result from d) and f). Scale bars: 200 pixels in b), and 5 pixels in the others.

The single-shot imaging scheme is demonstrated in Fig. 1. The Fourier amplitude (Fig. 1.c) and the Fourier phase (Fig. 1.d) of object (Fig. 1.a) are extracted from the single camera image (Fig. 1.b) simultaneously. The speckle grain size in the simulation is two pixels. The imaging result (Fig. 1.e) is just a simple inverse Fourier transform of the combination of Fig. 1.c and Fig. 1.d.

Compared to Fourier amplitude, phase information is more important for reconstruction, since it determines the structure and the edge of image. In certain applications, Fourier amplitude can hardly be estimated accurately (Fig. 2.f), because the background term is difficult to calculate [4]. PRAs always fail to realize phase recovery with inaccurate Fourier amplitude estimation, as shown in Fig. 1.g. Fortunately, accurate phase information can be retrieved from bispectrum analysis of single speckle pattern independently. Therefore, imaging can always been achieved, even though the Fourier amplitude estimation is imprecise, as shown in Fig. 1.h.

CONCLUSION

In conclusion, we demonstrate a single-shot scheme with bispectrum analysis for imaging through scattering layers, in which the accurate Fourier phase of object can be extracted from the single speckle pattern determinately and non-iteratively. Our imaging method has the potential to benefit the biomedical imaging.

REFERENCES

- [1] I. M. Vellekoop, A. Lagendijk and A. P. Mosk, "Exploiting disorder for perfect focusing," *Nature Photon.*, vol. 4, pp. 320-322, 2010.
- [2] S. M. Popoff, G. Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A. C. Boccarda and S. Gigan, "Measuring the transmission matrix in optics: an approach to the study and control of light propagation in disordered media," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, pp. 100601, 2010.
- [3] J. Bertolotti, E. G. van Putten, C. Blum, A. Lagendijk, W. L. Vos and A. P. Mosk, "Non-invasive imaging through opaque scattering layers," *Nature*, vol. 491, pp. 232-234, 2012.
- [4] O. Katz, P. Heidmann, M. Fink and S. Gigan, "Non-invasive single-shot imaging through scattering layers and around corners via speckle correlations," *Nature Photon.*, vol. 8, pp. 784-790, 2014.
- [5] A. W. Lohmann, G. Weigelt and B. Wirtzner, "Speckle masking in astronomy: triple correlation theory and applications," *Appl. Opt.*, vol. 22, pp. 4028-4037, 1983.

ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS OPTIQUES DE NANOLUMINOPHORES OBTENUS PAR DIFFÉRENTES VOIES DE SYNTHÈSE.

Brice Mutelet¹, Alain Garcia², Yannick Petit^{1,2}, Lionel Canioni¹

¹ Université de Bordeaux, CNRS, CEA, CELIA, UMR 5107, 351 Cours de la Libération, 33405 Talence Cedex, France

² Université de Bordeaux, CNRS, ICMCB, UPR 9048, 87 avenue du Dr. A. Schweitzer, 33608 Pessac cedex, France

brice.mutelet@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

A l'échelle nanométrique, les matériaux montrent des propriétés bien différentes des matériaux massifs. L'utilisation de plusieurs voies de synthèses comme la méthode polyol, la méthode GNP (Glycine Nitrate process) ou l'ablation laser permet d'obtenir des nanoparticules de tailles différentes, d'étudier les variations des propriétés optiques en fonction des tailles des matériaux et de les comparer aux matériaux massifs. Par ailleurs, l'utilisation de luminophores de taille nanométrique permet de les disperser dans une matrice hôte et ainsi de pouvoir obtenir de nouvelles propriétés pour l'éclairage ou une utilisation comme matériaux convertisseurs d'énergies.

MOTS-CLEFS : *nanoparticules ; luminophores ; ablation laser*

1. INTRODUCTION

L'utilisation de voies de synthèses chimiques comme la voie polyols[1] ou la GNP[2], ou de voies physiques comme l'ablation laser[3] permettent d'obtenir des nanoparticules allant de quelques nanomètres à plusieurs centaines de nanomètres. L'étude de particules à base d'oxyde de lanthanides ou de YAG (Yttrium Aluminium Garnett) dopés par différents ions terre rare montre une variation des propriétés optiques avec la taille des particules[4].

2. RESULTATS

Nous avons étudié la luminescence de phosphores bien connus comme le YAG dopé cérium ($Y_3Al_5O_{12}:Ce$) ou l'oxyde d'yttrium dopé europium ($Y_2O_3:Eu$) obtenus par différentes méthodes de synthèse. Deux approches ont été utilisées afin d'obtenir des nanoparticules hautement cristallisées.

- Une approche chimique en utilisant
 - La méthode par auto-combustion ou GNP (Glycine Nitrate Process) dans laquelle la glycine est utilisée comme combustible pour réaliser une auto inflammation du composé organique et obtenir une température de flamme importante conduisant à la formation d'oxydes cristallisés
 - La méthode polyols utilise un alcool à haut point d'ébullition comme solvant et stabilisant afin de limiter la croissance des particules et éviter leur agglomération.
- Une approche physique dans laquelle la formation de nanoparticules s'effectue par ablation laser de matériaux massifs dans un liquide par la méthode PLAL (Pulsed Laser Ablation in Liquids).

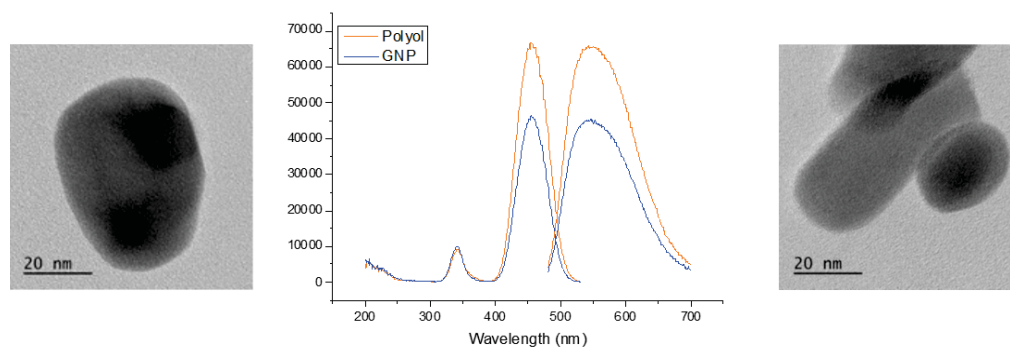


Figure 1 comparaison de photoluminescence et morphologie de YAG:Ce synthétisés par voie polyols (à gauche) et GNP (à droite)

En choisissant judicieusement la combinaison entre la matrice et les ions dopants, il est possible de réaliser également des transferts d'énergie. Dans la matrice YAG par exemple en combinant un dopage au cérium et à l'ytterbium, il est possible d'avoir une large absorption dans l'UV/bleu (300 à 500nm) et une émission à la fois dans le visible (550nm) et dans le proche infrarouge (980 et 1028nm).

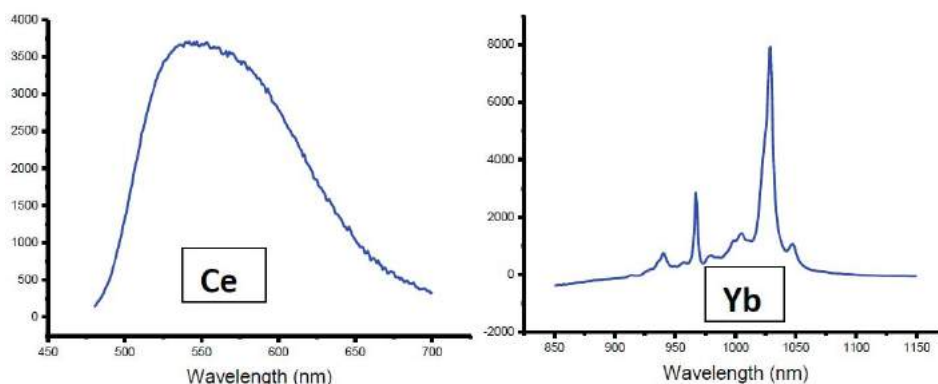


Figure 2 Spectres d'émission de YAG:Ce3%;Yb8% pour une excitation à 460nm

CONCLUSION

L'études optiques montre que les propriétés des luminophores peuvent varier avec leur taille. Cela s'explique par la différence de configuration électronique des atomes dans la particule ainsi que par la répartition des différents sites des ions dopants. La mise en évidence d'un transfert d'énergie de l'UV/bleu vers l'infrarouge est intéressant en photovoltaïque par exemple pour transférer l'énergie du spectre solaire dans un domaine où le silicium absorbe plus fortement tout en restant en dessous du GAP du silicium (1100nm).

RÉFÉRENCES

- [1] C. Feldmann, Polyol-Mediated Synthesis of Nanoscale Functional Materials, *Adv. Funct. Mater.* 13 (2003) 101–107.
- [2] L.A. Chick, L.R. Pederson, G.D. Maupin, J.L. Bates, L.E. Thomas, G.J. Exarhos, Glycine-nitrate combustion synthesis of oxide ceramic powders, *Mater. Lett.* 10 (1990) 6–12.
- [3] V. Amendola, M. Meneghetti, Laser ablation synthesis in solution and size manipulation of noble metal nanoparticles, *Phys. Chem. Chem. Phys.* 11 (2009) 3805–3821.
- [4] B. Mutelet, P. Perriat, G. Ledoux, D. Amans, F. Lux, O. Tillement, et al., Suppression of luminescence quenching at the nanometer scale in Gd₂O₃ doped with Eu³⁺ or Tb³⁺: Systematic comparison between nanometric and macroscopic samples of life-time, quantum yield, radiative and non-radiative decay rates, *J. Appl. Phys.* 110 (2011) 94317–94317–9.

MICROSCOPIE TOMOGRAPHIQUE DIFFRACTIVE TEMPS-REEL

J. Bailleul, B. Simon, M. Debailleul et O. Haerberlé

Laboratoire MIPS EA2332 Université de Haute-Alsace
IUT Mulhouse, 61 rue Albert Camus, 68093 Mulhouse Cedex, France

olivier.haerberle@uha.fr

RÉSUMÉ

Une approche GPU de reconstruction numérique des images en microscopie tomographique diffractive a été développée pour permettre la visualisation en temps réel des spécimens observés.

MOTS-CLEFS : *microscopie optique, tomographie, holographie, GPU*

1. INTRODUCTION

Le laboratoire MIPS a développé un microscope tomographique diffractif en transmission [1,2], qui a démontré une résolution latérale de 130 nm à $\lambda = 633$ nm, soit $\lambda / 3.5NA$ [3]. Cet appareil est basé sur une combinaison de microscopie holographique, de tomographie angulaire pour augmenter la résolution et de reconstruction numérique des données pouvant fournir une image de la distribution des indices optiques dans le spécimen [4]. Cette reconstruction numérique des images postérieure à l'acquisition est pénalisante pour le réglage de l'instrument, et son utilisation pour des applications pratiques.

Nous avons développé une approche temps-réel permettant une reconstruction « en direct » des spécimens observés, basée sur une optimisation de l'instrument et des acquisitions, et un processus de reconstruction des images sur CPU et sur GPU.

2. PRINCIPE DE LA MICROSCOPIE TOMOGRAPHIQUE DIFFRACTIVE

La figure 1(Gauche) montre le schéma de principe d'un microscope tomographique diffractif en transmission, tel que développé au MIPS. La technique combine microscopie holographie pour enregistrer le champ diffracté en amplitude et en phase, avec une rotation de l'illumination, via un miroir tip-tilt commandé. Les différents interférogrammes acquis par holographie à décalage de phase ou par holographie hors-axe sont recombinaés dans l'espace de Fourier, et une transformée de Fourier 3D permet au final une reconstruction de l'objet observé. La figure 1(Droite) montre la version compacte développée au laboratoire MIPS. Elle permet maintenant d'acquérir les interférogrammes nécessaires pour reconstruire une image 3D de 512^3 voxels en moins de 5 secondes.

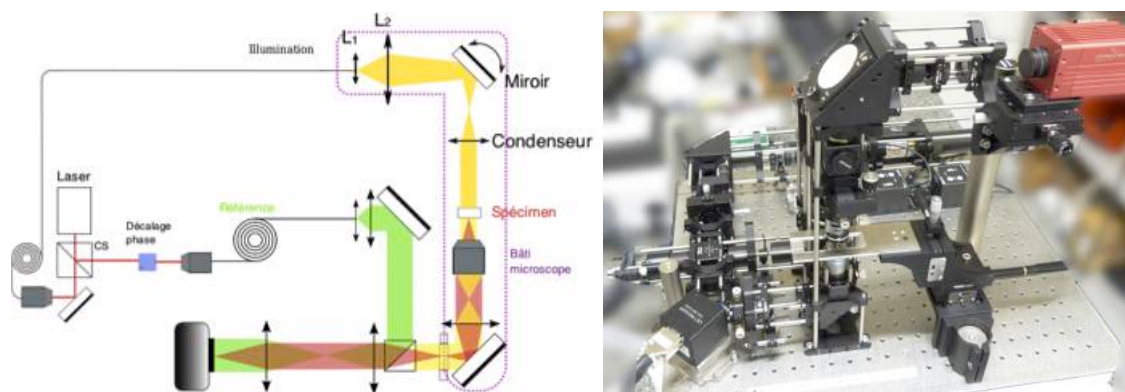


Fig. 1 : Gauche : schéma de principe d'un microscope tomographique.
Droite : version compacte et semi-rapide développée au MIPS

3. RECONSTRUCTION TEMPS-REEL DES IMAGES

La Figure 2 décrit l'approche habituellement utilisée en MTD. L'acquisition des différents hologrammes est faite dans un premier temps par pilotage du balayage angulaire de l'illumination. Les hologrammes sont ensuite traités numériquement [1-4] (correction des aberrations [5], transformée de Fourier 2D de chaque hologramme, projection des TF 2D sur des calottes de sphère 3D, remplissage de l'espace de Fourier 3D, et transformée de Fourier 3D finale). Lorsque le résultat est disponible, l'affichage de l'image du spécimen peut alors être effectuée. Cette approche est peu pratique pour une utilisation routinière de l'instrument, car elle ne permet pas de visualiser le spécimen, par exemple durant un ajustement de position.

Nous avons modifié le système de façon à faire tourner acquisition, reconstruction et affichage dans trois processus indépendants, qui partagent deux bancs de mémoires séparés. Le microscope délivre les hologrammes dans un espace mémoire 1, aussi utilisé par le processus de reconstruction tomographique, dont le résultat est mis à disposition du processus d'affichage dans un espace mémoire 2. Après optimisation du programme de reconstruction, cette approche permet de reconstruire 1 image 3D (512^3 voxels) par seconde sur CPU et jusqu'à 3,5 images par seconde sur carte GPU NVidia Kepler. La figure 3 montre une reconstruction progressive d'un échantillon pour 10, 100, 200, 300 et 400 hologrammes acquis. On note l'apparition progressive des petites détails durant le balayage angulaire de l'illumination, correspondant à l'augmentation progressive de la résolution permise par la synthèse d'ouverture numérique en MTD [1-4].

A l'heure actuelle, notre système est encore limité en vitesse par le système d'acquisition (80 hologrammes/s), mais l'utilisation de caméras rapides devrait permettre à terme l'acquisition et l'affichage temps réel de une voire plusieurs images 3D du spécimen, ce qui devrait faciliter l'adoption par les non-spécialistes de la technique de microscopie tomographique diffractive.

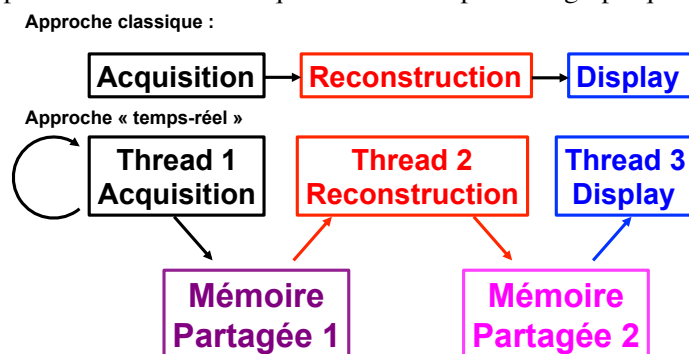


Fig. 2 : approche classique et temps-réel de la reconstruction des images en MTD



Fig. 3 : exemple de reconstruction progressive d'un échantillon pour 10, 100, 200, 300 et 400 hologrammes

RÉFÉRENCES

- [1] M. Debailleul, B. Simon, V. Georges, V. Lauer and O. Haeberlé, Meas. Sci. Technol. 19, 074009 (2008)
- [2] B. Simon, M. Debailleul, V. Georges, V. Lauer, and O. Haeberlé, Eur. Phys. J.: App. Phys. 44, p. 29 (2008)
- [3] M. Debailleul, V. Georges, B. Simon, R. Morin and O. Haeberlé, Opt. Lett. 34, p. 79 (2009)
- [4] V. Lauer, J. of Microscopy 205, p. 165 (2002)
- [5] H. Liu, J. Bailleul, B. Simon, M. Debailleul, B. Colicchio and O. Haeberlé, Appl. Opt. 53, p. 748 (2014)

SUPERFLUID LIGHT FLOW IN A PHOTOREFRACTIVE CRYSTAL

Marwa Garsi, Matthieu Bellec, Claire Michel

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

claire.michel@unice.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une expérience visant l'étude d'un flux de lumière superfluide ayant la capacité de passer un défaut d'indice optique sans diffracter.

MOTS-CLEFS : *optique non-linéaire ; hydrodynamique quantique ; superfluidité*

1. INTRODUCTION

Superfluidity, the ability of a fluid to move without friction along a pipe or past an obstacle, is one of the most spectacular manifestations of the quantum nature of matter. Originally discovered in liquid Helium 4 in the 1930s, it was the trigger of many theoretical and experimental developments leading to the research field of quantum fluids. After being observed in cold atoms, this idea has been extended to light propagating in a nonlinear medium (i.e. many-photon interacting systems) [1, 2, 3, 4]. Up to now, various experiments have been performed in semiconductor planar microcavities [5] with polaritons but not that much with pure light [6]. An alternative approach is the observation of quantum hydrodynamics features such as superfluidity in a bulk nonlinear material which is, in comparison to cavity-based devices, dissipation-free and used at room temperature. Indeed, the optical field in a propagating geometry obeys a fully conservative dynamics, usually described by the nonlinear Schrödinger equation which is strictly analogous to the Gross-Pitaevskii equation of dilute atomic condensates.

2. REALIZATION OF A SUPERFLUID FLOW OF LIGHT – EXPERIMENTAL RESULTS

A suitable optical medium has to be weakly absorbant and exhibit sufficiently high defocusing nonlinearity (i.e. repulsive photon-photon interactions). Up to now, only few nonlinear media have been revisited in terms of hydrodynamics of light. For instance, Vocke *et al.* have studied among others the dynamics of the photon-fluid sound wave in a liquid with thermo-optic nonlinearities [6].

We employ a biased photorefractive nonlinear crystal previously used e.g. to probe the hydrodynamic behavior of light such as dispersive shock-waves [7]. It constitutes a mature and easy-to-implement platform allowing simultaneously (i) to range from a non-interacting to a repulsive/attractive interacting system and (ii) to design an accurate spatial structuring of the refractive index map. The basic mechanism of the photorefractive effect remains in the induction of a permanent space-charge electric field that implies a modulation of the refractive index of the crystal, $\delta n \propto$

$E_0 / (1 + \tilde{I})$ where $\tilde{I} = |\psi|^2 / I_{\text{sat}}$ with I_{sat} an intensity of saturation and ψ the amplitude of the optical field. As evidenced by the expression of δn , the nonlinearity is saturable. An accurate control of E_0 and I_{sat} allows to be in the Kerr-type nonlinear regime, which is usually considered for the study of superfluidity.

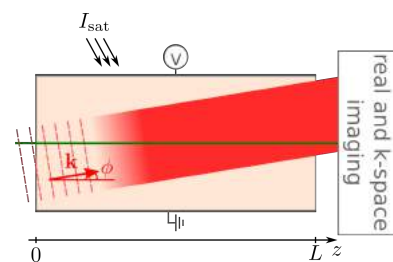


FIGURE 1 : Sketch of the basic experimental set-up. A pump beam (green) is used to photo-induce a defect in the crystal. A probe beam (red) propagates through the nonlinear biased photo-refractive crystal, its intensity and input angle ϕ allowing to probe the frictional/superfluid transition. The output intensity is imaged in both real and momentum spaces. The saturation intensity, I_{sat} , is controlled via a white light illumination

We present here the first experimental observation of a frictionless flow of superfluid light at room temperature in a cavity-less configuration. The *fluid* density is proportional to the optical field intensity $|\psi|^2$ and the velocity v of the *fluid* is provided by the gradient of the phase of ψ . The transition from a frictional to a superfluid regime is mediated by the ratio v/c_s where c_s , the critical velocity, is determined by the term $\gamma|\psi|^2$ (i.e., by the nonlinear shift of the refractive index).

Our approach is to study the light flow around an obstacle and probe the transition from frictional ($v/c_s \gg 1$) to vortex-nucleation and superfluid regimes ($v/c_s \ll 1$). To this end, an invariant along z defect is photo-induced (green in Fig. 1) using a diffraction-free Bessel laser beam. A large probe beam is simultaneously sent into the crystal (red in Fig. 1). Its input angle ϕ (see Fig. 1) allows to vary the flow velocity v and the variation of its intensity ensures the variation of the critical speed c_s . Then, the full control of both these parameters allow to vary continuously the v/c_s ratio. Our preliminary results depicted in Fig. 2 shows the measured output intensity in the real space ($|\psi(r, z = L)|^2$) for different input powers of the probe. The flow of light goes from the right to the left of the images.

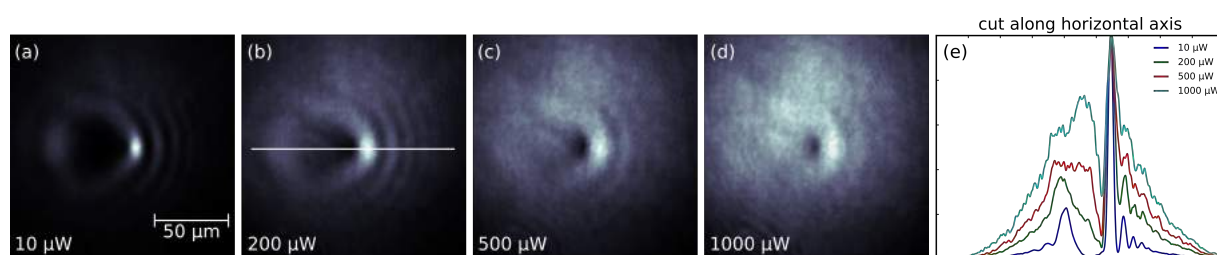


FIGURE 2 : Real space imaging of the output intensity of the probe for an optical power of (a) $10\mu\text{W}$, (b) $200\mu\text{W}$, (c) $500\mu\text{W}$, (d) $1000\mu\text{W}$. (e) Horizontal cuts of (a-d) following the white line in (b).

As evidenced by Figs. 2(a-d), the light flow is totally diffracted by the defect in the low intensity regime. On the contrary, as the power is increased, the system enters in the nonlinear regime and the transition occurs from the *frictional* to the superfluid regime. Fig. 2(e) represents a cut along the horizontal axis of Figs. 2(a-d). One can see that the interference pattern upstream from the defect is reduced as the power increases, and the defect appears more and more sharp and deep, as expected from the theory of superfluid motions [2].

CONCLUSION AND PERSPECTIVES

In this paper, we present one of the first experimental observation of a superfluid motion of light at room temperature in a cavity-less configuration. Within the state-of-the-art, our photorefractive crystal constitutes a perfectly suitable system allowing to reach both the frictional (linear) and superfluid (nonlinear) regimes of the flow of light. This system is also perfectly adapted to go beyond the state-of-the-art, as the structure of the refractive index is completely controlled and allows the photo-induction of complex environments.

REFERENCES

- [1] I. Carusotto *et al.*, “Quantum fluids of light”, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 299 (2013).
- [2] P. Leboeuf *et al.*, “Superfluid motion of light”, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 163904 (2010).
- [3] I. Carusotto, “Superfluid light in bulk nonlinear media”, *Proc. R. Soc. A* **470**, 320 (2014).
- [4] P.E. Larré *et al.*, “Propagation of a quantum fluid of light in a cavityless nonlinear optical medium : General theory and response to quantum quenches”, *Phys. Rev. A* **92**, 043802 (2015).
- [5] A. Amo *et al.*, “Superfluidity of polaritons in semiconductor microcavities”, *Nature Phys.* **5**, 805 (2009).
- [6] D. Vocke *et al.*, “Experimental characterization of nonlocal photon fluids”, *Optica* **2**, 5 (2015).
- [7] W. Wan *et al.*, “Dispersive superfluid-like shock waves in nonlinear optics”, *Nat. Phys.* **3**, (2007).

GENERATION MULTIFREQUENCE PAR PHOTOMELANGE AVEC UNE TENSION ALTERNATIVE

Florin Lucian Constantin¹

¹ *Laboratoire PhLAM UMR CNRS 8523, Université Lille 1, 59655 Villeneuve d'Ascq, France*

FL.Constantin@univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Une tension alternative couplée sur un photomélangeur LTG-GaAs permet de générer par conversion optoélectronique hétérodyne avec deux lasers un signal ayant des composantes spectrales équidistantes.

MOTS-CLEFS : *génération onde THz ; modulation en amplitude ; conversion de fréquence ; onde THz bifréquence.*

1. INTRODUCTION

L'amélioration des qualités spectrales pour les sources compactes de rayonnement continu THz ouvre la voie à des applications en spectroscopie haute résolution, astrophysique, conversion de fréquence et télécommunications. La conversion optoélectronique hétérodyne avec une antenne photoconductrice en LTG-GaAs et des lasers à 0.8 μm assure l'accord continu en régime THz [1]. L'approche permet de transposer directement dans le domaine THz le spectre d'une source optique avec plusieurs composantes spectrales. Le photomélange avec un laser à 1.5 μm modulé en amplitude et une antenne en $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ a permis de générer un rayonnement THz modulé en amplitude [2]. La génération d'une onde multifréquence THz a été observée avec des lasers à cascade quantique par modulation du courant en régime GHz [3]. Cette contribution démontre le fonctionnement en régime multifréquence d'un photomélangeur opéré avec une tension alternative.

2. NONLINEARITE ELECTRIQUE EN PHOTOMELANGE ET GENERATION MULTIFREQUENCE

Le dispositif expérimental est basé sur deux sources laser émettant à 820 nm avec une pureté spectrale intrinsèque à court terme (1 s) de ~ 1 MHz. Les faisceaux laser avec des puissances optiques égales et polarisations similaires sont superposés spatialement et focalisés sur le photomélangeur. Il repose sur une couche de LTG-GaAs de 2 μm d'épaisseur sur un substrat GaAs. Une aire active de 8 $\mu\text{m} \times 8 \mu\text{m}$ est définie sur le photoconducteur avec des électrodes interdigités (périodicité 1,8 μm , largeur 0.2 μm). Les électrodes sont reliés à une antenne spirale logarithmique auto-complémentaire avec un rayon extérieur de 1.5 μm . Les extrémités de l'antenne sont reliées à une ligne radiofréquence d'impédance caractéristique 50-ohm terminée par un bias-T. Le photomélangeur est opéré en appliquant conjointement sur le port DC du bias-T une tension continue à travers un filtre passe-bas et une tension alternative basse fréquence couplée capacitivement. Les ondes THz sont extraites avec une lentille Silicium montée contre le substrat GaAs. Pour un écart en fréquence micro-onde entre les sources laser, le signal de conversion optoélectronique hétérodyne est extrait sur le port AC du bias-T et enregistré avec un analyseur de spectre.

La dépendance courant-tension du photomélangeur est nonlinéaire à faible tension de polarisation, ce qui est attribué à la saturation de la vitesse des électrons photogénérés. Lorsqu'on couple une tension à la fréquence de modulation f_{mod} sur le photomélangeur, la nonlinéarité électrique permet de générer un signal de conversion optoélectronique hétérodyne ayant des composantes spectrales équidistantes à $f_{\text{opt}} + n f_{\text{mod}}$ autour de la fréquence du battement optique f_{opt} . Le fonctionnement multifréquence est modélisé à partir des mécanismes de conduction en LTG-GaAs et de l'expression de la puissance instantanée débitée sur l'antenne. Une dépendance supra-

linéaire de l'amplitude des composantes spectrales avec l'amplitude du signal de modulation a été mise en évidence expérimentalement (Fig. 1. A.). Le fonctionnement bifréquence a été observé en appliquant une tension alternative à 2 MHz sur le photomélangeur opéré avec un battement optique en régime micro-onde sans tension continue de polarisation. Le signal généré présente deux composantes spectrales autour de la fréquence du battement optique ayant des amplitudes égales et qui sont séparés par le double de la fréquence de modulation (Fig. 1. B.). Les composantes spectrales générées aux harmoniques de la fréquence de modulation sont moins intenses.

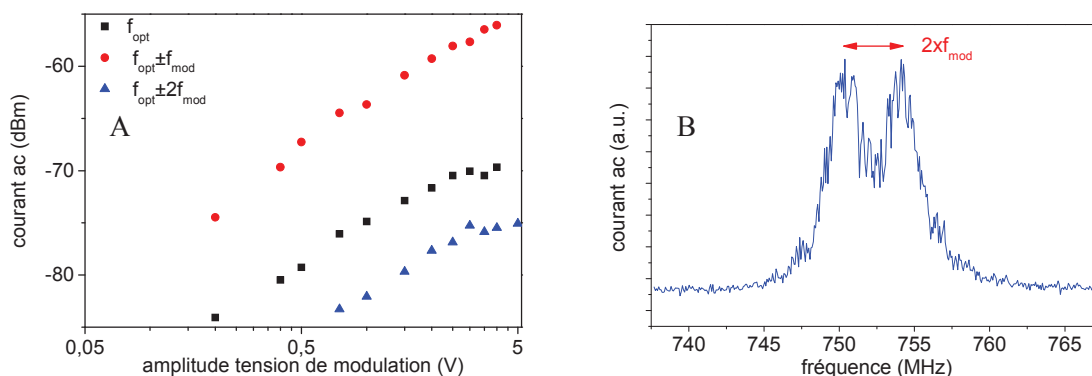


Fig. 1 : A. Dépendance des composantes spectrales du courant alternatif généré par conversion optoélectronique hétérodyne (valeur rms sur une impédance de 50-ohm) en fonction de l'amplitude de la tension de modulation. Puissance optique combinée 2×20 mW, fréquence de modulation 2 MHz, battement optique à 0.8 GHz. B. Fonctionnement bifréquence du photomélangeur en régime micro-onde avec une modulation à 2 MHz. Puissance optique combinée 2×20 mW. RBW= 300 kHz, temps de balayage 4 ms, 4 moyennes video.

RÉFÉRENCES

- [1] E. R. Brown *et al*, "Measurements of optical-heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs," Appl. Phys. Lett., vol. 62, pp. 1206–1208, 1993.
- [2] M. Martin *et al*, "Gigahertz modulation of tunable terahertz radiation from photomixers driven at telecom wavelengths," Appl. Phys. Lett., vol. 93, pp. 131112 :1–3, 2008.
- [3] S. Barbieri *et al*, "13 GHz direct modulation of terahertz quantum cascade lasers," Appl. Phys. Lett., vol. 91, pp. 143510 :1–3, 2007.

Fluorescence of semiconductor nanocrystals coupled to optical Tamm cavities

Fu Feng¹, Willy Daney de Marcillac¹, Xavier Lafosse², Simone Luca Portalupi², Michel Nasilowski³, Benoît Dubertret³, Jean-Marc Frigerio¹, Catherine Schwob¹, Agnès Maître¹, Pascale Senellart², Laurent Coolen¹

¹Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, CNRS-UMR 7588, Institut des NanoSciences de Paris, F-75005, Paris, France

²Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS UPR20, Route de Nozay, F-91460 Marcoussis, France

³Laboratoire de Physique et d'Etude des Matériaux, ESPCI, UPMC Univ Paris 6, CNRS, 10 rue Vauquelin, Paris, France

feng@insp.jussieu.fr

Abstract

We characterize the confined optical modes a Tamm structure, consisting in a metallic disk deposited on a Bragg mirror. The modes are probed at room temperature, through the fluorescence of semiconductor colloidal nanocrystals. We perform a combined analysis of the resonant modes distribution in both direct space and Fourier space. Experimental results in good agreement with numerical simulations.

Key words: Optical mode Tamm, colloidal nanocrystals, fluorescence

We describe here the photoluminescence properties of a layer of colloidal CdSe/CdS fluorescent nanocrystals embedded in such a Tamm cavity. Spectral and angular analysis of fluorescence shows that the nanocrystals emission is into the Tamm states; the emission dispersion relation for disks of various diameters shows the effect of the Tamm states lateral confinement [1]. We also combined spatial and angular emission analysis and showed that the direction of emission is not the same for different points on a disk: emission from the left (resp. right) portion of the cavity is directed mostly in the left (resp. right) direction (see fig 1), in agreement with our numerical simulations. Our measurement scheme constitutes a probe of the Tamm state electric field phase gradient inside the cavity.

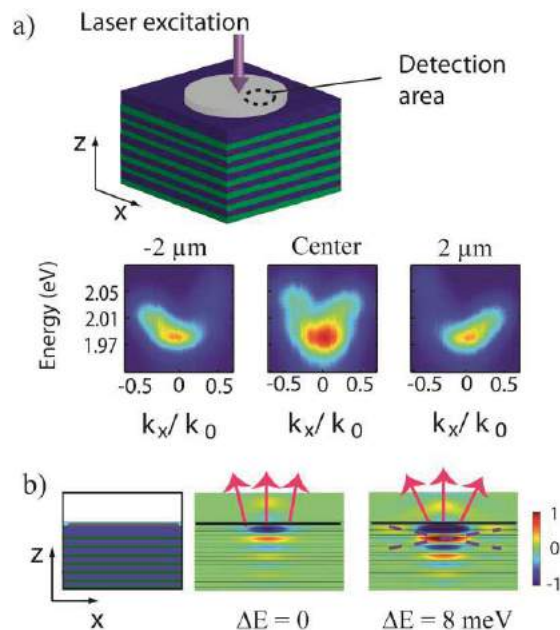


Fig. 1 : (a) Measured dispersion relation for detection areas at $x = -2 \mu\text{m}$, 0 and $+2 \mu\text{m}$ on a $10\text{-}\mu\text{m}$ disk. (b) Finite elements simulation of the field distribution E_x at $\Delta E = 0$ and 8 meV (in 2D plane with y invariance ; we display here a $2 \times 10.2 \mu\text{m}^2$ portion of the full simulated cell, which was $2.4 \times 20 \mu\text{m}^2$ and surrounded by perfectly-matched layers). The black line shows the position of the silver disk and the pink arrows indicate the wave front propagation directions.

1. Fu Feng et al, Confined visible optical Tamm states, Journal of Electronic Materials DOI: 10.1007/s11664-015-4213-7

NOUVELLE MÉTHODE DE DÉTERMINATION D'INDICE DE MATÉRIAUX EN COUCHES MINCES

**Michel Lequime¹, Dragan Stojcevski^{1,2}, Séverin L. Nadjji¹, Cihan Koc¹,
Catherine Grèzes-Besset², Julien Lumeau¹**

¹ Aix-Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, UMR 7249
13013 Marseille - France

² CILAS, Etablissement de Marseille, Pole ALPHA Sud - Saint Mitre, 13400 Aubagne - France

michel.lequime@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Ce papier décrit une nouvelle méthode de détermination de l'indice de réfraction d'un matériau en couche mince basée sur l'utilisation d'un contrôle optique large bande *in situ*.

MOTS-CLEFS : *couches minces optiques ; spectro-photométrie ; indice de réfraction*

1. INTRODUCTION

La connaissance de la dépendance spectrale des constantes optiques [indice de réfraction $n(\lambda)$ et coefficient d'extinction $\kappa(\lambda)$] des matériaux en couches minces qui interviennent dans la formule d'un filtre optique interférentiel constitue l'un des points clefs de leur design. Lors de la fabrication de ces filtres, on suppose que le procédé de dépôt utilisé est suffisamment répétable pour que les indices optiques des couches déposées soient proches de ceux employés au moment de leur design. C'est en fait le cas avec des procédés de dépôt énergétiques comme la pulvérisation ionique assistée par faisceau d'ions (DIBS, *Dual Ion Beam Sputtering*) ou la pulvérisation magnétron réactive assistée par plasma (PARMS, *Plasma Assisted Reactive Magnetron Sputtering*).

La plupart du temps, pour réaliser cette détermination d'indice, on a recours à la mesure des propriétés spectrales de transmission et de réflexion d'une monocouche relativement épaisse (typiquement quelques centaines de nanomètres) déposée à la surface d'un substrat dont l'indice de réfraction est sensiblement différent de celui du matériau que l'on souhaite caractériser. Puis on choisit *a priori* des lois mathématiques décrivant la dispersion spectrale de l'indice de réfraction du matériau et celle de son coefficient d'extinction, par exemple de type Cauchy et Exponentiel [1], soit :

$$n(\lambda) = A_0 + \frac{A_1}{\lambda^2} + \frac{A_2}{\lambda^4} \quad ; \quad \kappa(\lambda) = B_0 e^{-B_1/\lambda} e^{-B_2\lambda} \quad (1)$$

et enfin on minimise une Fonction de Mérite (FdM) définie par [2] :

$$\text{FdM}(\mathbf{X}, d) = \alpha \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N [T_{th}(\mathbf{X}, e, \lambda_n) - T_{exp}(\lambda_n)]^2} + \beta \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N [R_{th}(\mathbf{X}, e, \lambda_n) - R_{exp}(\lambda_n)]^2} \quad (2)$$

où α et β désignent des coefficients de pondération compris entre 0 et 1, N le nombre de longueurs d'onde λ_n utilisées lors des mesures de caractérisation spectrale en transmission T et en réflexion R , e l'épaisseur de la couche et \mathbf{X} , un vecteur de dimension p contenant les p paramètres utilisés par les lois d'indice (dans notre exemple, $p = 6$).

La méthode proposée dans ce papier vise à s'affranchir du choix de ces modèles de dispersion sans perdre aucunement sur la précision de détermination des constantes optiques.

2. DESCRIPTION DE LA MÉTHODE

Pour réaliser cette détermination d'indice pour un grand nombre de longueurs d'onde, nous avons choisi d'utiliser le contrôle optique large bande *in situ* installé dans la machine DIBS de l'Institut Fresnel, pour enregistrer l'évolution **temporelle** de la transmission spectrale $T(\lambda_n, t)$ d'une couche de pentoxyde de tantale (épaisseur de l'ordre de 500 nm) durant toute sa croissance à la surface d'un substrat de silice. Cet enregistrement est fait en parallèle pour 800 longueurs d'onde λ_n régulièrement réparties entre 350 nm et 1000 nm, avant le début du dépôt (de $t = 0$ à $t = 1375$ s), pendant le dépôt de la couche de tantale (de $t = 1375$ s à $t = 3400$ s) et après la fin de ce dépôt (de $t = 3400$ s à $t = 3500$ s). La Figure 1 présente un exemple représentatif du signal enregistré à 419,7 nm (cercles bleus clair).

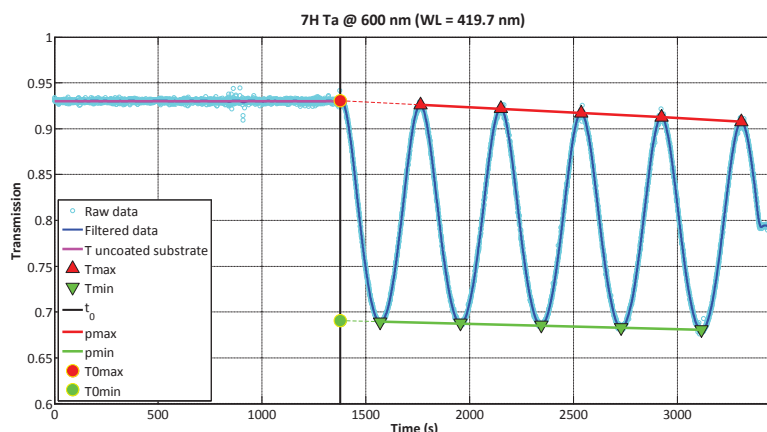


FIGURE 1 : Exemple de signaux bruts enregistrés par le contrôle optique large bande *in situ* au cours du dépôt d'une monocouche de Ta_2O_5 , avec visualisation des différentes quantités utilisées pour la détermination de l'indice de réfraction à une longueur d'onde (ici 419,7 nm)

La forme de ce signal donne des informations quantitatives sur l'indice de réfraction de la couche $n(\lambda_n)$ et sur son épaisseur e à achèvement, grâce à la détermination de la période temporelle de la modulation de transmission et du contraste de cette modulation, ainsi que sur son coefficient d'extinction $\kappa(\lambda_n)$, par le biais de la mesure de la pente de décroissance des maxima de transmission en fonction du temps. Pour améliorer la qualité des résultats obtenus par cette méthode, nous avons choisi d'appliquer aux signaux bruts un filtrage fréquentiel (filtre passe-bas apodisé présentant une fréquence de coupure égale à 8 fois la fréquence de modulation temporelle de la transmission). Le signal filtré est présenté sur la Figure 1 sous la forme d'une courbe continue bleu sombre. Une fois ces différentes valeurs obtenues [e , $n(\lambda_n)$, $\kappa(\lambda_n)$], il est possible d'améliorer la qualité de ces déterminations en ayant recours à une procédure de *refining* visant à minimiser, **dans le domaine temporel** et pour chaque longueur d'onde considérée isolément, une fonction de mérite analogue à celle décrite par la relation (2).

3. CONCLUSION

La méthode que nous venons de décrire donne accès, avec une précision estimée meilleure que 10^{-3} , à des valeurs d'indice de réfraction dont la dispersion spectrale présente en outre une allure extrêmement lisse (dépendance en λ continue et à dérivée continue).

RÉFÉRENCES

- [1] A. V. Tikhonravov, M. K. Trubetskov, T. V. Amotchkina, G. DeBell, V. Pervak, A. K. Sytchkova, M. L. Grilli, D. Ristau, "Optical parameters of oxide films typically used in optical coating production," *Appl. Opt.* **50**, C75-C85 (2011).
- [2] L. Gao, F. Lemarchand, and M. Lequime, "Comparison of different dispersion models for single layer optical thin film index determination," *Thin Solid Films* **520**, 501-509 (2011).

IMAGERIE DE MODES DE CRISTAUX PHOTONIQUES PAR GÉNÉRATION DE TROISIÈME HARMONIQUE

X. Checoury,¹ Y. Zeng,¹ I. Roland,¹ Z. Han,¹ M. El Kurdi,¹ S. Sauvage,¹ B. Gayral,^{2,3} C. Brimont,⁴ T. Guillet,⁴ F. Semond,⁵ and P. Boucaud¹

¹ Institut d'Electronique Fondamentale, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, Bâtiment 220, Rue André Ampère, F-91405 Orsay, France

² Univ. Grenoble Alpes, F-38000 Grenoble, France

³ CEA, INAC-PHELIQS, CEA-CNRS group "Nanophysique et Semiconducteurs", F-38000 Grenoble, France

⁴ Laboratoire Charles Coulomb (L2C), UMR 5221, CNRS-Université de Montpellier, F-34905 Montpellier, France

⁵ CRHEA-CNRS, Rue Bernard Grégory, F-06560 Valbonne, France

xavier.checoury@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Nous montrons qu'il est possible de faire une imagerie à l'échelle sub-lambda de modes localisés de cristaux photoniques en utilisant le triplement de fréquence.

Les expériences sont réalisées sur un circuit photonique en nitrure de gallium sur silicium. En utilisant la génération de troisième harmonique, les modes de cavité peuvent être observés indirectement avec une finesse équivalente à celle obtenue par des microscopies à sonde locale.

MOTS-CLEFS : *Imagerie ; cristaux photoniques ; non linéarités optiques ; triplement de fréquence*

1. INTRODUCTION

L'imagerie de modes de cristaux photoniques aux longueurs d'onde télécom est limitée par la limite de diffraction. Cette limite peut être dépassée en considérant des plus courtes longueurs d'onde. Il est en effet bien connu que la génération de seconde et troisième harmonique permettent une imagerie à plus haute résolution spatiale. Dans cette présentation, nous montrerons que l'on peut observer indirectement avec une haute résolution des modes localisés de cristaux photoniques en utilisant le triplement de fréquence résonant.

2. CRISTAUX PHOTONIQUES GAN SUR SI

Les expériences ont été réalisées avec des cristaux photoniques de nitrure de gallium en membrane sur Si [1]. Le nitrure de gallium est transparent aux longueurs d'onde télécom et dans le visible. La figure 1 montre une image d'un tel cristal photonique contenant une cavité et du spectre de transmission dans le proche infrarouge.

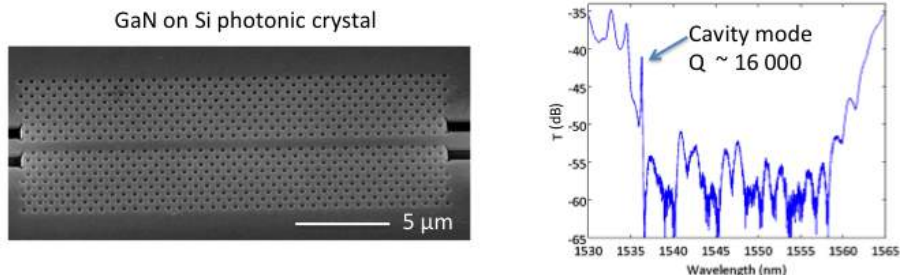


Fig. 1 : Gauche : image d'un cristal photonique suspendu GaN sur Si. La lumière est injectée par des guides d'accès. Droite : Spectre de transmission dans le proche infrarouge.

3. IMAGERIE PAR GÉNÉRATION DE TROISIÈME HARMONIQUE

La génération de troisième harmonique est excitée en régime continu par une puissance mW en collectant l'émission par la surface. La figure 2 montre le profil enregistré pour deux polarisations différentes en excitant le mode fondamental de la cavité. Les profils mesurés de l'harmonique (a) et (b) sont très proches du champ proche confiné (c) et (d) calculé par FDTD. Ceci résulte de l'interaction entre le champ pompe et la susceptibilité non linéaire d'ordre 3 qui génère les polarisations montrées en (e) et (f) [2]. Les spots liés à l'harmonique ont une taille de 300 nm très inférieure à la longueur d'onde d'excitation (1535 nm). La résolution est donnée par la limite de diffraction de la troisième harmonique.

Les profils spatiaux mesurés sont équivalents à ceux qui peuvent être obtenus en utilisant des techniques de microscopie à sonde locale, type SNOM, sans les inconvénients de la mise en œuvre de ce type de mesure. Nous discuterons des effets de la défocalisation sur les profils enregistrés et montrerons que ce type de mesures peut s'appliquer également à d'autres matériaux.

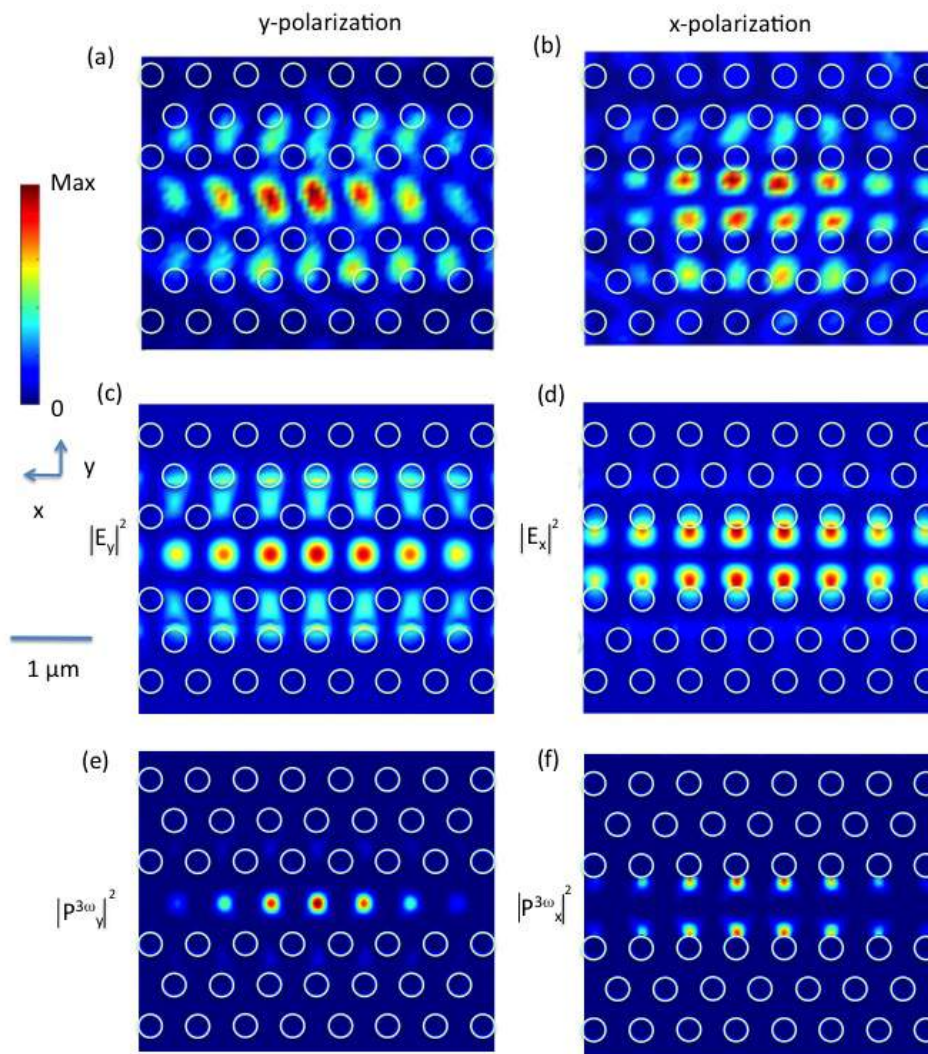


Fig. 2 : (a-b). Profils de troisième harmonique mesuré. (c-d). Module au carré du champ électrique simulé du mode fondamental de cavité. (e-f) Polarisation d'ordre 3 simulée générée par le mode fondamental. La période du cristal est de 580 nm.

RÉFÉRENCES

- [1] I. Roland, et al., Applied Physics Letters 105, 011104 (2014).
- [2] Y. Zeng et al., soumis. Voir aussi Y. Zeng, et al., Applied Physics Letters 106, 081105 (2015).

CONTRÔLE COHÉRENT DE L'ABSORPTION DANS LES MILIEUX DESORDONNÉS

A. Goetschy¹, S. M. Popoff², S. F. Liew³, S. W. Sheehan³, C. A. Schmuttenmaer³, Y. Bromberg³, A. D. Stone³, and H. Cao³

¹ ESPCI ParisTech, PSL Research University, Institut Langevin, 1 Rue Jussieu, 75005 Paris, France

² CNRS LTCI, Telecom ParisTech, 46 Rue Barrault, 75013 Paris, France

³ Department of Applied Physics and Department of Chemistry, Yale University, New Haven, Connecticut 06520, United States

RÉSUMÉ

Nous démontrons le contrôle de l'absorption d'un milieu complexe sur une large gamme spectrale par optimisation du front de l'onde incidente.

MOTS-CLEFS : *contrôle de front d'onde; corrélations mésoscopiques*

1. INTRODUCTION

L'absorption au sein d'un milieu complexe dépend non seulement de ses propriétés microscopiques, mais également de la cohérence spatiale de la lumière incidente. Ce constat soulève un certain nombre de questions : est-il possible de contrôler l'absorption d'un matériau par optimisation du front de l'onde incidente quelle que soit la fréquence de cette onde ? Peut-on faire mieux et trouver un front d'onde qui présente une forte absorption sur une gamme de fréquence bien supérieure à la fréquence de décorrélation du milieu ? Nous apportons une réponse positive à ces questions, étayée par des prédictions théoriques [1, 2, 4, 5] et par une démonstration expérimentale consistant à modifier les performances d'une cellule solaire [3]. Nous démontrons en particulier que les corrélations de longue portée induites par la nature cohérente des ondes joue un rôle crucial dans l'optimisation de l'absorption [4, 5].

2. CONTRÔLE COHÉRENT MONOCHROMATIQUE [1,2]

La fraction d'énergie absorbée par un milieu complexe peut être quantifiée par les différentes valeurs propres de l'opérateur SS^+ , où S est la matrice de diffusion du milieu. Comme illustré sur la figure 1, il existe des valeurs propres qui donnent lieu à une énergie diffusée beaucoup plus faible que la diffusion moyenne et donc induisent une forte absorption. Calculer l'absorption maximale dans un tel milieu revient à calculer la plus petite des valeurs propres. Nous avons étudié la distribution statistique de cette absorption maximale dans un milieu désordonné, et avons montré qu'elle dépend uniquement du libre parcours moyen de diffusion, de la longueur d'absorption, et des dimensions du faisceau d'illumination [2]. L'absorption peut être accrue d'un facteur 5 à 10 dans des conditions réalistes d'illumination.

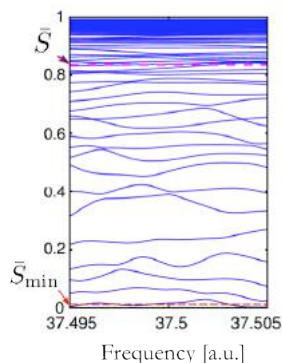


Fig.1 Valeurs propres de l'opérateur de diffusion à différentes fréquences: chaque valeur propre correspond à la fraction d'énergie diffusée par un milieu désordonné éclairé par l'état propre correspondant. Figure issue de [1].

3. DÉMONSTRATION DANS UNE CELLULE SOLAIRE [3]

Une illustration intéressante des idées précédentes a consisté à démontrer qu'il était possible de contrôler l'absorption au sein de cellules solaires, à des fins de caractérisation ou d'amélioration du rendement énergétique de ces dernières (figure 2). Une des difficultés de cette étude a résidé dans le fait que l'efficacité de conversion énergétique est fortement inhomogène dans les cellules solaires, en raison de la diffusion des électrons libérés par l'absorption de photons. Seuls les électrons libérés près des électrodes placées en surface des l'échantillon sont convertis efficacement. Ceci signifie que l'absorption doit être accrue en surface de la cellule, une région où les pertes radiatives sont importantes. Nous avons démontré qu'il était possible de faire varier d'un rapport 20 la puissance électrique produite par la cellule et mis à jour le mécanisme interférentiel qui permettait une tel degré de contrôle.

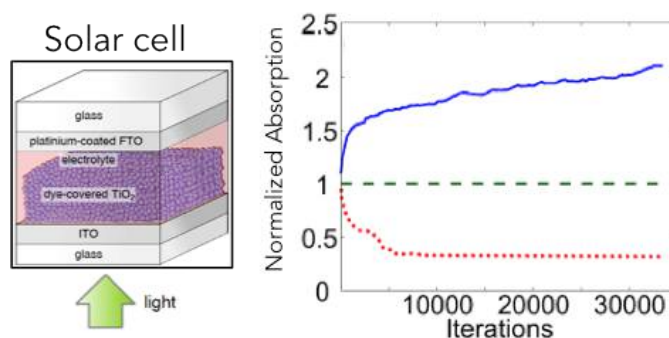


Fig. 2 : Schéma simplifié de la cellule solaire (gauche). Augmentation ou réduction itérative de l'absorption par optimisation du front de l'onde incidente (droite). Figure issue de [3].

4. CONTRÔLE COHÉRENT POLYCHROMATIQUE [4]

Dans les applications précédentes, l'optimisation de l'absorption est réalisée à une fréquence donnée. Dès lors cette optimisation se dégrade lorsqu'on introduit un décalage en fréquence supérieur à la fréquence de décorrélation du milieu. Il est cependant possible de trouver un front d'onde capable d'optimiser l'absorption sur une large gamme de fréquence. Nous avons caractérisé de manière théorique ce type de front d'onde et montré que les corrélations mesoscopiques de longue portée permettent d'atteindre des valeurs d'absorption bien supérieures à celles prédites par des considérations basées sur le transport diffusif de la lumière [4, 5].

RÉFÉRENCES

- [1] Y. D. Chong and A. D. Stone, Phys. Rev. Lett. 107, 163901 (2011)
- [2] A. Goetschy and A. D. Stone, Phys. Rev. Lett. 111, 063901 (2013).
- [3] S. F. Liew, S. M. Popoff, S. W. Sheehan, A. Goetschy, C. A. Schmuttenmaer, A. D. Stone, and H. Cao, ACS Photonics, 3, 449 (2016).
- [4] C. W. Hsu, A. Goetschy, Y. Bromberg, A. D. Stone, and H. Cao, Phys. Rev. Lett. 115, 223901 (2015).
- [5] S. M. Popoff, A. Goetschy, S. F. Liew, A. D. Stone, and H. Cao, Phys. Rev. Lett. 112, 133903 (2014).

PROPRIETES OPTIQUES DES AUTO-ASSEMBLAGES MOLECULAIRES SUR GRAPHENE

Sylvain LE LIEPVRE¹, Ludovic Douillard¹, Céline Fiorini¹, Fabrice CHARRA¹, P. Du², A.-J. Attias²

¹ CEA Saclay, DSM/IRAMIS/SPEC/Laboratoire d'Electronique et de nanophotonique organique, CNRS UMR 3680

² Laboratoire de Chimie des Polymères, UMR 7610, Université Pierre et Marie Curie

sylvain.le-liepvre@cea.fr

RÉSUMÉ

Le graphène, grâce aux techniques de transfert, ouvre de nouveaux débouchés comme substrat d'assemblage pour l'utilisation d'auto-assemblages moléculaires dans une grande diversité de systèmes. Nous étudions ici théoriquement et expérimentalement les propriétés optiques d'absorption et de fluorescence de deux auto-assemblages moléculaires sur graphène. Nous montrons d'une part que l'origine des propriétés optiques de l'auto-assemblage provient essentiellement d'un couplage entre les états de la molécule auto-assemblée et des transitions électroniques de plus haute énergie du milieu environnant, et d'autre part qu'il est possible d'obtenir des auto-assemblages sur graphène fluorescents en utilisant des espaceurs entre la surface de graphène et la partie fluorescente de la molécule auto-assemblée. La démonstration d'auto-assemblages fluorescents ainsi que la compréhension des mécanismes à l'origine des propriétés optiques ouvrent de nouvelles perspectives pour des applications en nanophotonique, opto-électronique, nanoélectronique, biomédecine.

MOTS-CLEFS : *Auto-assemblage, graphène, spectroscopie optique*

1. INTRODUCTION

Les auto-assemblages moléculaires ont été étudiés extensivement sur le graphite HOPG [1]. Cependant, les caractéristiques physiques et pratiques de ce substrat freinent l'utilisation des auto-assemblages moléculaires dans le développement de nouveaux composants nanophotoniques. Le graphène, par sa flexibilité, sa transparence, sa conductivité et sa structure cristalline [2], est un excellent support d'auto-assemblages moléculaires et permettrait l'exploitation de ceux-ci dans des nouveaux types de composants optiques organiques structurés à l'échelle nanométrique.

Nous étudions ici théoriquement et expérimentalement les propriétés optiques d'absorption et de fluorescence de deux auto-assemblages moléculaires sur graphène. Nous montrons d'une part que l'origine des propriétés optiques de l'auto-assemblage provient essentiellement d'un couplage entre les états de la molécule auto-assemblée et des transitions électroniques de plus haute énergie du milieu environnant, et d'autre part qu'il est possible d'obtenir des auto-assemblages sur graphène fluorescents en utilisant des espaceurs entre la surface de graphène et la partie fluorescente de la molécule auto-assemblée.

2. RÉSULTATS

Les dérivés de pérylènes, tels que le PTCDI, sont des composés chimiques particulièrement utiles pour la photonique organique,[3,4] et constituent un système modèle pour l'auto-assemblage en surface [5] y-compris sur graphène [6]. Il est composé d'un noyau d'électrons π conjugués fluorescent et, dans notre cas de chaînes alkyles permettant d'une part à la molécule de se fixer sur le graphène, et d'autre part d'éloigner et d'organiser les parties fluorophores les unes par rapport aux autres.[7]

Le spectre d'absorption du PTCDI auto-assemblé présente un décalage global vers le rouge (38 nm = 160 meV) par rapport à la signature de la molécule en solution. Ce comportement ne peut être expliqué par un couplage coulombien avec l'environnement, car la force d'oscillateur ne se concentre pas dans un pic, et car les répliques vibroniques et la réplique principale sont décalées de la même énergie. En revanche, ce comportement peut être modélisé par un traitement perturbatif des états de la molécule en présence de transitions de plus haute énergie dans l'environnement proche.

La fluorescence de la plupart des auto-assemblages moléculaires sur graphène est concurrencée par les nombreuses voies de désexcitations non radiatives dues à la proximité de la surface du graphène. Il est donc nécessaire d'éloigner le fluorophore de la surface dans l'optique d'obtenir un comportement actif des auto-assemblages. Dans cette optique, nous avons utilisé l'approche des tectons Janus pour obtenir un auto-assemblage fluorescent sur graphène. (Figure 1)

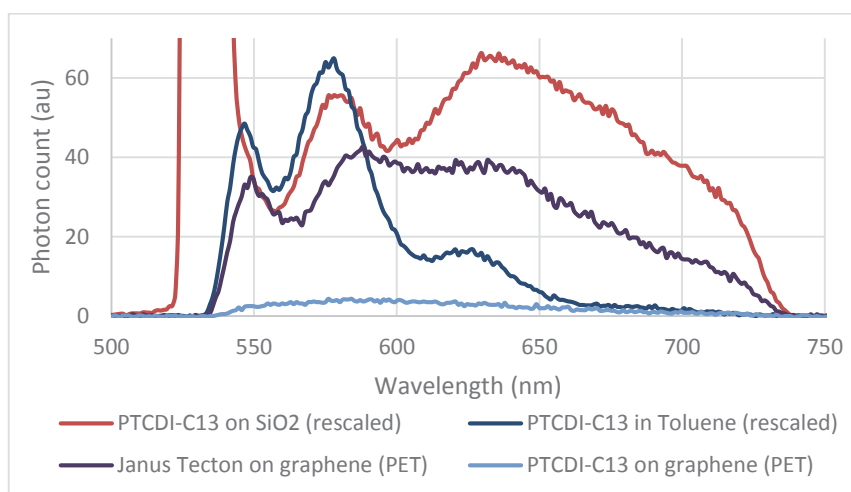


Fig. 1 : Spectre de fluorescence du tecton Janus auto-assemblé sur graphène comparé au PTCDI-C13 en solution (toluène), au PTCDI-C13 auto-assemblé sur graphène, ainsi qu'aux microcristaux de PTCDI-C13 sur SiO₂. La saturation dans le cas des microcristaux de PTCDI-C13 correspond au laser d'excitation continu à 532 nm

CONCLUSION

La démonstration d'auto-assemblages fluorescents ainsi que la compréhension des mécanismes à l'origine des propriétés optiques ouvrent de nouvelles perspectives pour des applications en nanophotonique, opto-électronique, nanoélectronique, biomédecine.

RÉFÉRENCES

- [1] S. De Feyter and F. C. De Schryver, *Chemical Society Reviews*, 2003, 32 3, 139-150
- [2] A.K. Geim, *Science*, 2009, 324 5934, 1530-1534
- [3] Q. H. Wang, M. C. Hersam, *Nature Chemistry*, 2009, 1 3, 206-211
- [4] D. S. D. W. T. OEKERMANN, *Journal of Applied Electrochemistry*, 1997, 27 119, 1172-1178
- [5] T. Fritz et al, *Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology. A*, 1998,314, 279-284
- [6] H. Yang et al, *Phys. Chem. Chem. Phys.*,2013,15, 4939-4946
- [7] C. Fiorini, F. Charra, *Opto-Electronics Review*, 2010,18, 376-383

REMERCIEMENTS

Ce travail bénéficie d'une aide de l'Agence Nationale de la Recherche portant la référence ANR-13-BS10-0006 (SAMPLE) et du RTRA Triangle de la Physique.