

optique



COLOQ HORIZONS JNOG JRIOA JNCO CLUBS

ACTES DE CONFÉRENCE
COLOQ

COLOQ

Le Club COLOQ de la SFO organise, depuis 1999, une manifestation biennale destinée à souder, sur le plan national, les communautés scientifiques concernées par les lasers, l'optique non linéaire et l'optique quantique. Si les lignes thématiques aux origines de COLOQ restent plus que jamais pertinentes, leurs contours ont considérablement évolués vers des interfaces pluridisciplinaires, à l'instar de ce que l'on retrouve au sein des sections 04 et 08 du CoNRS et des sections 30 et 63 du CNU. COLOQ représente donc aujourd'hui un véritable creuset d'échanges entre des communautés, a priori disparates, qui étudient des phénomènes similaires selon des approches et des supports différents. Ces recouvrements thématiques sont notamment visibles dans l'exploration des phénomènes classiques et quantiques issus de la matière diluée ou à l'état solide, dans l'investigation des fondations de la physique quantique et des applications qui en découlent, ou encore dans l'implémentation de sources photoniques avancées et dans l'observation de phénomènes de dynamique en optique non linéaire.

C'est ainsi que l'on retrouve dans le programme de l'édition 2015 de COLOQ des sessions qui font le pont entre communautés :

- L'optique non-linéaire se décline dans des milieux aussi variés que les atomes froids, les fibres optiques, les lasers à semi-conducteurs, ainsi que les milieux biologiques. Un accent particulier est mis cette année sur les phénomènes de dynamique en optique non-linéaire.
- Les sources et la spectroscopie en régime extrême constituent une thématique récurrente, avec, cette année, un accent particulier sur la science attoseconde.
- L'information quantique est présente sous des aspects variés et complémentaires. Il est question de systèmes compatibles avec les réseaux standard des télécommunications, de la manipulation de spins dans les centres colorés du diamant, de phénomènes d'interférence

avec des atomes piégés, ou encore de systèmes d'optique quantique électroniques. Par ailleurs, est mise à l'honneur une approche prometteuse pour le traitement efficace de l'information quantique, via l'exploitation d'états quantiques photoniques de grande dimension basés sur des peignes de fréquences optiques.

- L'interaction lumière-matière a une place de choix avec l'exploration de systèmes moléculaires, semi-conducteurs et atomiques en cavité, et des aspects d'interaction en champ proche et de mise en forme topologique. La présentation consacrée au couplage ultra-fort mettant en jeu des systèmes collectifs en cavité donnera l'occasion à la communauté d'échanger sur ces résultats aussi marquants qu'étonnants.

L'une des volontés fortes de COLOQ est de permettre aux jeunes chercheurs de présenter leurs travaux et de nouer des contacts. Un accent particulier a été mis sur les sessions d'affiches qui permettent des discussions fructueuses, moins formelles.

Ce recueil, qui regroupe les contributions invitées et par affiche, permet de constater la formidable vitalité de notre communauté scientifique dans sa globalité, et l'originalité dont elle fait preuve.

En vous souhaitant un agréable et fructueux COLOQ'14,

Sébastien Tanzilli et Ariel Levenson

Pour le comité scientifique de COLOQ

TABLE DES MATIERES

Lundi 6 juillet 2015

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

Amphi Louis Antoine

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

16:00 - Session COLOQ - Optique et Dynamique Non-Linéaire

Amphi B

16:00	Instabilités Transverses dans les Atomes Froids <i>A. Camara, R. Käsler, G. Labeyrie, E. Tesio, P. Gomes, I. Kresic, W. Firth, G.-L. Oppo, G. Robb, A. Arnold et T. Ackemann</i> Institut Non Linéaire de Nice UMR CNRS 7335	6
16:30	Collision de mascarets optiques dans les fibres optiques <i>J. Fatome, C. Finot, G. Millot, A. Armaroli et S. Trillo</i> Laboratoire Interdisciplinaire CARNOT de Bourgogne	8
17:00	Structural imaging in cells and tissues by polarized fluorescence and nonlinear optical microscopy <i>P. Gasecka, F.Z. Bioud, P. Ferrand, J. Duboisset, N. Balla et S. Brasselet</i> Institut Fresnel	10
17:30	Différents régimes de synchronisation dans les lasers bifréquences <i>M. Romanelli, M. Brunel et M. Vallet</i> Dept Optique et Photonique, Institut de Physique de Rennes	12
18:00	Structures Localisées dans les Lasers à Semi-conducteurs à Modes Bloqués <i>M. Marconi, J. Javaloyes, P. Camelin, D. Chaparro, S. Balle et M. Giudici</i> Institut Non Linéaire de Nice	14

Mardi 7 juillet 2015

8:45 - Session COLOQ - Laser et Spectroscopie Extrêmes

Amphi B

8:45	Introduction à la 'science attoseconde' <i>F. Quéré</i> Laboratoire Lasers Dynamiques Interactions, CEA/DSM/IRAMIS	16
9:30	Etude à haute résolution spectrale de l'émission synchrotron cohérente <i>S. Tammaro, O. Pirali, P. Roy, J.-F. Lampin, G. Ducournau, A. Cuisset, F. Hindle et G. Mouret</i> Ligne AILES, synchrotron SOLEIL	18
10:00	Refroidissement moléculaire induit par champ électrique ; mise en évidence par spectroscopie CARS non linéaire CARS <i>C. Louot, E. Capitaine, F. El Bassri, D. Pagnoux, P. Leproux, H. Kano et V. Couderc</i> Univ. Limoges, Xlim UMR CNRS 7252	20

16:00 - Session plénière 2

Amphi Louis Antoine

16:00	Nano-optique: une fenêtre inattendue sur les échelles nanométriques <i>M. Orrit</i> Huygens-Kamerlingh Onnes Laboratory, Leiden University	22
16:45	Nano-Optomechanics in a Focused Laser Beam <i>O. Arcizet</i> Institut Néel	25
17:15	Auto-assemblages moléculaires organisés sur graphène : contrôle de l'absorption optique et de la luminescence. <i>S. Le Liepvre, M. Jaouen, L. Sghaier, L. Douillard, C. Fiorini-Debuisschert, F. Charra, P. Du, F. Mathevet, D. Kreher et A.-J. Attias</i> Laboratoire de Nanophotonique UMR 3680.	27

17:45	Optique adaptative extrême : imagerie en milieux diffusants <i>S. Gigan</i> Laboratoire Kastler-Brossel	30
-------	--	----

Mercredi 8 juillet 2015

8:45 - Session COLOQ - Information Quantique et Systèmes Hybrides

Amphi B

8:45	Génération de peignes de fréquences optiques très fortement intriqués en fréquence. Application au traitement quantique de l'information multiplexée en longueur d'onde. <i>C. Fabre</i> Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie, Sorbonne Universités, ENS, CNRS	32
9:30	Communications quantiques à haut débit basées sur la technologie télécom classique <i>L.A. Ngah, O. Alibart, B. Fedrici, L. Labonté, V. D'auria et S. Tanzilli</i> Univ. Nice Sophia Antipolis, Lab. de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 7336	34
10:00	Des spins dans le diamant pour un test de Bell sans échappatoire <i>B. Hensen, H. Bernien, A. Dréau, A. Reiserer, J. Ruitenberg, M. Blok, M. Markham, D. Twitchen, S. Wehner et R. Hanson</i> Kavli Institute of Technology	36

11:00 - Session COLOQ - Information Quantique et Systèmes Hybrides

Amphi B

11:00	Création et tomographie d'états intriqués d'un ensemble d'atomes piégés dans une micro-cavité optique <i>L. Hohmann, F. Haas, R. Gehr, G. Dubois, G. Barontini, J. Voölz, J. Reichel et J. Esteève</i> Laboratoire de Physique des Solides	38
11:30	Atomic Hong-Ou-Madel experiment <i>M. Cheneau</i> Laboratoire Charles fabry, Institut d'Optique Graduate School	39
12:00	Optique quantique électronique dans les conducteurs balistiques <i>A. Marguerite, C. Cabart, J.-M. Berroir, B. Placçais, A. Cavanna, Y. Jin et G. Fève</i> Laboratoire Pierre Aigrain, ENS CNRS, UPMC-Sorbonne Univ., Univ. Paris Diderot-Sorbonne Univ.	41

16:00 - Session Plénière 3

Amphi Louis Antoine

16:00	Des verres pour voir au-delà du visible <i>J. Lucas, C. Boussard-Plédel, B. Bureau, L. Calvez, V. Nazabal, J. Troles et X. Zhang</i> Laboratoire Verres et Céramiques UMR 6226	43
16:30	L'Yb pour la génération d'impulsions ultracourtes <i>E. Cormier</i> Centre laser intense et applications, université de bordeaux 1	46
17:00	Après les Systèmes de Transmission Optiques, les Technologies Cohérentes Peuvent-Elles Transformer les Réseaux Optiques ? <i>S. Bigo</i> Alcatel-Lucent Bell Laboratories	49
17:30	La photonique silicium pour les communications haut débits <i>D. Marris-Morini</i> Université Paris Sud /IEF	52
18:00	SPHERE, Chasseur de planètes extrasolaires <i>J.-L. Beuzit, A. Costille, K. Dohlen, T. Fusco, D. Mouillet, J.-F. Sauvage et S. Consortium Sphere</i> Université de Grenoble Alpes	55

Jeudi 9 juillet 2015

8:45 - Session COLOQ - Interaction Lumière Matière Amphi B

8:45	Dynamique de relaxation non-Markovienne dans le couplage ultrafort organique <i>A. Canaguier-Durand, C. Genet, A. Lambrecht, T. Ebbesen et S. Reynaud</i> LKB, UPMC, ENS et CNRS 58
9:30	Contrôle du facteur de qualité de micro-résonateurs à modes de galerie actifs <i>V. Huet, A. Rasoloniaina, M. Mortier, P. Féron, K. Bencheikh, A. Yacomotti, A. Levenson et Y. Dumeige</i> FOTON, UMR CNRS 6082, Université de Rennes 1, ENSSAT 60
10:00	Microcavity polaritons in lattices <i>A. Amo</i> CNRS-Laboratoire de Photonique et Nanostructures 62

11:00 - Session COLOQ - Interaction Lumière Matière Amphi B

11:00	Effets de la température sur l'interaction Casimir-Polder en champ proche <i>A. Laliotis, T. Passerat De Silans, J.C. De Aquino Carvalho, P. Chaves De Souza Segundo, I. Maurin, J.R. Rios Leite, M. Ducloy et D. Bloch</i> Laboratoire de physique des lasers UMR 7538 du CNRS 64
11:30	Ondes twistées en interaction avec des atomes <i>L. Pruvost</i> Laboratoire Aimé Cotton, UMR 9188, CNRS, Univ. Paris-Sud, ENS-Cachan 66
12:00	Mise en forme topologique de la lumière à petite échelle: vortex optiques et cristaux liquides <i>E. Brasselet</i> Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine (UMR 5798) 68

14:00 - Session Plénière 4 Amphi Louis Antoine

14:00	L'interférométrie atomique, de la physique fondamentale aux applications <i>P. Bouyer</i> LP2N 70
14:30	Optique quantique aux fréquences micro-ondes avec des spins et des circuits électriques <i>P. Bertet, A. Bienfait, Y. Kubo, C. Grezes, D. Vion, D. Esteve, V. Jacques, J.-F. Roch, J. Isoya, J. Pla, J. Morton, B. Julsgaard et K. Moelmer</i> CEA Saclay 73
15:15	Sources Solides de Lumière: Une révolution dans le monde de l'éclairage <i>G. Zissis</i> LAPLACE - Université Fédérale Toulouse Midi Pyrénées 76

Présentations posters

Session Posters COLOQ

P161	Biréfringence magnétique linéaire du vide sous champ magnétique pulsé <i>A. Rivère, R. Battesti, A. Cadène, M. Fouché et C. Rizzo</i> LNCMI	78
P162	Stabilisation de la fréquence du faisceau non résonant d'un oscillateur paramétrique optique continu simplement résonant <i>A. Ly, B. Szymanski et F. Bretenaker</i> Laboratoire Aimé Cotton, CNRS-Université Paris Sud 11-ENS Cachan	80
P163	Mesure de la charge topologique d'un faisceau twisté à l'aide d'une roue percée <i>O. Emile, J. Emile, B. Varis De Leseqno, L. Pruvost et C. Brousseau</i> Université de Rennes 1	82
P164	Mécanique non-linéaire d'un miroir à cristal photonique déformable par une force électrostatique <i>A. Chowdhury, I. Yeo, G. Beaudoin, I. Robert-Philip et R. Braive</i> Université Paris Diderot	84
P165	Suivi Quantitatif de la Perméabilisation Cellulaire par Imagerie Téraherz en Réflexion Interne Totale <i>M. Grognot et G. Gallot</i> Laboratoire Optique et Biosciences, Ecole Polytechnique, CNRS, Inserm	86
P166	Stabilisation de lasers à cascade quantique pour les mesures de très haute précision <i>B. Argence, B. Chanteau, O. Lopez, D. Nicolodi, M. Abgrall, C. Chardonnet, C. Daussy, B. Darquie, Y. Le Coq et A. Amy-Klein</i> Laboratoire de Physique des Lasers	88
P167	Observation expérimentale de la non-Markovianité faible <i>A. Orioux, N. Bernardes, A. Cuevas, C. Monken, P. Mataloni, F. Sciarrino et M. Santos</i> Télécom ParisTech, CNRS LTCI	90
P168	Réduction de bruit d'intensité dans un laser solide par génération de seconde harmonique intra-cavité <i>A. El Amili, K. Audo et M. Alouini</i> Dept Optique et Photonique, Institut de Physique de Rennes	92
P169	Lien optique fibré de 1500 km pour le transfert ultrastable de fréquence <i>N. Quintin, N. Chiodo, F. Stefani, F. Wiotte, C. Chardonnet, G. Santarelli, A. Amy-Klein, P.-E. Pottie et O. Lopez</i> Laboratoire de Physiques des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, CNRS	94
P170	Fibres à cœur liquide pour la génération de paires de photons corrélés émancipées du bruit Raman <i>M. Barbier, I. Zaquine et P. Delaye</i> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud	96
P171	Section Efficace du Ti-Saphir: une Approche Théorique <i>A. Da Silva, G. Aka et G. Chériaux</i> Laboratoire d'Optique Appliquée UMR CNRS 7639, ENSTA-ParisTech	98
P172	Démonstration d'un gyromètre atomiques à effet Sagnac avec une stabilité de 2 nrad/s par compensation du bruit de vibration <i>D. Savoie, I. Dutta, B. Fang, R. Geiger et A. Landragin</i> SYRTE - Observatoire de Paris	100
P173	Cohérence entre émetteurs quantiques en milieu complexe. <i>A. Canaguier-Durand et R. Carminati</i> Institut Langevin, ESPCI ParisTech, PSL Research University	102
P174	Des interactions contrôlables pour l'étude des gaz quantiques désordonnés en dimensions réduites. <i>L. Fouché, S. Lepoutre, G. Salomon, A. Boissé et T. Bourdel</i> Laboratoire Charles Fabry - IOGS	104
P175	Etude Multiparamétrique De L'endommagement Laser Multi-Tirs Dans L'UV Dans Le Volume De La Silice Fondue Synthétique <i>A. Beaudier, F. Wagner, C. Gouldieff et J.-Y. Natoli</i> Institut Fresnel	106
P176	L'interaction Casimir-Polder : une sonde très sélective de l'émission thermique en champ proche <i>J.C. De Aquino Carvalho, P. Chaves De Souza Segundo, A. Laliotis, I. Maurin, M. Oria, M. Chevrolier, M. Ducloy et D. Bloch</i> Laboratoire de physique des lasers UMR 7538 du CNRS	108
P177	Interactions Casimir-Polder d'atomes piégés dans un réseau optique près d'une surface <i>A. Maury, M. Donaire, M.-P. Gorza, R. Guerout et A. Lambrecht</i> LKB, UPMC, CNRS, ENS, Collège de France	110
P178	Gravimètre à atomes froids: effet résiduel d'horloge dans un accéléromètre <i>P. Gillot, B. Cheng, S. Merlet et F. Pereira Dos Santos</i> SYRTE	112
P179	Distribution multi-utilisateurs d'intrication bipartite aux longueurs d'onde des télécommunications <i>J. Trapateau, J. Ghalbouni, A. Orioux, E. Diamanti et I. Zaquine</i> Telecom Paristech, CNRS/LTCI	114

P180	Modélisation de la réflexion d'une opale ou d'une monocouche de billes et extension à une infiltration résonnante <i>I. Maurin, I. Zabkov, E. Moufarej, A. Laliotis, V. Klimov et D. Bloch</i> Laboratoire de physique des lasers UMR 7538 du CNRS	116
P181	Spectroscopie haute résolution de la transition 1S-3S de l'atome d'hydrogène <i>H. Fleurbay, S. Galtier, S. Thomas, S. Guellati, P. Cladé, L. Julien, F. Biraben et F. Nez</i> Laboratoire Kastler Brossel	118
P182	Spectroscopie d'atomes confinés dans des opales artificielles et dans des milieux poreux <i>E. Moufarej, I. Maurin, D. Bloch, A. Laliotis, S. Villalba, L. Lenci, A. Lezama et H. Failache</i> Laboratoire de physique des lasers UMR 7538 du CNRS	120
P183	Modes collectifs dans un gaz 2D et réalisation d'un piège annulaire 2D <i>L. Longchambon</i> Laboratoire de Physique des Lasers	122
P184	Expérience préliminaire d'interférométrie atomique en cavité et prototype pour l'antenne gravitationnelle MIGA <i>I. Riou, J. Gillot, A. Bertoldi, B. Canuel et P. Bouyer</i> LP2N	124
P185	Réponse chaotique excitable d' un laser bifréquence <i>M. Romanelli, M. Brunel, T. Erneux et M. Vallet</i> Dept Optique et Photonique, Institut de Physique de Rennes	126
P186	Intermittence en turbulence intégrable <i>S. Randoux, P. Walczak, M. Onorato et P. Suret</i> Laboratoire PHLAM- Université de Lille 1	128
P187	Production Rapide De Condensats De Bose Einstein D'Hélium Métastable <i>Q. Bouton</i> LCFIO	130
P188	Paradoxe de Einstein-Podolsky-Rosen dans des images uniques <i>S. Denis, P.-A. Moreau, F. Devaux et E. Lantz</i> FEMTO-ST, UMR 6174 CNRS, Université de Franche-Comté	132
P189	Approche asymptotique des corrélations de photons dans des réseaux de guides couplés <i>C. Minot, J.-M. Moison, A. Beveratos, I. Robert-Philip et N. Belabas</i> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures CNRS	134
P190	Transport et accumulation d'ions au sein de pièges radio-fréquence linéaires de géométrie différente <i>M.R. Kamsap, J. Pedregosa-Gutierrez, C. Champenois, D. Guyomarc'H, M. Houssin et M. Knoop</i> AMU-CNRS, PIIM UMR 7345	136
P191	Événements Extrêmes dans un Laser à Semiconducteur Spatialement Étendu <i>F. Selmi, Z. Lghmari, S. Coulibaly, M. Clerc et S. Barbay</i> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures	138
P192	Résonances paramétriques dans les fibres optiques à dispersion oscillante quasi-périodique <i>C. Finot, A. Sysoliatin et S. Wabnitz</i> Laboratoire Interdisciplinaire CARNOT de Bourgogne	140
P193	Un laser organique solide à film mince de très grande finesse spectrale avec un réseau de Bragg volumique <i>O. Mhibik, S. Forget, D. Ott, G. Venus, I. Diliansky, L. Glebov et S. Chenais</i> laboratoire de physique des lasers - université Paris 13	142
P194	Vers un laser organique solide à cavité externe pompé par LED <i>T. Gallinelli, S. Forget, O. Mhibik, T. Billeton et S. Chenais</i> laboratoire de physique des lasers - université Paris 13	144
P195	Impression jet d'encre de lasers organiques solides <i>O. Mhibik, S. Forget, S. Chenais et S. Sanaur</i> laboratoire de physique des lasers - université Paris 13	146
P196	laser organique solide pompé par diode <i>Z. Zhao, O. Mhibik, N. Nafa, S. Chenais et S. Forget</i> laboratoire de physique des lasers - université Paris 13	148
P197	Magnétomètre à centres NV du diamant en cavité <i>K. Jensen, N. Leefer, Y. Dumeige, A. Jarmola, V. Acosta, P. Kehayias, B. Patton, M. Chipaux, T. Debuisschert, J.-F. Roch, F. Treussart, V. Jacques et D. Budker</i> FOTON, UMR CNRS 6082, Université de Rennes 1, ENSSAT	150
P198	Mesure de la constante de Boltzmann par sepectroscopie laser <i>C. Daussy</i> Laboratoire de Physique des Lasers	152
P199	synthèse optique d'ondes hyperfréquences et millimétriques à très bas bruit de phase : résultats préliminaires <i>G. Danion, G. Loas, L. Frein, C. Hamel, A. Carré, M. Alouini, F. Bondu, A. Brillet, J.-P. Coulon, F. Cleva, M. Merzougui, A. Beck, G. Ducourneau, J.-F. Lampin, M. Zaknoute, C. Coinon, X. Wallart, E. Peytavit, T. Akalin, G. Pillet, L. Morvan, G. Baili et J. Bourderionnet</i> Institut de physique de Rennes, département optique et photonique	154

P200	Conception d'une nanocavité à cristal photonique à fort facteur de qualité pour l'interaction forte atomes-matière à 811 nm. <i>I. Saber, K. Bencheikh, F. Raineri, G. Crosnier, P. Monnier, A. Yacomotti et A. Levenson</i> LPN, UPR CNRS 20	156
P201	Brisure spontanée de symétrie dans deux nanolasers couplés <i>P. Hamel, S. Haddadi, F. Raineri, P. Monnier, G. Beaudoin, I. Sagnes, A. Levenson et A. Yacomotti</i> LPN-CNRS	158
P202	spectroscopie d'ions uniques avec minimisation des effets mécaniques de la lumière <i>J.-P. Likforman, V. Tugayé, S. Guibal et L. Guidoni</i> Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques	160
P203	Rotation de polarisation macroscopique induite par un spin unique <i>J. Demory</i> Laboratoire de Photonique et Nanostructures - CNRS	162
P204	Jet d'atomes froids dense et canalisé obtenu en couplant un mode de Laguerre-Gauss à un 2DMOT. <i>C. Cabrera-Gutiérrez, J. Ruauzel, M. Jacquey, B. Viasir De Leseqno et L. Pruvost</i> Laboratoire Aimé Cotton, UMR 9188, CNRS, Univ. Paris-Sud, ENS-Cachan	164
P205	Relaxation non-linéaire et émission laser polychromatique de polaritons excitoniques confinés <i>G. Grosso, S. Trebaol, M. Wouters, F. Morier-Genoud, M. Portella-Oberli et B. Deveaud</i> Department of Electrical Engineering and Computer Science, MIT	166
P206	Modes géométriques dans les cavités laser partiellement dégénérées <i>N. Barré, M. Brunel et M. Romanelli</i> Dept Optique et Photonique, Institut de Physique de Rennes	168
P207	Les marches aléatoires (quantiques) dans les milieux aléatoires <i>H. Defienne, M. Barbieri, E. Werly, B. Chalopin, B. Chatel, I. Walmsley, B. Smith et S. Gigan</i> Laboratoire Kastler Brossel	170
P208	Mesure de précision du rapport d'embranchement de l'état P1/2 sur un ion Sr+ unique refroidi dans un piège surfacique <i>J.-P. Likforman, S. Guibal, V. Tugayé et L. Guidoni</i> Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques	173
P209	Vers une mesure de la violation de la symétrie de parité dans les molécules chirales par spectroscopie vibrationnelle <i>S. Tokunaga, A. Shelkovich, L. Sow, B. Argence, S. Mejri, A. Goncharov, O. Lopez, C. Daussy, A. Amy-Klein, C. Chardonnet et B. Darquié</i> Laboratoire de Physique des Lasers	175
P210	Détermination polarimétrique de l'orientation d'un nanoémetteur. <i>C. Lethiec, L.T. Nguyen, J. Laverdant, C. Javaux, D. Dubertret, F. Pisanello, L. Carbone, L. Coolen et A. Maître</i> Institut des NanoSciences de Paris, Université Pierre et Marie Curie	177
P211	Un registre d'atomes uniques dans une micro-cavité pour la génération d'états intriqués multiparticules <i>F. Ferri, S. García, C. Leboutteiller, T. Popplau, E. Wallis, G. Coppola, J. Reichel et R. Long</i> Laboratoire Kastler Brossel, Ecole Normale Supérieure	179
P212	Manipulation d'atomes de Rydberg pour l'ingénierie quantique <i>S. Ravets, H. Labuhn, D. Barredo, T. Lahaye et A. Browaeys</i> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Uni. Paris Sud	181
P213	Photonique quantique intégrée avec des guides d'ondes PPLN et SiO2 <i>P. Vergyris, T. Meany, T. Lunghi, J. Downes, M. Steel, M. Withford, O. Alibart et S. Tanzilli</i> Univ. Nice Sophia Antipolis, Lab. de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 7336	183
P214	Influence des variables cachées sur le choix des mesures dans les tests de non-localité quantique <i>D. Aktas, L. Labonté, S. Tanzilli, A. Martin, G. Pütz, R. Thew et N. Gisin</i> Univ. Nice Sophia Antipolis, Lab. de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 7336	185
P215	Cryptographie quantique longue distance à base d'intrication démultiplexée en longueur d'onde <i>D. Aktas, B. Fedrici, F. Kaiser, L. Labonté et S. Tanzilli</i> Univ. Nice Sophia Antipolis, Lab. de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 7336	187

Discours d'accueil Optique Bretagne 2015

Mehdi Alouini¹, Pascal Besnard²

¹*Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251, Université Rennes 1, 35042 Rennes, France*

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

mehdi.alouini@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

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

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

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

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

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

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

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

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

14h00-14h05

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

14h05-14h15

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

14h15-14h25

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

14h25-14h35

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

14h35-14h45

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

CONTRIBUTION DES SCIENCES ARABES DU VIII^E AU XVI^E SIECLE A L'HISTOIRE MONDIALE DE L'OPTIQUE

Ahmed Djebbar¹

¹ Université des Sciences et des Technologies de Lille, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

Ahmed.djebbar@wanadoo.fr

RÉSUMÉ

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

INSTABILITÉS TRANSVERSES DANS LES ATOMES FROIDS

A. Camara¹, Robin Kaiser¹, Guillaume Labeyrie¹, Enrico Tesio², Pedro M. Gomes², Ivor Kresic², William J. Firth², Gian-Luca Oppo², Gordon R. M. Robb², Aidan S. Arnold², Thorsten Ackemann²

¹ Institut Non Linéaire de Nice UMR CNRS 7335, 06560 Sophia-Antipolis, France

² SUPA and Department of Physics, University of Strathclyde, Glasgow G4 0NG, Scotland, UK

guillaume.labeyrie@inln.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Cet article décrit nos résultats sur l'observation d'instabilités transverses dans le profil d'intensité d'un faisceau laser rétro-réfléchi interagissant avec un nuage d'atomes froids. Trois mécanismes distincts pour la non-linéarité ont été identifiés, qui tous conduisent à une instabilité : les mécanismes électronique (saturation d'un atome à 2 niveaux), opto-mécanique (bunching spatial sous l'effet de la force dipolaire) et de polarisation (pompage Zeeman).

MOTS-CLEFS : *instabilité transverse ; atomes froids ; auto-organisation*

1. INTRODUCTION

L'apparition spontanée de motifs dans des systèmes homogènes hors d'équilibre est un phénomène très répandu. Initialement étudié en chimie et en hydrodynamique, ce type d'instabilités a fait l'objet d'études dans le domaine de l'optique à partir des années 80. Divers milieux non-linéaires ont été utilisés, comme les cristaux liquides ou les vapeurs atomiques chaudes [1,2]. Très récemment, les premières expériences utilisant des atomes froids ont vu le jour [3,4]. Ce nouveau type de milieu permet notamment d'exploiter et de comparer diverses non-linéarités avec un seul montage expérimental.

2. MÉCANISMES D'INSTABILITÉ DANS LES ATOMES FROIDS

Nos études sont basées sur l'expérience de rétro-action optique à un seul miroir, dont le schéma de principe introduit par Firth [5] est illustré sur la figure 1.

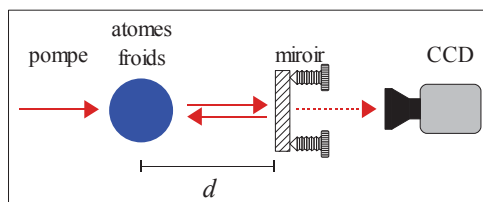


Fig. 1 : Principe de l'expérience de rétro-action optique à un seul miroir.

Un nuage d'atomes froids ($T \approx 200$ mK) de ^{87}Rb issu d'un piège magnéto-optique (diamètre 1 cm, densité optique à résonance ≈ 150) est traversé par un faisceau laser "pompe" désaccordé de la transition atomique de quelques largeurs naturelles. Le faisceau transmis est rétro-réfléchi par un miroir de forte réflectivité situé à une distance d . Toute déformation du front d'onde transmis se transforme après propagation libre sur $2d$ en déformation du profil transverse d'intensité via la diffraction. Cette déformation d'intensité réagit sur l'indice non-linéaire du matériau et amplifie la

fluctuation initiale : il y a déclenchement d'une instabilité transverse qui conduit à l'apparition spontanée de motifs dans le profil d'intensité du faisceau (Fig.2).

Les vapeurs atomiques refroidies par laser présentent l'intérêt de posséder plusieurs mécanismes conduisant à une non-linéarité optique, qui peuvent être utilisés indépendamment dans le même montage expérimental. Nous avons mis en évidence deux de ces mécanismes [4], dans une expérience où la sélection s'effectue en choisissant la durée de l'impulsion pompe. Pour une durée courte ($< 1 \mu\text{s}$), les atomes se comportent comme des systèmes à 2 niveaux. La non-linéarité associée, de type Kerr saturable, conduit à l'apparition de motifs hexagonaux (Fig. 2, image de gauche) pour des intensités laser relativement élevées ($\approx 1 \text{ W/cm}^2$). Pour des impulsions plus longues ($\approx 100 \mu\text{s}$), les atomes s'organisent spatialement sous l'effet de la force dipolaire : on a alors une structuration spontanée du champ électromagnétique et de la densité spatiale du nuage d'atomes. Cette non-linéarité opto-mécanique conduit à une auto-organisation bien plus efficace (Fig. 2, à droite) pour des intensités laser beaucoup plus faibles. Dans d'autres conditions expérimentales (par exemple en présence d'un champ magnétique), nous avons pu observer des instabilités liées à la dynamique des degrés de liberté internes (populations et cohérences Zeeman). C'est ce mécanisme qui est à l'origine des instabilités observées dans les vapeurs atomiques chaudes [1,2], où l'énergie cinétique élevée des atomes ne permet pas à la non-linéarité opto-mécanique de s'exprimer.

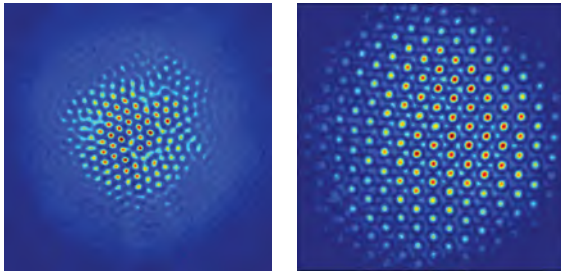


Fig. 2 : Structuration spontanée du profil d'intensité du faisceau laser. Non-linéarité électronique (à gauche) et opto-mécanique (à droite).

CONCLUSION

Nous avons observé diverses instabilités transverses conduisant à l'auto-organisation du profil d'intensité d'un faisceau laser interagissant avec un nuage d'atomes froids. Dans certaines conditions, cette-ci s'accompagne d'une structuration de la densité spatiale atomique. Cette auto-organisation simultanée de la lumière et de la matière, dans une situation très symétrique avec un grand nombre de modes, présente un grand intérêt potentiel dans le régime de dégénérescence quantique [6].

RÉFÉRENCES

- [1] G. Grynberg, A. Maître and A. Petrossian, Phys. Rev. Lett., vol. 72, pp. 2379–2382, 1994.
- [2] T. Ackemann and W. Lange, Phys. Rev. A, vol. 50, pp. R4468–4471, 1994.
- [3] J.A. Greenberg, B.L. Schmittberger and D.J. Gauthier, Opt. Exp., vol. 19, pp. 22535, 2011.
- [4] G. Labeyrie *et al.*, Nature Photonics, vol. 8, pp. 321–325, 2014.
- [5] W.J Firth, J. Mod. Opt., vol. 37, pp. 151–153, 1990.
- [6] S. Gopalakrishnan, B.L. Lev, and P.M. Goldbart, Nature Physics, vol 5, pp. 845–850, 2009.

COLLISION DE MASCARETS OPTIQUES DANS LES FIBRES OPTIQUES

Christophe Finot¹, Julien Fatome¹, Guy Millot¹, Andrea Armaroli² et Stefano Trillo²

¹ Laboratoire Interdisciplinaire CARNOT de Bourgogne, UMR 6303 CNRS-Université de Bourgogne-Franche-Comté, 9 av. Alain Savary, BP 47 870, 21 078 Dijon, France

² Dipartimento di Ingegneria, Università di Ferrerara, via Saragat 1, 44122 Ferrara, Italy

christophe.finot@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Les instabilités optiques générées par mélange à quatre ondes sont étudiées expérimentalement dans les fibres optiques. En régime de dispersion normale, elles se traduisent par la génération d'ondes de choc et par des collisions successives de ces trains d'ondes.

MOTS-CLEFS : *Optique non-linéaire ; hydrodynamique optique ; fibre optique.*

1. CONTEXTE DES TRAVAUX

Les ondes de choc dispersives (Dispersive shock waves - DSW) sont des trains d'onde oscillants non-stationnaires générés grâce à la régularisation par la dispersion d'ondes de choc classiques qui surviennent typiquement dans les systèmes décrits par l'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL) focalisante [1]. Plusieurs observations et expériences se sont concentrées sur leur caractérisation dans le domaine spatial dans des milieux non-linéaires défocalisants et en hydrodynamique [2, 3]. Or, des manifestations similaires peuvent également apparaître dans les fibres optiques ayant une dispersion normale [4, 5]. Dans les deux cas, les études rapportées à ce jour se sont restreintes aux ondes de choc résultant d'une excitation localisée (faisceau ou impulsion) de type brillante ou sombre.

Or, si l'on considère une excitation périodique, toute une série de chocs simples ou doubles va se produire. Les trains oscillants générés par des points de choc adjacents ne peuvent alors que rentrer en collision, formant ainsi un motif récurrent bien plus complexe, semblable à une onde de choc hydrodynamique. Bien que les DSW soient la signature d'une non-linéarité dominante, il est possible d'observer de tels phénomènes dans des fibres longues ayant une dispersion faible (~ 2 ps/nm/km) et cela pour des puissances de l'ordre de quelques Watts. De tels niveaux de puissance sont totalement compatibles avec l'amplification d'une onde continue. Pour la première fois à notre connaissance, nous avons pu mener une série d'expériences dans laquelle la formation et l'évolution des DSWs durant le mélange à quatre ondes multiple peuvent être suivie grâce à un oscilloscope à échantillonnage optique ayant une résolution sub-picoseconde [7].

2. DSW EN REGIME DE DISPERSION NORMALE

La figure 1(a) montre une illustration schématique du choc obtenu après propagation non-linéaire d'une modulation d'intensité à 28 GHz (se traduisant spectralement par la présence de trois ondes distinctes). Nous pouvons montrer par simulation numérique de l'ENSL que des résultats similaires peuvent être réalisés dans le cas où le signal initial est constitué par le battement de deux ondes continues de même intensité et séparées spectralement de 28 GHz (configuration mise en œuvre expérimentalement sur la figure 1(b)).

Dans les deux configurations, les oscillations temporelles rapides dues à l'émergence des DSWs prennent la forme de trains de solitons sombres entrant en collision, ou bien alors de solution

à phase multiple de l'ESNL. Les variations entre les motifs finalement observés sont à attribuer aux différences existant dans la phase initiale où le choc se développe. Dans le cas de l'excitation par trois ondes, le motif final résulte ainsi de chocs doubles symétriques, conduisant alors à des formes d'éventails divergeant. Au contraire, dans une excitation symétrique à deux ondes, des singularités au point d'amplitude nulle apparaissent, ce qui se traduit par la formation caractéristique de solitons noirs persistants. Au contraire, dans une excitation symétrique à deux ondes, des singularités au point d'amplitude nulle apparaissent, ce qui se traduit par la formation caractéristique de solitons noirs persistants.

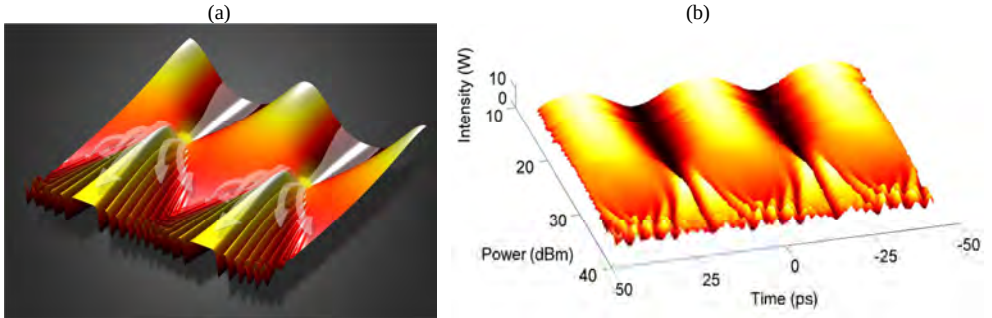


Fig. 1 : (a) Vue schématisée de la génération des ondes de chocs et de leur collision lors de la propagation dans une fibre optique à dispersion normale d'une excitation sinusoïdale. (b) Résultats expérimentaux obtenus après une distance de propagation de 6 km lorsque qu'une excitation constituée par deux ondes continues séparées de 28 GHz est injectée dans la fibre.

CONCLUSION

En conclusion, nous décrivons une série de résultats expérimentaux concernant les instabilités d'ondes de choc générées par mélange à quatre ondes multiple en régime de dispersion normale. Ces observations expérimentales menées aux longueurs d'onde des télécommunications optiques sont en accord avec les simulations numériques de l'équation de Schrödinger non-linéaire. Ces ondes de choc, semblables à celles rencontrées en hydrodynamique, montrent une nouvelle fois la versatilité des plateformes optiques fibrées qui permettent de réaliser des expériences d'hydrodynamique en faisant intervenir des photons [7, 8].

RÉFÉRENCES

- [1] A.V. Gurevich and L.P. Pitaevskii, *Sov. Phys. JETP*, vol. 38, p. 291, 1974; A. M. Kamchatnov, *Phys. Rep.*, vol. 286, p. 199, 1997; M. Hoefer and M. Ablowitz, *Scholarpedia*, vol. 4, p. 5562, 2009.
- [2] W. Wan, S. Jia, and J. W. Fleischer, *Nature Phys.*, vol. 3, p. 46, 2007.
- [3] N. Ghofraniha, C. Conti, G. Ruocco, and S. Trillo, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, p. 043903, 2007;
- [4] Y. Kodama and S. Wabnitz, *Opt. Lett.*, vol. 20, p. 2291, 1995.
- [5] J. E. Rothenberg and D. Grischkowsky, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 62, p. 531, 1989.
- [6] J. Fatome, C. Finot, G. Millot, A. Armaroli, and S. Trillo, *Phys. Rev. X*, vol. 4, 021022, 2014.
- [7] B. Kibler et al., *Nature Phys.*, vol. 6, p. 790 2010.
- [8] B. Varlot, S. Wabnitz, J. Fatome, G. Millot and C. Finot, *Opt. Lett.* 38, 3899-3902, 2013.

STRUCTURAL IMAGING IN CELLS AND TISSUES BY POLARIZED FLUORESCENCE AND NONLINEAR OPTICAL MICROSCOPY

P. Gasecka, FZ Bioud, P Ferrand, J Duboisset, N. Kumar Balla, S. Brasselet

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

sophie.brasselet@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Polarized nonlinear microscopy offers today unprecedented ways to visualize molecular organization at the nanoscale in biological tissues. We will present how polarization can be used in nonlinear imaging to provide such information, which can be related to biological functions and applied to biomedical optics.

MOTS-CLEFS : *nonlinear microscopy, two photon fluorescence, Coherent Anti Stokes Raman Spectroscopy, Second Harmonic Generation, polarized microscopy*

Multimodal optical imaging is reaching today a mature stage, using the combination of fluorescence and nonlinear coherent optical contrasts to reveal morphological features in biological tissues from fixed samples to in vivo studies. While imaging can guide interpretation through morphological observation at the optical diffraction scale, providing finer structural information on bio-molecular assemblies requires challenging instrumentation developments.

Reporting molecular organization in crystals, proteins aggregates or lipid membranes down to the nano scale is made possible using polarization resolved optical microscopy, taking advantage of the orientation-sensitive coupling between optical excitation fields and transition dipole moments [1]. In this presentation, we will describe how this approach can be implemented and exploited to monitor molecular angular behavior and access sub-diffraction scale structural information.

We will illustrate the use of polarization resolved optical imaging in live cell membranes and proteins assemblies such as in amyloid fibrils and actin fibers of the cell cytoskeleton [2-6], and show how this information, when brought down to the single molecule scale, brings additional insight into the dynamic nature of orientational behaviors at the nanometric scale. We will also show how polarized nonlinear signals such as Four Wave Mixing (FWM) and Coherent Anti Stokes Raman Scattering (CARS) bring a superior level of detail in the organization of lipids in cells and tissues, without the use of fluorescent labels [7].

RÉFÉRENCES

- [1] S. Brasselet, *Advances in Optics and Photonics* 3, 205 (2011)
- [2] A. Kress, Xiao Wang, H. Ranchon, J. Savatier, H. Rigneault, P. Ferrand, S. Brasselet, *Biophys. J.* 105, 127 (2013)
- [3] A. Gasecka, P. Tauc, A. Bentley, S. Brasselet, *Phys Rev Lett* 108, 263901 (2012)

- [4] J. Duboisset, P. Ferrand, H. Wei, X. Wang, H. Rigneault, S. Brasselet, J. Phys. Chem. B, 117 (3), 784 (2013)
- [5] M. Mavrikis, Y. Azou-Gros, F.-C. Tsai, J. Alvarado, A. Bertin, F. Iv, A. Kress, S. Brasselet, G.H. Koenderink and T. Lecuit. Nature Cell Biology 16, 322–334 (2014)
- [6] P. Ferrand, P. Gasecka, A. Kress, X. Wang, F.-Z. Bioud, J. Duboisset, S. Brasselet. Biophys. J. 106 2330–2339 (2014)
- [7] F.-Z. Bioud, P. Gasecka, P. Ferrand, H. Rigneault, J. Duboisset, and S. Brasselet, Phys. Rev. A 89, 013836 (2014).

DIFFÉRENTS RÉGIMES DE SYNCHRONISATION DANS LES LASERS BIFRÉQUENCES

Marco Romanelli, Marc Brunel, Marc Vallet

Institut de Physique de Rennes, UMR Université Rennes I - CNRS 6251, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes Cedex, France

marco.romanelli@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons différents régimes de synchronisation du battement d'un laser bifréquence solide sur un oscillateur radiofréquence externe. La synchronisation est obtenue par rétro-injection optique décalée en fréquence. Ce système nous a permis de mettre en évidence et d'étudier un régime de synchronisation générique : l'accrochage de fréquence sans accrochage de phase. Des dynamiques similaires se retrouvent dans des lasers semi-conducteurs DFB couplés, adaptés à la réalisation d'oscillateurs photoniques microondes.

MOTS-CLEFS : Lasers bifréquences ; rétro-injection optique ; synchronisation

Les lasers bifréquences produisent une oscillation radiofréquence sur porteuse optique, par battement entre les deux modes de polarisation d'un même laser. Cette approche permet d'obtenir un taux de modulation de 100%, une bonne stabilité en fréquence du battement, et un excellent recouvrement spatial entre les faisceaux optiques, propriétés qui font du laser bifréquence un outil de choix pour diverses applications, comme le lidar-radar ou la radio-sur-fibre [1]. Lorsqu'une grande pureté spectrale est nécessaire, le battement doit être asservi en utilisant des boucles à verrouillage tout-optiques ou opto-électroniques. Dans ce contexte, le laser bifréquence se révèle aussi un système modèle versatile et riche pour l'étude de la synchronisation d'oscillateurs couplés.

Un exemple de laser bifréquence réalisé au laboratoire est représenté sur la Fig. 1(a). Il s'agit d'un laser Nd:YAG à cavité plan-concave, pompé par diode. La cavité contient deux lames quart d'onde qui permettent d'ajuster la fréquence du battement $\nu_y - \nu_x$. L'oscillation monomode longitudinale sur chaque état de polarisation est assurée par un étalon intracavité.

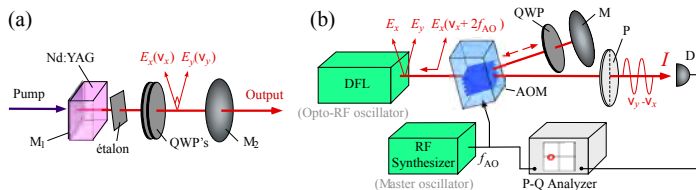


FIGURE 1 : (a) Laser Nd:YAG bifréquence. (b) Montage expérimental permettant de verrouiller le battement par rétro-injection optique décalée en fréquence.

Afin de verrouiller le battement sur un oscillateur radiofréquence de référence, on utilise une cavité externe contenant une lame quart d'onde, un modulateur acousto-optique et un miroir. Après un aller-retour dans cette cavité, la fréquence du mode E_x devient $\nu_x + 2f_{AO}$; la polarisation du mode est aussi basculée de 90° . Pour un taux de ré-injection donné, on observe trois régimes distincts en fonction du désaccord $\Delta\nu = \nu_y - (\nu_x + 2f_{AO})$: pour un petit désaccord, le battement est verrouillé en phase sur l'oscillateur de référence (Fig. 2a) ; à grand désaccord, la phase relative dérive (Fig. 2c) ; enfin, entre ces deux cas, on a une situation intermédiaire, d'accrochage de fréquence sans accrochage de phase, dans laquelle la phase relative oscille sans jamais effectuer un tour complet [2]. Si on caractérise précisément

ce dernier régime en mesurant la densité spectrale des fluctuations de la phase relative, on s'aperçoit de façon un peu inattendue qu'il s'agit d'une situation très proche du verrouillage de phase "standard" : en particulier, la stabilité à long terme de l'oscillateur local est reportée sur le battement, autrement dit la réduction de bruit de phase en basse fréquence est la même, que la phase soit verrouillée ou non. La synchronisation est donc insensible à une instabilité de type Hopf. Le régime de phase bornée est générique, car il apparaît au voisinage d'une bifurcation de Hopf [3] ; en effet, des comportements similaires ont été mis en évidence récemment dans d'autres systèmes, hydrodynamiques ou nanomécaniques [4].

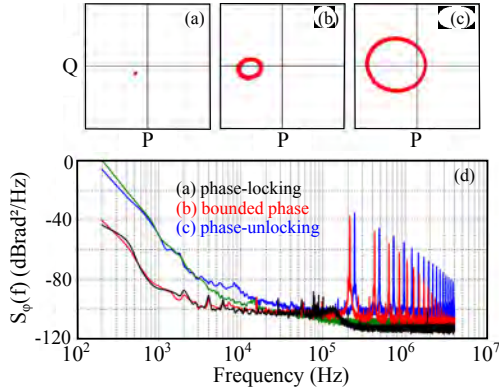


FIGURE 2 : Mesure des deux quadratures P et Q du signal de battement, dans le référentiel tournant à la fréquence $2f_{AO}$, (a) dans le régime de verrouillage de phase, (b) d'accrochage de fréquence sans accrochage de phase, et (c) de dérive de phase. (d) Mesure du spectre de bruit de phase $S_\phi(f) = 10 \log |\phi(f)|^2$, dans les trois cas précédents. Par comparaison, le spectre de bruit de phase du battement libre est reporté en vert.

L'accrochage de fréquence sans accrochage de phase n'est pas le seul exemple d'un comportement générique des oscillateurs bifréquences. Le même système permet en effet de mettre en évidence un type de réponse excitable ayant des caractéristiques originales, ainsi qu'un régime de fonctionnement présentant des événements extrêmes de grande amplitude [5]. Des dynamiques de ce type apparaissent aussi dans des lasers semi-conducteurs DFB monolithiques couplés, adaptés à la réalisation d'oscillateurs photoniques autour de 10 GHz [6].

RÉFÉRENCES

- [1] M. Brunel et al., "Generation of tunable high-purity microwave and terahertz signals by two-frequency solid-state lasers", *Proc. SPIE* **5466**, 131-139 (2004).
- [2] J. Thévenin, M. Romanelli, M. Vallet, M. Brunel, and T. Erneux, "Resonance assisted synchronization of coupled oscillators : frequency locking without phase locking", *Phys. Rev. Lett.* **107**, 104101 (2011).
- [3] M. Romanelli, L. Wang, M. Brunel, and M. Vallet, "Measuring the universal synchronization properties of driven oscillators across a Hopf instability", *Opt. Exp.* **22**, 7364 (2014).
- [4] L. K. Li and M. P. Juniper, "Phase trapping and slipping in a forced hydrodynamically self-excited jet", *Journal of Fluid Mechanics*, **735**, R5 (2013); T. Barois, S. Perisanu, P. Vincent, S. T. Purcell, and A. Ayari, "Frequency modulated self-oscillation and phase inertia in a synchronized nanowire mechanical resonator", *New Journal of Physics*, **16**, 083009 (2014).
- [5] M. Romanelli, M. Brunel, M. Vallet, and T. Erneux, en préparation.
- [6] L. Wang, M. Romanelli, F. Van Dijk, and M. Vallet, "Photonic microwave oscillator based on monolithic DFB lasers with frequency-shifted feedback", *Electron. Lett.* **50**, 451 (2014).

STRUCTURES LOCALISEES DANS LES LASERS A SEMI-CONDUCTEURS A MODES BLOQUES

Mathias Marconi¹, Julien Javaloyes², Patrice Camelin¹, Daniel Chaparro², Salvador Balle², Massimo Giudici¹

1 : Institut Non Linéaire de Nice - UMR7335 Université Nice Sophia Antipolis, CNRS ; 1361 route des Lucioles, 06560 Valbonne - France

2 : Universitat de les Illes Balears, Cra. de Valldemossa, km 7.5, 07122 Palma Mallorca, Espagne

massimo.giudici@inln.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Les structures localisées (SL) apparaissent dans les milieux non linéaires dissipatifs à très grand rapport d'aspect où plusieurs solutions coexistent dans l'espace des paramètres. Bien que les SL soient un phénomène général, leur réalisation dans des lasers à semi-conducteurs leur confère un intérêt particulier en raison de leur potentiel pour le traitement tout-optique de l'information. Dans cette contribution nous montrons l'existence de SL temporelles dans les lasers à semi-conducteur à cavité verticale (VCSELs) couplés à une cavité externe. Plus précisément nous illustrerons comment les pulses d'un système laser à modes verrouillés deviennent *localisés* et donc individuellement adressables.

MOTS-CLEFS : *structures localisées ; laser à semi-conducteurs ; verrouillage modal*

1. INTRODUCTION

Les Structures Localisées (SL) apparaissent dans les milieux non linéaires dissipatifs à très grand rapport d'aspect où deux ou plusieurs solutions coexistent dans l'espace des paramètres. Dans les résonateurs optiques les SL sont des états où la lumière reste confinée dans la dimension transverse à la propagation du champ (SL spatiales, [1]) ou bien dans la dimension longitudinale (SL temporelles, [2]) ou bien dans les deux (balles de lumière). Les SL spatiales ont été observées dans la section transverse d'un laser à semi-conducteur à cavité verticale (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser, VCSEL) ayant une section suffisamment étendue pour réaliser la condition décrite ci-dessus [1].

Dans cette contribution, nous abordons la possibilité de générer des SL Temporelles (SLT) à l'aide d'un VCSEL monté en cavité étendue. Dans la direction de propagation du champ la condition de système spatialement étendu se traduit par une longueur de la cavité externe suffisamment importante pour que le temps d'aller-retour dans la cavité (τ) soit beaucoup plus grand que les échelles de temps du VCSEL, dont la plus lente est le temps de récupération du gain ($\tau_g \sim 1$ ns). Dans cette limite $\tau \gg \tau_g$, nous montrons l'existence de SLT dans le régime de verrouillage modal passif (PML), où le VCSEL est couplé à un miroir absorbant saturable résonant (RSAM).

2. DU VERROUILLAGE MODAL AUX PULSES LOCALISES

Le critère de stabilité de Haus pour les pulses PML [3] indique que la condition $\tau \gg \tau_g$ conduirait nécessairement à un verrouillage modal harmonique d'ordre N, avec N pulses circulants dans la cavité comme unique solution stable. Nous montrons que, en dépit de ce critère, pour des paramètres appropriés, la solution triviale est stable et elle coexiste avec un grand nombre de solutions à modes bloqués, chacune caractérisée par un nombre variable d'impulsions (allant de zéro à N) et un arrangement spécifique de celles-ci dans la cavité.

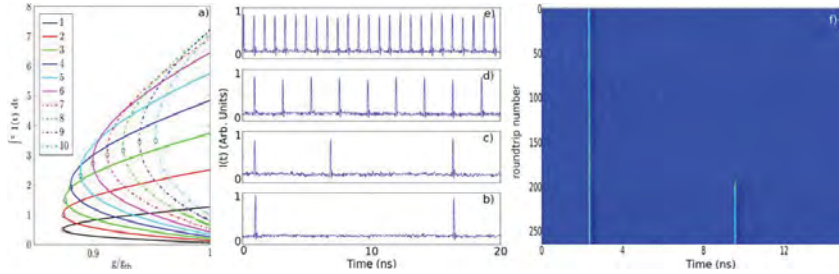


Fig. 1 : a) Repliement calculé numériquement des nombreuses solutions PML avec un nombre différent d'impulsions par aller-retour, pour $\tau = 16\tau_g$. b-e) Trace temporelles obtenues expérimentalement pour les mêmes valeurs de paramètres ($J=290$ mA). f) Représentation espace-temps montrant la génération d'une impulsion localisée suite à une perturbation mécanique du système. L'intensité augmente du bleu au rouge.

Nous observons cela dans le diagramme de bifurcation de la solution PML à une seule impulsion en fonction du pompage. Dans la limite $\tau \gg \tau_g$ et pour des valeurs de pompage inférieures au seuil du laser, cette bifurcation devient sous-critique. La solution PML à une seule impulsion coexiste alors avec la solution d'émission nulle et un grand nombre de solutions à n -impulsions (n variant entre 0 et N) par aller-retour se stabilise pour les mêmes valeurs des paramètres (Fig. 1a). Cette multistabilité suggère que la solution avec N impulsions devient entièrement décomposable, puisque chaque impulsion de cette solution peut être allumée ou éteinte par une perturbation externe. Nous montrons alors numériquement que ces impulsions peuvent être utilisées comme des bits d'information stockés dans la cavité, ce qui permet d'implémenter une mémoire tampon tout-optique avec un débit limité par la taille des SLT, soit environ 1 Gb/s pour des paramètres typiques [2].

Les résultats de notre analyse théorique sont confirmés par une expérience où un VCSEL est couplé à un RSAM. Le VCSEL émet à 980 nm et son seuil J_{st} est d'environ 380 mA. Le RSAM présente une réflectivité de 1% qui passe à 60% lorsqu'il est saturé et son temps de relaxation est de 1 ps. Nous appliquons les conditions d'existence de SLT décrites par l'analyse théorique ; notre cavité externe est dimensionnée pour avoir $\tau = 15,4$ ns et le VCSEL est polarisé en-dessous du seuil ($J < J_{st}$). Des impulsions à modes bloqués sont émises à la fréquence de répétition fondamentale de 65 MHz, comme le montre la Fig. 1b-e. Plusieurs états d'émission, chacun avec un nombre différent d'impulsions (de 0 à 19) par aller-retour, coexistent pour la même valeur de J . La stabilité de chaque état peut être analysée en balayant le paramètre J , ce qui révèle, en accord avec la théorie, la coexistence de tous ces états et la nature localisée des impulsions qui les composent. Dans la Fig. 1f nous représentons l'évolution des SLT avec un diagramme espace-temps où la série temporelle est repliée sur elle-même à chaque aller-retour dans la cavité externe. La Fig. 1f montre la génération d'une impulsion suite à la perturbation mécanique du système. De façon plus contrôlée, nous pouvons adresser les pulses localisés à l'aide d'une perturbation dans le courant de pompage. Nous tentons actuellement de réaliser cela aussi avec des perturbations optiques.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Barland et al., "Cavity solitons as pixels in semiconductor microcavities", *Nature* 419, 699 (2002).
- [2] F. Léo et al. "Temporal cavity solitons in one-dimensional Kerr media as bits in an all-optical buffer", *Nature Photon.* 4, 471 (2010).
- [3] H. A. Haus. "Mode-locking of lasers," *IEEE J. Selec. Top. Quant. Electron.*, 6, pp. 1173--1185, 2000

Introduction à la ‘science attoseconde’

Fabien Quéré

¹ Laboratoire Lasers Dynamiques Interactions, CEA/DSM/IRAMIS, CEA Saclay, Bât. 522,
91 191 Gif-sur-Yvette

fabien.quere@cea.fr

RÉSUMÉ

Depuis 2001, on sait générer via des effets optiques très fortement non-linéaires des impulsions de lumière cohérente de durée attoseconde ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$), suffisamment courte pour pouvoir résoudre temporellement la dynamique des électrons dans la matière. Cette présentation fournira une introduction didactique aux principaux concepts mis en jeu dans cette nouvelle ‘science attoseconde’ : comment générer des impulsions attosecondes ? Comment en mesurer la durée ? Comment les utiliser dans des expériences pompe-sonde ?

MOTS-CLEFS : science ultrarapide; impulsions ultra-courtes ; optique non-linéaire

1. INTRODUCTION

Depuis plusieurs décennies, les impulsions laser ultrabrèves permettent de résoudre temporellement la dynamique de systèmes microscopiques excités. Ceci est réalisé au moyen d’expériences dites pompe-sonde, où une impulsion laser ultrabrève est séparée en deux faisceaux : l’un, appelé pompe, excite un système à un instant bien défini et y initie une dynamique, l’autre, appelé sonde, vient observer l’état de ce système à différents instants après cette excitation. Sur la base de ce schéma, les impulsions picosecondes et femtosecondes ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) ont permis le développement de la femtochimie –l’étude du mouvement des atomes dans les molécules excitées.

Depuis une dizaine d’années, l’objectif de la ‘science attoseconde’[1] est d’améliorer la résolution temporelle de ces techniques jusqu’à pouvoir résoudre temporellement le mouvement des électrons dans la matière. Pour les niveaux électroniques de cœur, cela nécessite d’obtenir des impulsions lumineuses avec des durées dans la gamme attoseconde ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$). Les premières impulsions de ce type ont été observées expérimentalement en 2001, et ont depuis été utilisées pour plusieurs expériences résolues en temps dans les atomes, molécules et solides. Dans cet exposé, je présenterai les idées clefs qui ont permis de produire ces impulsions, d’en mesurer la durée, et de les utiliser pour étudier des processus électroniques ultrarapides, et je résumerai finalement les défis qui se posent à ce domaine de recherche.

2. GENERATION D’IMPULSIONS ATTOSECONDES

Jusqu’à présent, tous les mécanismes physiques ayant permis de démontrer expérimentalement la génération d’impulsions attosecondes sont basés sur la même idée générale. Il s’agit d’induire une forte distorsion temporelle d’une onde laser, en utilisant une interaction fortement non-linéaire de cette onde avec la matière. Si cette distorsion temporelle, qui a la même périodicité que le champ laser initial, est bien localisée à l’échelle du cycle optique laser, il suffit ensuite de filtrer spectralement le champ obtenu, en ne conservant qu’une partie des nouvelles fréquences générées, pour obtenir des trains d’impulsions attosecondes. Ces trains comprennent une ou deux impulsions attosecondes par période laser, selon la symétrie du système physique utilisé pour la génération.

De telles interactions fortement non-linéaires nécessitent des intensités laser extrêmement élevées, qui sont néanmoins facilement atteignables au moyen d'impulsions laser femtosecondes. Deux types d'interaction ont actuellement permis d'obtenir des impulsions attosecondes :

- L'interaction avec des gaz atomiques ou moléculaires [1], à des intensités de l'ordre de 10^{14} à 10^{15} W/cm². Dans ce cas, le mécanisme de génération est la recollision d'électrons ionisés avec leurs ions parents, induite par le champ laser.

- L'interaction avec des miroirs plasmas [2] (plasmas denses générés à la surface de cibles solides), à des intensités allant de 10^{16} W/cm² à 10^{21} W/cm². Dans ce cas, différents mécanismes peuvent intervenir, tel que le 'miroir oscillant relativiste', où les impulsions attosecondes sont induites par l'effet Doppler résultant de l'oscillation relativiste de la surface du plasma sous l'effet d'un champ laser ultraintense.

Tous ces mécanismes génèrent néanmoins des séries d'impulsions attosecondes extrêmement proches (séparées par 1 à 2 fs typiquement), dont la durée globale est proche de celle de l'impulsion laser femtoseconde initiale. Ces trains ne sont donc pas directement exploitables pour les expériences pompe-sonde attosecondes. Depuis plus de 15 ans, des efforts considérables ont été déployés pour isoler une seule impulsion attoseconde au sein de ces trains. Je décrirai la dernière solution mise au point [3], la plus prometteuse pour les futures expériences pompe-sonde. Elle consiste à induire une rotation ultrarapide de la direction de propagation du laser durant l'impulsion femtoseconde de départ. Dans ces conditions, les impulsions attosecondes du train généré sur la cible se propagent dans des directions différentes, et finissent par former des faisceaux séparés, consistant chacun en une impulsion attoseconde isolée. Ce type de source est appelé un phare attoseconde, et a été observé aussi bien dans les plasmas que dans les gaz [4,5].

3. METROLOGIE TEMPORELLE DES IMPULSIONS ATTOSECONDES -

Dans la deuxième partie de l'exposé, j'expliquerai comment la durée de ces impulsions a pu être mesurée [1]. L'idée est de tirer parti du fait que leur spectre se situe dans la gamme extrême UV, avec des énergies de photons qui sont suffisantes pour ioniser la matière. On focalise donc ces impulsions sur une cible (gazeuse typiquement), afin de créer par photoionisation un paquet d'onde électronique, qui est une 'réplique' de l'impulsion attoseconde initiale. En réalisant cette photonisation en présence d'un champ laser intense, on induit un balayage temporel de l'énergie du photoélectron par le champ laser : la largeur du spectre de photoélectron mesuré permet alors de déterminer la durée du paquet d'onde électronique, et ainsi celle de l'impulsion attoseconde qui l'a créé. A partir de cette idée de départ très simple, des méthodes de mesure beaucoup plus élaborées ont été mises au point [6], qui permettent aujourd'hui de déterminer le champ $E(t)$ d'impulsions attosecondes d'une durée de quelques dizaines d'attosecondes seulement.

4. EXPERIENCES POMPE-SONDE ATTOSECONDES

Très rapidement après l'obtention de ces impulsions, elles ont été utilisées pour des expériences pompe-sonde sur la dynamique temporelle d'électrons excités dans la matière. Je présenterai les principales techniques expérimentales utilisées (spectroscopie de photoélectrons résolue en temps, spectroscopie d'absorption transitoire), et donnerai quelques exemples d'expériences réalisées sur des atomes, et plus récemment sur des solides tels que le silicium [7].

RÉFÉRENCES

- [1] Krausz & Ivanov, Rev. Mod. Phys. 81, 163 (2009)
- [2] Thaurý & Quéré, J. Phys. B. 43, 213001(2010)
- [3] Vincenti & Quéré, Phys.Rev.Lett. 108, 113904 (2012)
- [4] Wheeler et al, Nature Photonics 6, 829–833 (2012)
- [5] Kim et al, Nature Photonics 7, 651–656 (2013)
- [6] Mairesse & Quéré, Phys. Rev. A 71, 011401(R)(2005)
- [7] Schultze et al., Science 346, 1348-1352 (2014)

ÉTUDE A HAUTE RESOLUTION SPECTRALE DE L'ÉMISSION SYNCHROTRON COHERENTE

S. Tamaro^{1,2}, O. Pirali^{1,3}, P. Roy¹, J.-F. Lampin⁴, G. Ducournau⁴, A. Cuisset², F. Hindle², and G. Mouret²

¹ Ligne AILES, synchrotron SOLEIL, 91192 Gif sur Yvette, France

² Laboratoire de Physico-Chimie de l'Atmosphère, Université du Littoral Côte d'Opale, 189A Avenue Maurice Schumann, 59140 Dunkerque, France

³ Institut des Sciences Moléculaires d'Orsay, UMR8214 CNRS – Université Paris-Sud, Bât. 210, 91405 Orsay cedex, France

⁴ Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie, UMR8520 CNRS – Université de Lille 1, Avenue Poincaré-Cité Scientifique CS 60069, 59652 Villeneuve d'Ascq, France

olivier.pirali@synchrotron-soleil.fr

RÉSUMÉ

La ligne AILES du laboratoire SOLEIL extrait la radiation synchrotron émise dans le domaine des basses énergies : entre 3 cm^{-1} et 1500 cm^{-1} soit environ 0.1-50 THz. Le mode de stockage « low-alpha » des paquets d'électrons permet d'obtenir une émission synchrotron « cohérente » très intense dans la gamme 0.1-1 THz. Récemment nous avons développé un récepteur hétérodyne qui permet d'enregistrer des spectres autour de 200, 400 et 600 GHz avec une très haute résolution spectrale. Nos premières mesures démontrent que dans le cas d'émission synchrotron cohérente, la radiation n'est pas un continuum mais est composée d'un peigne de fréquence THz très dense correspondant aux fréquences caractéristiques de l'anneau SOLEIL.

MOTS-CLEFS : *émission synchrotron cohérente ; peigne de fréquence ; THz ; détection hétérodyne*

1. INTRODUCTION

La mise en œuvre de techniques basées sur l'exploitation de peignes de fréquence a permis une évolution très importante des études portant sur la métrologie de fréquence et son application à la spectroscopie atomique et moléculaire à haute résolution [1]. Initialement développée dans les domaines du visible et proche infrarouge (IR), la génération de peignes de fréquence couvre désormais les gammes de l'IR moyen, à l'ultra-violet du vide. Désormais plusieurs groupes s'efforcent à développer une source de peigne de fréquence dans la gamme THz (défini entre 0.1 THz et 10 THz). Les approches basées sur la conversion d'un peigne optique grâce à un émetteur photoconducteur THz [2] ou par lasers QCL [3] permettent d'obtenir des peignes de fréquence THz mais qui présentent des limitations dues aux puissances THz relativement faibles ou aux gammes spectrales très limitées.

Une alternative aux techniques basées sur l'exploitation de lasers est l'utilisation de sources de rayonnement synchrotron. En particulier le mode de stockage « low- α » des paquets d'électrons circulant dans l'anneau SOLEIL produit une émission synchrotron « cohérente » intense dans la gamme 0.1-1THz. Des puissances 10 000 fois supérieures à l'émission synchrotron non cohérente standard peuvent être atteintes dans cette gamme en réduisant la longueur des paquets d'électrons de manière à produire une cohérence de phase entre les radiations émises par les électrons de chaque paquet. Dans ce travail, nous avons étudié les propriétés de cette émission synchrotron cohérente à l'aide de deux techniques expérimentales. Nous avons utilisé un interféromètre par

transformation de Fourier commercial (BrukerIFS125) permettant d'enregistrer des spectres sur toute la gamme avec une résolution spectrale limitée à 30 MHz et nous avons développé un récepteur hétérodyne permettant d'obtenir des spectres autour de fréquences spécifiques (200, 400 et 600 GHz) avec une résolution meilleure que 1 KHz.

2. RESULTATS

La figure 1 présente les spectres enregistrés par interférométrie TF ainsi que les spectres enregistrés avec notre récepteur hétérodyne dans une gamme de quelques GHz autour de 200 GHz.

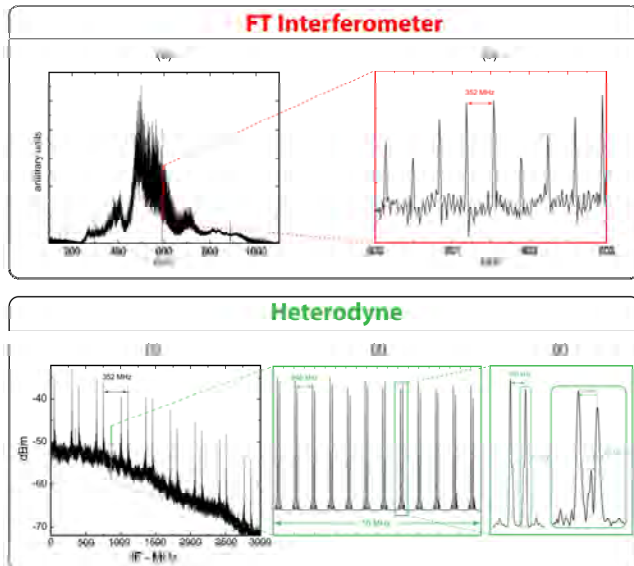


Fig. 1 : propriétés spectrales de l'émission synchrotron cohérente. Les graphiques (a) et (b) représentent le spectre obtenu par spectroscopie TF ; les graphiques (c), (d) et (e) sont les spectres obtenus par technique hétérodyne avec la fréquence de l'oscillateur local fixé à 200 GHz.

La très haute résolution spectrale accessible par technique hétérodyne révèle la nature discrète de l'émission synchrotron cohérente. Le peigne de fréquence qui couvre la gamme 0.1-1THz présente une très grande densité de modes (l'espacement entre mode est de 846 kHz, correspondant à la fréquence de révolution des paquets d'électrons dans l'anneau), la largeur des pics est de quelques centaines de Hz et le peigne ne présente pas de fréquence d'offset. Ces propriétés exceptionnelles de l'émission synchrotron dans le mode cohérent ouvrent des perspectives très intéressantes pour les études de spectroscopie et de dynamique moléculaire [4] par rayonnement synchrotron. Je présenterai les détails expérimentaux qui ont amenés à caractériser précisément la structure spectrale de l'émission synchrotron cohérente ainsi que les premiers tests de spectroscopie moléculaires et les perspectives de ce travail.

3. REFERENCES

- [1] Udem, Th. et al., *Nature* **416**, 233-237 (2002).
- [2] Finneran, I. A., et al., *Phys. Rev. Lett.* **114**, 163902 (2015)
- [3] Barbieri, S. et al., *Nature Photon.* **5**, 306-313 (2011)
- [4] Tammaro et al., *Nature Comm.*, *accepté pour publication*

REFROIDISSEMENT MOLECULAIRE INDUIT PAR CHAMPE ELECTRIQUE ; MISE EN EVIDENCE PAR SPECTROSCOPIE NON LINEAIRE CARS

Christophe Louot¹, Erwan Capitaine¹, Farid El. Bassri¹, Dominique Pagnoux¹, Philippe Leproux¹, Hideaki Kano², Vincent Couderc¹

¹ Laboratoire XLIM UMR CNRS 7252, Université de Limoges 123 Av. A. Thomas 87060 limoges, France

² Institute of Applied Physics, University of Tsukuba, 1-1-1 Tennodai, Tsukuba, Ibaraki, 305-8573, Japan
vincent.couderc@xlim.fr

RÉSUMÉ

Nous avons montré qu'un refroidissement moléculaire pouvait être induit par un champ électrique statique appliqué à des molécules non polaires d'huile de paraffine. Cet effet a été mis en évidence grâce à une mesure de spectroscopie CARS (Coherente Anti-Stokes Raman Scattering). De manière complémentaire, l'exposition de molécules à un champ électrique permet de contrôler leur orientation et ainsi d'améliorer ou de diminuer l'amplitude de leur signature vibrationnelle.

MOTS-CLEFS : *interaction lumière-matière, spectroscopie CARS, refroidissement moléculaire.*

1. INTRODUCTION

La spectroscopie CARS est une méthode d'identification moléculaire qui est basée sur l'excitation simultanée de liaisons atomiques grâce à un couple de faisceaux lasers (Pompe et Stokes). Leur écart fréquentiel est égal à la fréquence de vibration de la liaison que l'on souhaite exciter ce qui permet d'obtenir une réponse cohérente du matériau [1]. Si cette méthode de spectroscopie a été décrite très tôt en 1965 par P. D. Maker et al., il a fallu attendre les années 2000 pour voir émerger de nouvelles applications tournées vers l'imagerie cellulaire et le biomédical.

Afin de pouvoir stimuler et détecter simultanément plusieurs fréquences vibrationnelles, il est possible de remplacer l'onde monochromatique Stokes par un continuum de lumière possédant un grand nombre de longueurs d'onde, on parle alors de CARS Multiplex (M-CARS). Grâce à ce procédé, l'enregistrement d'un spectre unique peut donner des informations sur un grand nombre de liaisons et ainsi caractériser totalement un échantillon biologique.

Dans la littérature, de nombreux exemples de microscopes CARS Multiplex ont été rapportés. En 2003, Paulsen et al. ont mis au point un système de microscopie basé sur l'utilisation d'un laser à modes bloqués délivrant des impulsions de 50 fs de durée pour une fréquence de récurrence de 76 MHz ($\lambda=795$ nm). Une fibre microstructurée permettait alors d'étendre le spectre grâce à un auto-décalage en fréquence de solitons [2]. Plus tard, en 2007, la première expérience de CARS multiplex utilisant un microlaser était publiée par Okuno et al. [3][4]. Ce dispositif, très compact, et beaucoup moins onéreux que les systèmes femtosecondes, a montré toute son efficacité dans la prise d'images de cellules tout en isolant une espèce chimique particulière. L'étroite largeur spectrale de l'impulsion laser de pompe permet d'obtenir une très forte résolution spectrale ($< 1 \text{ cm}^{-1}$) tout en conservant une simultanéité forte entre toutes les composantes du spectre. L'inconvénient majeur de ce système CARS multiplex subnanoseconde réside dans le fait qu'une composante non linéaire, non issue des transitions vibrationnelles, se superpose au signal utile. On observe alors une déformation de celui-ci qu'il faut extraire grâce à une approche numérique ce qui limite la sensibilité du système global.

Dans le but de résoudre ce problème et de pouvoir contrôler l'orientation moléculaire nous avons rajouté, à cette microscopie CARS multiplex, une excitation électrique statique (puis pulsée). Nous avons alors démontré qu'il était possible de contrôler l'amplitude du signal en maîtrisant l'orientation des molécules. Cette manipulation est réalisée grâce au contrôle de l'orientation du champ électrique vis à vis du vecteur polarisation des ondes pompe et Stokes. La figure 1 montre un exemple d'évolution pour un échantillon d'huile de paraffine. Pour une tension de 1.7 kV une contribution maximale du signal CARS est obtenue. Au delà de cette tension, une contrainte électrostatique forte est exercée sur la molécule. On obtient alors une décroissance du signal CARS mais aussi un décalage de la raie ce qui est la signature d'une baisse de la température de la molécule sous test. Une troisième signature, liée à la diminution de la largeur de la raie CARS, est également observée ce qui nous conforte dans la mise en évidence d'un refroidissement moléculaire induit par effet électrique.

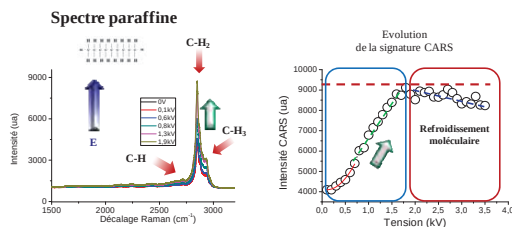


Fig. 1 : (Gauche) Evolution du profil du spectre CARS de l'huile de paraffine en fonction de la tension électrique appliquée. (Droite) Evolution de l'amplitude de la signature CARS en fonction de la tension de polarisation.

CONCLUSION

Nous avons mis en évidence, grâce à un système de spectroscopie CARS multiplex, un refroidissement moléculaire induit par un champ électrique statique appliqué à de l'huile de paraffine. L'application du champ externe permet, dans un premier temps, de réaliser une orientation moléculaire améliorant l'amplitude de la signature CARS des liaisons C-H₂. Pour des valeurs de champ plus fortes, une baisse de l'amplitude du signal, combinée à une modification du décalage Raman et une réduction de la largeur spectrale de la raie Anti-Stokes est obtenue. Toutes ces évolutions sont autant de preuves de la baisse locale de la température au sein de l'échantillon de paraffine.

RÉFÉRENCES

- [1] P. D. Maker and R. W. Terhune, "Study of Optical Effects Due to an Induced Polarization Third Order in the Electric Field Strength," *Phys. Rev.* **137**, 801-818 (1965).
- [2] Henrik Nørgaard Paulsen, Karen Marie Hilligsøe, Jan Thøgersen, Søren Rud Keiding, and Jakob Juul Larsen, "Coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy with a photonic crystal fiber based light source," *Opt. Lett.*, **28**, 1123-1126 (2003).
- [3] Masanari Okuno, Hideaki Kano, Philippe Leproux, Vincent Couderc, and Hiro-o Hamaguchi, "Ultrabroadband (>2000 cm⁻¹) multiplex coherent anti-Stokes Raman scattering spectroscopy using a subnanosecond supercontinuum light source," *Opt. Lett.*, **32**, 3050-3052 (2007).
- [4] Masanari Okuno, Hideaki Kano, Philippe Leproux, Vincent Couderc, and Hiro-o Hamaguchi, "Ultrabroadband multiplex CARS microspectroscopy and imaging using a subnanosecond supercontinuum light source in the deep near infrared," *Opt. Lett.*, **33**, 923-926 (2008).

NANO-OPTIQUE: UNE FENÊTRE INATTENDUE SUR LES ÉCHELLES NANOMÉTRIQUES

Michel Orrit¹

¹ Huygens-Kamerlingh Onnes Laboratory, Leiden University, Niels Bohrweg 2, 2300 RA

Leiden, Netherlands

orrit@physics.leidenuniv.nl

RÉSUMÉ

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

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

1. INTRODUCTION

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

2. DIFFUSION ROTATIONNELLE

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

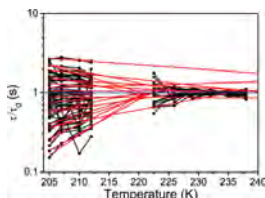


Fig. 1 : Hétérogénéité des temps de diffusion rotationnelle de molécules (à gauche) et de nanobarreaux d'or (à droite) et son évolution avec la température (d'après [3]).

3. CONTRASTE PHOTOTHERMIQUE

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

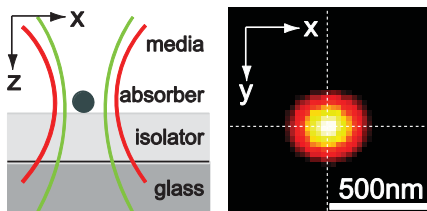


Fig. 2 : Diagramme de principe de l'imagerie photothermique employant un faisceau pompe (vert) et un faisceau sonde (rouge) et détectant les variations thermiques d'indice. Exemple de signal provenant d'une nanosphère d'or de 20 nm de diamètre (d'après réf. [4]).

4. CAPTEUR PLASMONIQUE

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

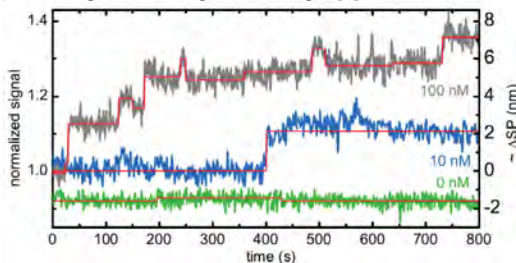


Fig. 3 : Traces temporelles du signal photothermique d'un nanobarreau d'or montrant les événements discrets d'adsorption et de désorption de molécules de protéine (streptavidine/phyco-érythrine ; d'après réf. [5]).

5. EXALTATION DE FLUORESCENCE

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

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

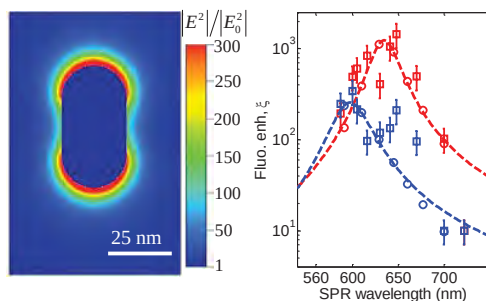


Fig. 4 : Distribution de l'intensité lumineuse autour d'un nanobarreau d'or excité à la résonance plasmon longitudinale. Noter la forte exaltation près des extrémités, dépassant un facteur 250. À gauche la dépendance en longueur d'onde du facteur global d'exaltation pour deux longueurs d'onde d'excitation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

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

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

RÉFÉRENCES

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

Nano-Optomechanics in a Focused Laser Beam

Olivier Arcizet

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

Summary

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

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

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

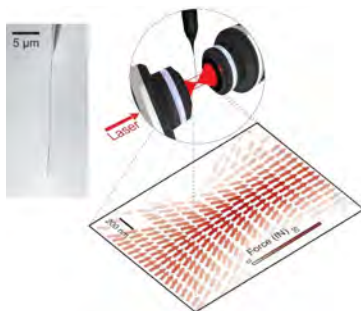


Fig. 1 Left: SEM image of a typical silicon carbide nanowire with 150 nm diameter. Right: schematics of the experiment: we cartography the optical force field exerted on the nanowire by a strongly focused laser beam.

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

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

References

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

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

Sylvain Le Liepvre, Maud Jaouen, Tessnim Sghaier, Ludovic Douillard, Céline Fiorini-Debuisschert, Fabrice Charra¹, Ping Du, Fabrice Mathevet, David Kreher, André-Jean Attias²

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

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

fabrice.charra@cea.fr

RÉSUMÉ

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

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

1. INTRODUCTION

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

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

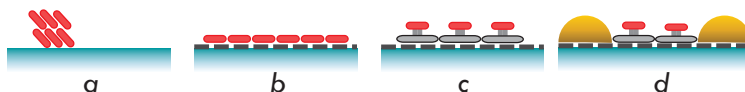


Fig. 1 : Illustration des différentes structures obtenues. *a* : micro/nanocristaux obtenus par dépôt de luminophores (rouge) directement sur substrat de quartz (bleu). *b* : monocouche organisée par dépôt sur graphène (tirets noirs) transféré sur quartz. *c* : monocouche de tectons 3D comprenant le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

2. ABSORPTION OPTIQUE D'UN ASSEMBLAGE BIDIMENSIONNEL DE COLORANTS

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

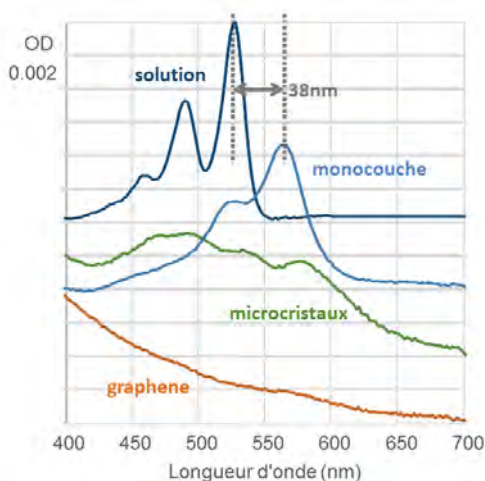


Fig. 2 : Spectres d'absorption optique mesurés en transmission pour une solution de C13-PTCDI, des microcristaux sur quartz (voir figure 1a), et une monocouche organisée sur graphène (figure 1b), après soustraction de l'absorption de ce dernier.

3. LUMINESCENCE D'UN ASSEMBLAGE DE BRIQUES TRIDIMENSIONNELLES

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

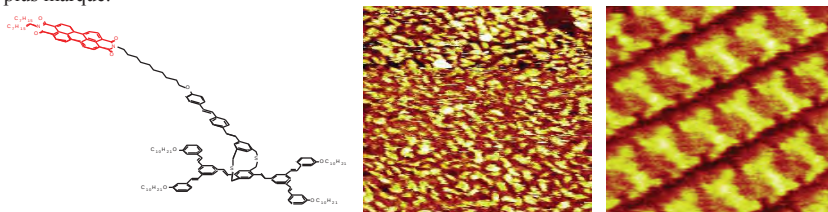


Fig. 3 : Structure moléculaire du tecton 3D (à gauche) ; images par STM de la structure auto-assemblée 2D formée sur HOPG (au centre, 40×40nm²) et de la structure formée par le piédestal sur le feuillet de graphène (à droite, 11×11nm²).

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

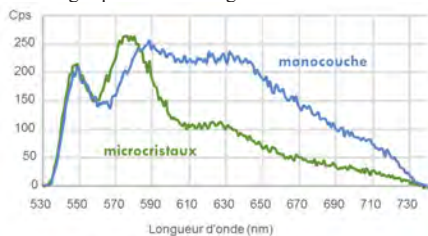


Fig. 4 : Spectres de fluorescence du tecton 3D décrit en figure 3 sous forme de microcristaux sur quartz (voir figure 1a) ou de monocouche organisée sur graphène (figure 1b).

4. CONCLUSION, SYSTEMES HYBRIDES

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

RÉFÉRENCES

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

OPTIQUE ADAPTATIVE EXTREME : IMAGERIE EN MILIEUX DIFFUSANTS

Sylvain Gigan

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

Sylvain.gigan@lkb.ens.fr

RÉSUMÉ

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

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

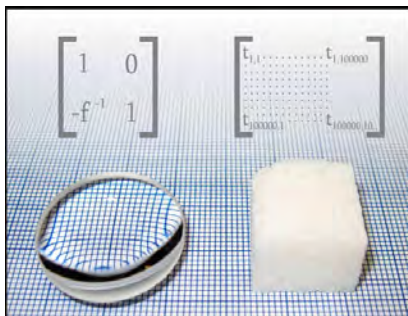
Lorsque la lumière pénètre dans un milieu diffusant, tel un tissu biologique, la lumière est déviée et diffusée par les inhomogénéités du milieu. La lumière dite « balistique » permet de récupérer une image, pourvu qu'on sache sélectionner cette lumière du fond diffus, c'est le principe des tomographies optiques de Cohérence, des microscopies confocales et non-linéaires. Malheureusement, la lumière balistique décroît exponentiellement avec la profondeur, et la microscopie dans les tissus biologiques est limitée aux premières centaines de microns.

Néanmoins, la lumière diffusée n'est pas complètement inutilisable: la diffusion, même extrêmement complexe, reste un phénomène déterministe, et les interférences produites par cette diffusion (les tavelures – ou speckle en anglais) ne sont pas seulement un fond qu'on cherche à éliminer : il est possible de contrôler le speckle et de l'utiliser pour l'imagerie à grande profondeur.

Pour cela, il est nécessaire de manipuler la lumière incidente : les outils de contrôle de front d'onde que sont les modulateurs spatiaux de lumière (ou spatial light modulators –SLM en anglais) permettent de contrôler le front d'onde incident sur un très grand nombre de degrés de libertés. Plusieurs méthodes ont été développées pour trouver le front d'onde « optimal » permettant ainsi de focaliser la lumière à travers un milieu désordonné fixe : des méthodes d'optimisation itérative [1], ou par conjugaison de phase digitale, enfin grâce à la méthode que nous avons développé de mesure de la matrice de transmission du milieu [2-5]. Cette matrice de transmission, très complexe et en apparence aléatoire, décrit la propagation de la lumière à travers le milieu. Une fois mesurée, elle

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

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



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

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

RÉFÉRENCES

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

GÉNÉRATION DE PEIGNES DE FRÉQUENCES OPTIQUES TRÈS FORTEMENT INTRIKUÉS EN FRÉQUENCE. APPLICATION AU TRAITEMENT QUANTIQUE DE L'INFORMATION MULTIPLEXÉE EN LONGUEUR D'ONDE

Claude Fabre

*Laboratoire Kastler Brossel, Université PM Curie Sorbonne Universités, ENS, CNRS,
4 place Jussieu, 75252 Paris, France*

claude.fabre@lkb.upmc.fr

RÉSUMÉ

Nous avons produit par génération paramétrique un état non-classique de la lumière très fortement multimode, sous la forme d'un peigne de fréquence dont les différentes composantes spectrales sont fortement intriquées. Nous avons mesuré par détection homodyne multiplexée la matrice de covariance de l'état du système, qui permet de le caractériser complètement au niveau quantique. Nous décrirons des applications possibles de ce type d'état au traitement quantique de l'information

MOTS-CLEFS : *WDM, frequency combs, quantum optics, quantum information*

Le calcul quantique induit par la mesure ("one-way quantum computing"), dans lequel les opérations logiques sont réalisées à l'aide de mesures successives et adaptatives sur un état quantique multimode très fortement intriqué, appelé "cluster state", est une voie très prometteuse pour le calcul quantique à grande échelle car on peut réaliser ces mesures en grand nombre et de manière non-conditionnelle. L'approche usuelle consiste à mettre en parallèle un grand nombre de générateurs d'états comprimés monomodes et de les combiner à l'aide de dispositifs interférométriques. Notre approche est différente et permet d'obtenir directement un faisceau lumineux unique contenant un état quantique très fortement multimode et de grande dimension [1, 2, 3], qui "contient" simultanément plusieurs états clusters de différentes topologies.

L'état en question est un peigne de fréquence optique de largeur spectrale 10nm formé d'impulsions de 150fs, produit par un Oscillateur Paramétrique Optique pompé de manière synchrone par un laser à modes bloqués. Ses propriétés quantiques sont analysées à l'aide d'une détection homodyne multiplexée en fréquence, capable de mesurer en une seule fois les fluctuations quantiques existant dans les bandes de fréquences découpées dans le spectre du peigne, ainsi que les corrélations quantiques existant entre ces bandes. On peut ainsi déterminer expérimentalement la matrice de covariance complète de l'état, qui le caractérise avec une grande précision [4, 5, 7].

Nous avons pu montrer que les 511 bi-partitions de cet état [6], tout comme ses plus de 100 000 multipartitions[3], étaient fortement intriquées au niveau quantique. En outre, par diagonalisation de la matrice de covariance, nous avons montré que ce même état pouvait aussi être considéré comme formé d'un grand nombre d'états comprimés indépendants existant dans des modes propres bien déterminées, c'est-à-dire dans des peignes de fréquences de forme spectrale bien déterminée.

Nous montrerons que pour qu'un tel état soit utilisable pour un calcul quantique [9, 10] qui présente un avantage par rapport au calculateur classique, il faut adjoindre à la mesure homodyne multiplexée une mesure non-Gaussienne adaptée, comme la soustraction de photons sélective en mode.

Ce travail de recherche est financé en partie par le projet ANR Qualitime, et l'ERC starting grant Freqquam.

RÉFÉRENCES

- [1] G. De Valcarcel, G. Patera, N. Treps, C. Fabre, Multimode squeezing of frequency combs, *Phys. Rev. A* 74, 061801(R) (2006)
- [2] G. Patera, G. De Valcarcel, N. Treps, C. Fabre, "Quantum theory of synchronously pumped type I Optical Parametric Oscillators : characterization of the squeezed supermodes, *Eur. Phys. Journal D* 56, 123 (2010)
- [3] Shifeng Jiang, N. Treps, C. Fabre, A time/frequency quantum analysis of the light generated by synchronously pumped optical parametric oscillators, *New Journal of Physics*, 14 043006 (2012)
- [4] O. Pinel, Pu Jian, R. Medeiros, Jinxia Feng, B ; B. Chalopin, C. Fabre, N. Treps, Generation and Characterization of Multimode Quantum Frequency Combs, *Phys. Rev. Letters*, 108, 083601 (2012)
- [5] J. Roslund, R. Medeiros de Araujo, Shifeng Jiang, C. Fabre, N. Treps, Wavelength-multiplexed quantum networks with ultrafast frequency combs, *Nature Photonics* 8, 109 (2014)
- [6] R. Medeiros de Araujo, J. Roslund, Y. Cai, G. Ferrini, C. Fabre, N. Treps, Full characterization of a highly multimode entangled state embedded in an optical frequency comb using pulse shapin, *Phys Rev A* 89, 053828 (2014)
- [7] R. Schmeissner, J. Roslund, C. Fabre, N. Treps, Spectral noise correlations of an ultrafast frequency comb, *Phys. Rev. Letters* 113, 263906 (2014)
- [8] S. Gerke, J. Sperling, W. Vogel, Y. Cai, J. Roslund, N. Treps, C. Fabre, Full multipartite entanglement of frequency comb Gaussian states, *Phys. Rev. Letters* 114, 050501 (2015)
- [9] G. Ferrini, J.P. Gazeau, T. Coudreau, C. Fabre, N. Treps, Compact Gaussian quantum computation by multipixel homodyne detection, *New Journal of Physics*, 15, 093015 (2013)
- [10] G. Ferrini, J. Roslund, F. Arzani, Y. Cai, C. Fabre, N. Treps, Optimization of networks for measurement based quantum computation, *Phys. Rev A* 91, 032314 (2015)

COMMUNICATIONS QUANTIQUES A HAUT DEBIT BASEES SUR LA TECNOLOGIE TELECOM CLASSIQUE

**Lutfi Arif Ngah, Olivier Alibert, Bruno Fedrici, Laurent Labonté, Virginia D'Auria and
Sébastien Tanzilli**

*Univ. Nice Sophia Antipolis, Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 7336,
av. Joseph Vallot, 06108 Nice Cedex 2, France*

virginia.dauria@unice.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une source de photons annoncés capable de générer des photons uniques à des hauts débits, tout en gardant la probabilité d'émettre deux photons à des niveaux négligeables. La source repose sur le mariage entre des composants issus des technologies des télécommunications classiques et des étages d'optique non linéaire pompés par un laser cadencé à 10 GHz. Les performances obtenues représentent un record absolu : les photons sont annoncés à une cadence dépassant le MHz alors que leur fonction d'auto-corrélation $g^{(2)}(0)$ est aussi faible que 0.023. Cette réalisation contribue au progrès des communications quantiques haut débit et sur longue distance.

MOTS-CLEFS : *communications quantiques ; photon unique ; télécommunication classiques ; optique non-linéaire.*

La génération de photons uniques représente un outil essentiel pour la réalisation de liens de communication quantique sécurisés. En effet, le photon se prête naturellement à être le support idéal pour le codage des bits de communication quantique [1]. Notamment, la production de photons aux longueurs d'onde des télécoms (1540 nm) autorise une distribution de l'information quantique sur de longues distances via les fibres optiques standard. Néanmoins, des verrous technologiques restent à lever quant à la réalisation de communications sécurisés et haut débit. De nombreux protocoles de cryptographie quantique se basent sur l'utilisation de sources de photons présentant une forte probabilité d'émettre un photon unique dans un mode donné du champ électromagnétique, tout en maintenant faible la probabilité d'en émettre deux (ou plus) à la fois [2]. Afin de satisfaire ces conditions, une méthode très utilisée est celle d'implémenter des sources de photons uniques annoncés. Dans ce schéma, des impulsions « de pompe » à 770 nm sont converties par génération paramétrique spontanée (SPDC) en paires de photons à 1540 nm corrélés à un niveau quantique. Ces photons sont ensuite séparés pour que la détection de l'un annonce le départ de l'autre [3]. Le processus de génération des paires étant spontané, la probabilité d'annoncer deux photons simultanément est négligeable pourvu que la puissance crête des impulsions de pompe soit faible. En même temps, le taux de photons annoncés présente une dépendance linéaire avec celui des photons de pompe ce qui impose, dans de nombreuses implémentations, la recherche d'un compromis entre haut débit et qualités des états.

Nous présentons ici une source de photons annoncés à des taux atteignant le MHz, tout en gardant la probabilité des événements multiples à des valeurs négligeables [4]. La source repose sur le mariage entre les avancées des technologies des télécommunications classiques et ceux de l'optique non linéaire.

Dans notre schéma expérimental, l'étage de génération des paires de photons est pompé par des impulsions issues d'un laser télécom à 1540 nm cadencé à 10 GHz. La longueur d'onde du laser (1540 nm) est préalablement convertie à 770 nm par génération de seconde harmonique (SHG). Les deux étapes de SPDC et SHG sont effectuées chacune dans un guide d'onde de Niobate de Lithium polarisé périodiquement (PPLN/W). Notre schéma expérimental est représenté en figure 1-a). La

puissance crête de chaque impulsion de pompe est maintenue à des valeurs suffisamment faibles pour que la génération simultanée de multiples paires de photons reste négligeable. En même temps, l'utilisation d'un laser à cadence élevée permet de travailler avec des taux de photons de pompe élevés et, donc, de générer et d'annoncer les photons d'une manière ultra rapide. Ceci s'apparente à du multiplexage temporel.

La réalisation de cette source repose sur l'utilisation de composants fibrés disponibles dans le commerce et parfaitement compatibles avec les réseaux fibrés standard. Les faibles pertes dans ces composants nous permettent d'obtenir pour la probabilité d'avoir un photon unique par évènement d'annonce une valeur de 0.42. La qualité des photons produits a été qualifiée expérimentalement en mesurant leurs fonctions d'auto-correlation, $g^{(2)}(0)$, dans un schéma type Hanbury-Brown et Twiss. La figure 1-b) montre les valeurs mesurées pour $g^{(2)}(0)$ en fonction du taux de photons d'annonce mesurés, R_H . Pour une valeur de R_H dépassant le MHz, la probabilité de générer des doubles paires de photons est de l'ordre de 10^{-3} , ce qui donne une $g^{(2)}(0)=0.023$. Ces performances constituent un record absolu [4]. Cette réalisation contribue au progrès des communications du futur, au sein desquelles les échanges d'information, sécurisés par cryptographie quantique, s'effectueraient sur longue distance et à un haut débit.

Le développement de la source ici décrite s'inscrit dans le contexte plus général des échanges d'information quantique sur des longues distances. Les impulsions optiques issues d'un laser télécom commun peuvent ainsi être distribuées aux différents nœuds d'un réseau étendu et être localement utilisées pour générer de manière synchrone des paires de photons corrélés. Plus particulièrement, dans le cadre du protocole de téléportation d'intrication sur longue distance, le caractère unique des photons impliqués revêt un caractère primordial qui est validé par les valeurs de $g^{(2)}(0)$ rapportés. Des expériences d'interférence à deux photons obtenues à partir de deux sources SPDC distantes et pompées par le laser télécom sont actuellement en cours.

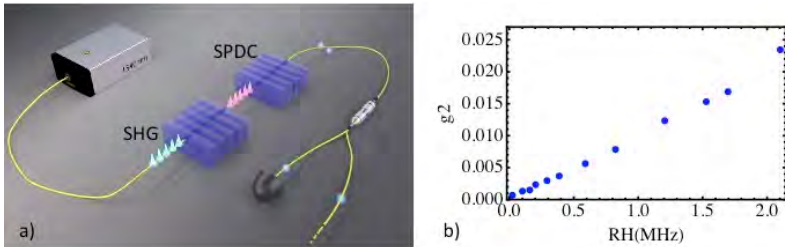


Fig. 1 : a) Schéma de la source : le laser télécom ultrarapide passe par un étage de conversion de fréquence (SHG) et est utilisé pour générer des paires de photons corrélés (étage SPDC). Ces photons sont ensuite séparés pour que la détection de l'un annonce la présence de l'autre. b) Mesure de la fonction d'autocorrelation des photons uniques en fonction du taux des photons d'annonces mesurés

RÉFÉRENCES

- [1] M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov, "Invited Review Article: Single-photon sources and detectors" *Rev Sci Instrum*, 82, 071101 (2011).
- [2] V. Scarani, H. Bechmann-pasquinucci, N. J. Cerf, M. Durek, N. Lutkenhaus, M. Peev, "The security of practical quantum key distribution" *Rev. Mod. Phys.* 81, 1301 (2009).
- [3] S. Tanzilli, A. Martin, F. Kaiser, M. P. De Micheli, O. Alibart, and D. B. Ostrowsky, "On the genesis and evolution of integrated quantum" *Laser Photonics Rev.* 6, 115 (2012).
- [4] L. A. Ngah, O. Alibart, L. Labonté, S. Tanzilli, "Ultra-fast heralded single photon source based on telecom technology" *Laser Photonics Rev.* 9, L1-L5 (2015).

DES SPINS DANS LE DIAMANT POUR UN TEST DE BELL SANS ÉCHAPPATOIRE

Bas Hensen¹, Hannes Bernien¹, Anaïs Dréau¹, Andreas Reiserer¹, Just Ruitenberg¹, Machiel Blok¹, Matthew Markham², Daniel Twitchen², Stephanie Wehner¹, Ronald Hanson¹

¹ *Kavli Institute of Nanoscience Delft, Delft University of Technology, P.O. Box 5046,
2600 GA Delft, The Netherlands*

² *Element Six, Ltd., Kings Ride Park, Ascot, Berkshire SL5 8BP, UK*

a.e.dreau@tudelft.nl

RÉSUMÉ

Le caractère non-local de la mécanique quantique, inféré de la violation des célèbres inégalités de Bell, a été démontré expérimentalement à maintes reprises. Cependant, aucune de ces expériences n'a pour l'instant réussi à s'affranchir simultanément des échappatoires de localité et de détection. La maîtrise atteinte sur le spin électronique associé à une impureté du diamant pourrait, aujourd'hui, nous permettre de réaliser pour la première fois un test de Bell sans ces échappatoires. Cet exposé présentera nos derniers résultats relatifs à ce défi, avec notamment la réalisation d'un état intriqué entre deux spins, à l'état solide, distants de plus d'un kilomètre.

MOTS-CLEFS : *intrication; test de Bell; centres NV; spin*

L'intrication d'objets quantiques distants est l'un des phénomènes les plus intrigants de la mécanique quantique. En effet, des mesures indépendantes réalisées sur deux particules intriquées, éloignées l'une de l'autre, révèlent parfois de fortes corrélations qui ne peuvent être expliquées de manière classique, en considérant une paire séparable. Cette propriété de la nature, souvent nommée « non-localité quantique », est mise en évidence par la violation des fameuses inégalités de Bell [1].

Un demi-siècle après leur première dérivation, de nombreuses expériences ont démontré la violation des inégalités de Bell [2]. Cependant, la validité de ces expériences repose sur au moins une hypothèse : l'absence de communication entre les particules intriquées lors de leur mesure ou, dans le cas d'une détection insuffisante, que le sous-ensemble de paires mesurées constitue un échantillonnage représentatif du tout. S'affranchir simultanément de ces deux failles expérimentales, souvent dénommées par les termes respectifs d'échappatoires de localité et de détection, est aujourd'hui un enjeu pour la physique quantique expérimentale. Au-delà de l'aspect fondamental, une telle expérience possède des applications potentielles dans le domaine de la cryptographie quantique [3] et de la certification de nombres aléatoires [4].

Au cours de cet exposé, je présenterai nos derniers résultats concernant la réalisation expérimentale d'un test de Bell sans échappatoire, à l'aide de spins dans le diamant. Un tel défi semble aujourd'hui possible grâce au degré de contrôle atteint sur un système quantique particulier appelé le centre NV du diamant. Ce défaut cristallin du diamant possède un spin électronique que l'on sait très bien manipuler et isoler de l'environnement, et dont l'état peut, de plus, être intriqué avec celui des photons de fluorescence. Au moyen d'un protocole robuste d'intrication à distance [5, 6], nous avons réalisé un état intriqué sur deux centres NV situés dans deux laboratoires indépendants, séparés de 1,3 km sur le campus de l'Université Technologique de Delft, aux Pays-Bas. Ce succès, allié à une mesure fiable mono-coup et micro-seconde de leur état de spin [7], peut, en principe, nous permettre de violer expérimentalement les inégalités de Bell tout en fermant, en même temps, les deux échappatoires précédemment mentionnés.

RÉFÉRENCES

- [1] J.S. Bell, *Physics* **1**, 195-200, (1964).
- [2] Brunner *et al.*, *Rev. Modern Physics* **86** (2014) .
- [3] J. Barrett *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 010503 (2005).
- [4] S. Pironio *et al.*, *Nature* **464**, 1021-1024 (2010).
- [5] J. Barrett and P. Kok, *Phys. Rev. A* **71**, 060310 (2005).
- [6] H. Bernien *et al.*, *Nature* **497**, 86-90 (2013).
- [7] L. Robledo *et al.*, *Nature* **574**, 477 (2011).

CRÉATION ET TOMOGRAPHIE D'ÉTATS INTRIKUÉS D'UN ENSEMBLE D'ATOMES PIÉGÉS DANS UNE MICRO-CAVITÉ OPTIQUE

**L. Hohmann¹, F. Haas¹, R. Gehr¹, G. Dubois¹, G. Barontini¹, J. Völz¹,
J. Reichel¹ et J. Estève^{1,2}**

¹ *Laboratoire Kastler Brossel UMR CNRS 8552, École Normale Supérieure, Université Pierre et Marie Curie, Collège de France, 75005 Paris, France*

² *Laboratoire de Physique des Solides UMR CNRS 8502, Université Paris Sud, 91405 Orsay, France*

jerome.esteve@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Nous avons développé deux méthodes pour créer des états intriqués, en particulier l'état W , dans un ensemble d'atomes de Rb fortement couplés au mode d'une micro-cavité optique [1]. Les deux méthodes utilisent le fait que la cavité effectue une mesure quantique non-destructive de l'état collectif des atomes [2]. La cavité nous permet également d'effectuer une tomographie de l'état préparé. La reconstruction de la matrice densité à partir des résultats de la tomographie prouve l'existence d'intrication entre les atomes et permet d'estimer la profondeur d'intrication.

MOTS-CLEFS : *intrication ; électrodynamique quantique en cavité ; atomes froids*

1. PRÉPARATION D'UN ÉTAT W PAR MESURE QND

La première méthode est une forme primitive de rétroaction quantique. L'état W est préparé par une séquence combinant des impulsions micro-onde et des mesures de l'état des atomes par la cavité. Lorsque la mesure nous signale la préparation de l'état W , la séquence est interrompue et l'état est tomographié. Nous avons ainsi pu créer l'état W dans des ensembles contenant entre 12 et 42 atomes avec des fidélités comprises entre 30 et 50 %. La profondeur d'intrication pour l'état à 42 atomes est de 15 atomes [3]. Cela signifie que nos résultats ne peuvent être expliqués par aucun état comprenant moins de 15 atomes intriqués.

2. INTRICATION PAR DYNAMIQUE ZÉNON QUANTIQUE

La deuxième méthode est une démonstration de l'apparition d'intrication lors d'un processus dit de « dynamique Zénon quantique ». L'effet Zénon dynamique correspond à la modification de la dynamique d'un système quantique par une mesure continue. L'effet de la mesure est de confiner l'état quantique du système au sous-espace pour lequel les résultats de la mesure sont dégénérés. Dans notre expérience, nous avons observé la modification de l'oscillation de Rabi des atomes dans un champ micro-onde lorsque l'état des atomes est continuellement mesuré par la cavité. Nous avons effectué une tomographie de cette dynamique et nous avons pu ainsi prouver l'apparition d'intrication entre les atomes à certains instants de la dynamique Zénon.

RÉFÉRENCES

- [1] D. Hunger et al., New Journal of Physics, vol. 12, pp. 065038, 2010
- [2] J. Völz et al., Nature, vol. 475, pp. 210, 2011
- [3] F. Haas et al., Science, vol. 344, pp. 180, 2014

EXPÉRIENCE HONG–OU–MANDEL ATOMIQUE

Raphael Lopes¹, Almazbek Imanaliev¹,
Alain Aspect¹, Marc Cheneau¹, Denis Boiron¹, Christoph I. Westbrook¹

¹ Laboratoire Charles Fabry UMR CNRS 8501, Institut d'Optique Graduate School, 91127 Palaiseau, France

marc.cheneau@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous décrivons ici la réalisation d'une expérience Hong–Ou–Mandel sur des atomes au lieu de photons. Un condensat de Bose–Einstein gazeux constitué d'atomes d'hélium 4 métastables est amené à émettre des paires d'atomes de vitesses différentes. Ces atomes traversent l'équivalent d'une lame séparatrice, un atome passant par chaque voie d'entrée de la séparatrice. Lorsque les paquets d'onde atomiques se recouvrent sur la séparatrice, nous observons que la probabilité de voir ceux-ci ressortir séparément de part et d'autre de la séparatrice est fortement réduite, en contradiction avec une interprétation corpusculaire ou ondulatoire classique de l'expérience.

MOTS-CLEFS : *optique atomique quantique ; effet Hong–Ou–Mandel*

1. PRINCIPE DE L'EXPÉRIENCE

Notre expérience est pratiquement en tout point analogue à l'expérience historique de Hong, Ou et Mandel [1], à ceci près qu'elle est réalisée sur des atomes bosoniques au lieu de photons [2]. Partant d'un condensat de Bose–Einstein constitué d'atomes d'hélium 4 dans un état électronique métastable, nous produisons des paires d'atomes en induisant et canalisant des collisions élastiques entre atomes du condensat. Les deux atomes d'une paire se propagent par la suite librement à des vitesses différentes avant que nous échangions leur vitesse par diffraction de Bragg sur un réseau optique. Un second réseau optique réalisant une lame séparatrice est appliqué au moment où les paquets d'onde atomiques se croisent (figure 1). Le recouvrement entre les paquets d'onde atomiques au niveau de la séparatrice peut être continûment varié en changeant le moment précis auquel le réseau formant la séparatrice est appliqué. Les compteurs de photons situés après la séparatrice sont remplacés ici par un détecteur multi-canaux résolu en temps enregistrant la position et l'instant de l'impact des atomes. Le filtrage spectral et spatial des modes dans lequel les atomes sont émis est directement assuré par le choix du volume de comptage. L'analyse des données produites par la répétition de l'expérience permet de reconstruire la fonction de corrélation croisée correspondant au comptage des coïncidences entre les deux voies de sortie de la séparatrice.

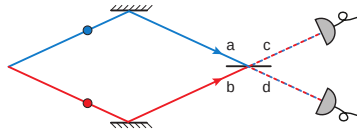


FIGURE 1 : **Schéma de principe de l'expérience.** Dans le référentiel du centre de masse de la paire d'atomes émise, les trajectoires sont identiques à celles des photons dans l'expérience de Hong, Ou et Mandel. Les miroirs et la lame séparatrice sont réalisés par diffraction de Bragg sur des réseaux optiques. Les compteurs de photon en sortie de séparatrice sont remplacés par un détecteur d'atomes multi-canaux et résolu en temps.

2. PRINCIPAL RÉSULTAT

La mesure du nombre de coïncidences $G_{cd}^{(2)}$ entre les voies de sortie de la séparatrice en fonction de l'instant τ auquel la séparatrice est appliquée fait apparaître une forte réduction de la probabilité de voir les deux atomes sortir séparément de part et d'autre de la séparatrice lorsque les deux paquets d'onde se recouvrent (figure 2). Nous quantifions cette réduction par la mesure de la visibilité $V = (G_{\max}^{(2)} - G_{\min}^{(2)})/G_{\max}^{(2)} = 0,65(7)$, où le chiffre entre parenthèses indique l'intervalle de confiance à 68 % de l'ajustement des données. Cette visibilité dépend fortement du volume d'intégration dans l'espace-temps utilisé pour compter les coïncidences. Elle augmente lorsque le volume est réduit jusqu'à atteindre un plateau, comme attendu lorsque le volume d'intégration devient plus petit que le mode dans lequel les atomes sont émis, rendant ainsi impossible l'identification de la voie d'entrée des particules détectées. Les données présentées dans la figure 2 correspondent à l'optimum avant que le rapport signal à bruit ne devienne trop faible suite à la baisse du nombre d'événements détectés. La réduction du nombre de coïncidences observées ne peut être expliquée en considérant les atomes comme des corpuscules classiques puisque ceux-ci seraient transmis ou réfléchis par la séparatrice indépendamment l'un de l'autre (l'interaction entre les atomes est absolument négligeable à ces échelles). Il est également remarquable que la valeur mesurée pour la visibilité dépasse le seuil de 0,5 compatible avec une interprétation ondulatoire dans laquelle chaque atome serait décrit indépendamment de l'autre comme une onde de matière [3]. Seule reste l'interprétation du phénomène comme une interférence entre amplitudes de probabilité à deux particules. Nous avons par ailleurs pu expliquer quantitativement la valeur de la visibilité observée ici par la probabilité finie que plus de deux atomes soient émis lors d'une réalisation de l'expérience.

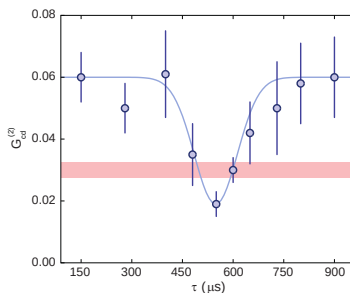


FIGURE 2 : Effet Hong-Ou-Mandel dans la fonction de corrélation croisée entre les deux voies de sortie de la séparatrice. La corrélation est mesurée en fonction de l'instant τ auquel le réseau optique formant la séparatrice est appliqué. La réduction du nombre de coïncidences survient au moment où les paquets d'onde atomiques sont recouverts sur la séparatrice. La visibilité du phénomène est quantifiée par un ajustement des données à l'aide d'une fonction gaussienne (ligne bleue). Elle dépasse la limite compatible avec une interprétation ondulatoire classique (bande rouge).

RÉFÉRENCES

- [1] C. K. HONG, Z. Y. OU et L. MANDEL, « Measurement of Subpicosecond Time Intervals between Two Photons by Interference », *Physical Review Letters*, t. 59, n° 18, p. 2044–2046, 1987.
- [2] R. LOPES, A. IMANALIEV, A. ASPECT, M. CHENEAU, D. BOIRON et C. I. WESTBROOK, « Atomic Hong-Ou-Mandel experiment », *Nature*, t. 520, n° 7545, p. 66–68, 2015.
- [3] R. J. LEWIS-SWAN et K. V. KHERUNTSYAN, « Proposal for demonstrating the Hong-Ou-Mandel effect with matter waves », *Nature Communications*, t. 5, p. 3752, 2014.

OPTIQUE QUANTIQUE ELECTRONIQUE DANS LES CONDUCTEURS BALISTIQUES

A. Marguerite¹, C. Cabart¹, J.-M. Berroir¹, B. Plaçais¹, A. Cavanna², Y. Jin², G. Fève¹

¹ Laboratoire Pierre Aigrain, Ecole Normale Supérieure-PSL Research University, CNRS, Université Pierre et Marie Curie-Sorbonne Universités, Université Paris Diderot-Sorbonne Paris Cité, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France.

² CNRS—Laboratoire de Photonique et de Nanostructures Route de Nozay, Marcoussis 91460, France.

feve@lpa.ens.fr

RÉSUMÉ

Les excitations électroniques peuvent maintenant être manipulées à l'échelle individuelle dans les conducteurs quantiques balistiques. Des interféromètres électroniques comme l'interféromètre de Mach-Zehnder ou de Hong-Ou-Mandel permettent de sonder les propriétés de cohérence quantique de ces excitations électroniques élémentaires. Contrairement aux photons, ces propriétés sont très largement affectées par l'interaction Coulombienne entre électrons qui tend à favoriser l'émergence de modes collectifs au détriment de la quasiparticule élémentaire.

MOTS-CLEFS : *transport électronique, électrons uniques, effet Hall quantique, bruit électronique*

1. INTRODUCTION

Les manifestations d'effets quantiques sur la propagation des photons ont été étudiées durant la deuxième moitié du siècle dernier lors du développement de l'optique quantique. En particulier, en utilisant des émetteurs de photons uniques, des tests fondamentaux de la physique quantique ont pu être réalisés en manipulant un à quelques photons dans les expériences de Hanbury-Brown et Twiss ou Hong-Ou-Mandel [1].

En nanoélectronique, un intérêt croissant s'est développé vers l'adaptation et l'application des concepts de l'optique quantique pour décrire la propagation des électrons dans les nanostructures. En particulier, dans les gaz bidimensionnels d'électrons, en appliquant un champ magnétique fort perpendiculaire au plan de conduction, la propagation électronique peut être guidée le long des canaux de bord de l'effet Hall quantique, des contacts ponctuels quantiques peuvent être utilisés comme lame séparatrice électronique, permettant ainsi de réaliser des interféromètres électroniques [2] (voir Figure 1). Des émetteurs d'électrons uniques ont aussi été réalisés, permettant la manipulation d'excitations électroniques élémentaires de manière analogue aux manipulations de photons uniques des expériences d'optique quantique.

Cependant, cette optique quantique électronique va au-delà de la simple reproduction des expériences d'optique en utilisant des faisceaux électroniques car les électrons, étant des fermions interagissant entre eux, diffèrent fortement des photons.

2. INTERFÉROMÈTRE HONG-OU-MANDEL

En particulier, je discuterai lors de mon exposé l'analogue électronique [3, 4] de l'expérience Hong-Ou-Mandel (voir Figure 1) dans laquelle deux électrons entrent en collision sur une lame-semi réfléchissante. Les interférences à deux particules entre les électrons sont mises en évidence par la mesure des corrélations des courants électroniques en sortie du séparateur. Elles permettent

de sonder les propriétés de cohérence des états à un électron en entrée du séparateur et en particulier comment la cohérence électronique est affectée par l'interaction Coulombienne se produisant le long de la propagation vers l'interféromètre [5,6,7].

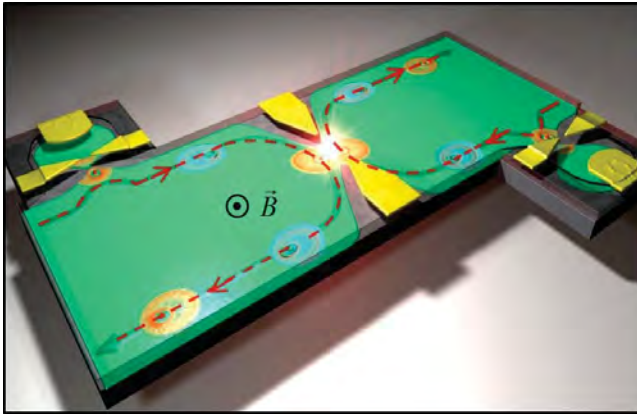


Fig. 1 : Représentation d'artiste de l'interféromètre Hong-Ou-Mandel électronique. Le gaz d'électrons bidimensionnel est représenté en vert. Les électrons se propagent le long des canaux de bord de l'effet Hall quantique (traits pointillés rouges) situés aux bords de l'échantillon. Les grilles métalliques déposées à la surface du gaz sont représentées en or. Une source d'électron unique est placée sur chaque bras d'entrée d'un contact ponctuel quantique utilisé comme lame semi-réfléchissante électronique. Les interférences à deux particules se produisant lorsque deux électrons entrent en collision sur le séparateur sont mises en évidence par la mesure des fluctuations (bruit) des courants en sortie.

CONCLUSION

L'interféromètre Hong-Ou-Mandel permet de mettre en évidence la décohérence et le scénario de destruction de la quasiparticule électronique qui, par l'interaction Coulombienne, se dissout dans un continuum d'excitations collectives. Des manipulations plus complexes d'électrons individuels nécessiteront des dispositifs permettant de protéger la cohérence électronique de l'interaction de Coulomb.

RÉFÉRENCES

- [1] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel Physical Review Letters 59, 20442046 (1987).
- [2] Y. Ji et al. Nature 422, 415–418 (2003).
- [3] S. Olkhovskaya, J. Splettstoesser, M. Moskalets, M. Büttiker, Physical Review Letters 101, 166802 (2008).
- [4] E. Bocquillon et al., Science 339, 1054 (2013).
- [5] D. Ferraro et al., Physical Review Letters 113, 166403 (2014).
- [6] C. Wahl, J. Rech, T. Jonckheere, T. Martin, Physical Review Letters 112, 046802 (2014).
- [7] V. Freulon et al., Nature Communication 6, 6854 (2015).

DES VERRES POUR VOIR AU-DELA DU VISIBLE

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

Laboratoire Verres et Céramiques UMR 6226, Campus de Beaulieu 35042

Jacques.lucas@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

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

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

1. INTRODUCTION

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

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

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

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

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

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

Hormis le cas des verres d'oxydes la formation de verres stables utilisables en optique est un phénomène rare. Les verres de fluorures à base de ZrF_4 ou LnF_3 sont des produits commerciaux mais ont leur coupure IR situés vers 6-7 μm . Pour atteindre la zones stratégique 8-13 μm qui correspond à la plus grande fenêtre atmosphérique et la zone 2-13 μm qui contient la signature des molécules il faut inventer des compositions formées d'atome lourds comme S, Se, Te combinées avec d'autres atomes comme As, Sb, Ge qui ont pour rôle de réticuler le réseau vitreux [3,4]. Plus les atomes sont lourds plus la transmission est déplacée vers les grandes longueurs d'ondes comme indiquée sur la figure 1. Le jeu des combinaisons chimiques consistent à obtenir des propriétés thermomécaniques acceptables associées à une bonne résistance à la cristallisation et une excellente transmission optique. Ce dernier paramètre nécessite un contrôle drastique de la pureté des verres.

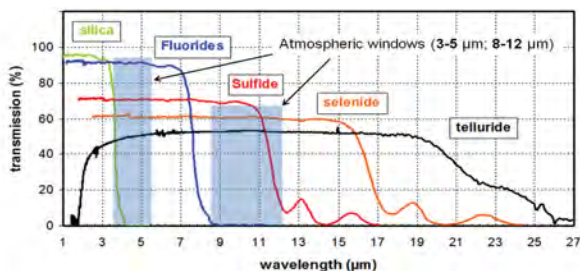


Fig1 Transmission IR de verres base SiO_2 , fluorures, soufre sélénium et Tellure

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

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

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

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

4. FIBRES OPTIQUES IR SOUS DIFFERENTES CONFIGURATIONS

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

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

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

4-3 Des Terres Rares comme Dy^{3+} ont été introduites dans un verre Ge/Ga/Sb/S . Des fibres mono indice ont été préparées puis pompées vers $0.9\mu\text{m}$. Ces fibres actives émettent de la lumière vers $4,3\mu\text{m}$ dans la première bande d'absorption de CO_2 . Un capteur déportée permettant l'analyse in-situ a été développé.

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

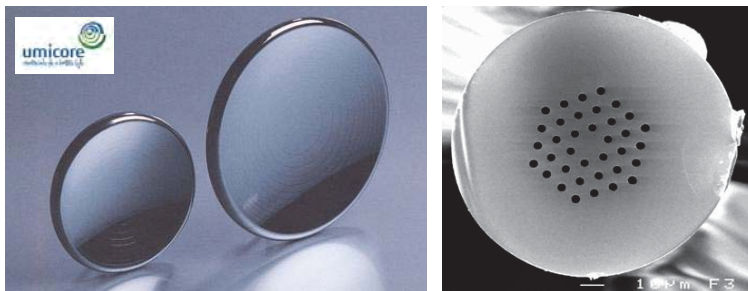


Figure 2 : a) Lentilles de verre de chalcogénures moulées, b) section de fibre microstructurée en verre de chalcogénures

CONCLUSION

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

RÉFÉRENCES

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

L'YB POUR LA GENERATION D'IMPULSIONS ULTRACOURTES

E. Cormier

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

eric.cormier@celia.u-bordeaux1.fr

RÉSUMÉ

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

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

1. INTRODUCTION

Les impulsions ultracourtes (de quelques femtoseconde à quelques centaines de femtoseconde) sont de plus en plus utilisées dans le monde académique bien sûr mais aussi pour des applications industrielles (micro-usinage athermique) ou médicales (chirurgie réfractive). Un grand nombre d'expérience en physique des champs forts nécessite de fortes énergies, de courtes durées, de très grandes cadences de répétition et parfois toutes ces propriétés en même temps. Les applications industrielles nécessitent des technologies fiables, robustes, efficaces et imposent des contraintes de coût tant sur les composants que sur la maintenance. Jusqu'à présent, la production d'impulsions femtosecondes énergétiques se fait grâce à la technologie $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ dans des configurations d'amplificateurs à dérive de fréquence (CPA) où l'impulsion est temporellement étirée avant d'être amplifiée afin de limiter les effets non-linéaires. L'impulsion est ramenée à sa durée la plus courte dans un compresseur après le dernier étage d'amplification. Cependant, ces systèmes présentent un défaut quantique important induisant des effets liés à la charge thermique qui doivent être compensés par des techniques de refroidissement sophistiquées (cryogénie) difficilement exploitable dans des systèmes industriels. Au cours des 10 dernières années, les matériaux lasers dopés aux ions Ytterbium ont démontré leur avantage dans des configurations d'oscillateurs femtoseconde à ultra haute cadence ou pour de l'amplification jusqu'au kW de puissance moyenne. L'avantage majeur de ces matériaux Yb est leur adéquation au pompage optique par diodes lasers dont l'efficacité « à la prise » est inégalée. D'autre part, le défaut quantique de ces matériaux est relativement limité ce qui réduit considérablement les effets thermiques permettant le refroidissement par circulation d'eau. Cependant, la technologie très prometteuse à base de matériaux dopés Yb n'a démontré, à ce jour, que des performances limitées en terme de durée, puissance moyenne et énergie. La raison principale de cette limitation est la forte intensité de saturation du matériau associée à l'utilisation de diodes de pompe de puissance peu brillantes (largement multimodes et donc de qualité spatiale réduite). Une alternative permettant de casser ces verrous consiste à mettre en œuvre le concept de pompage haute brillance du matériau. Cette approche consiste simplement à remplacer les diodes de pompage multimodes communément utilisées par une source de pompage haute brillance dont la qualité du faisceau est proche de la limite de diffraction. La brillance de cette source permet d'utiliser des cristaux beaucoup plus long

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

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

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

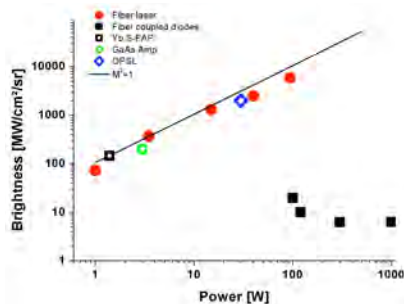


Fig. 1 : Etat de l'art de la brillance des sources de pompage optique à 976 nm.

3. POMPAGE HAUTE BRILLANCE

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

4. OSCILLATEURS ET AMPLIFICATEURS EN POMPAGE HAUTE BRILLANCE

Nous avons réalisé plusieurs architectures d'oscillateurs et d'amplificateurs. En utilisant notre source laser à fibre à 976 nm, nous avons pu démontrer que les gains petit signal obtenus dans un cristal d' Yb:CaF_2 à température ambiante surpassaient ceux mesurés avec un refroidissement cryogénique [2]. Dans un deuxième temps, le pompage haute brillance avec une source commerciale d'Azur Light Systems nous a permis de démontrer pour la première fois le verrouillage de mode par pur effet Kerr dans un cristal d' Yb:CaF_2 . Dans ce cas, l'oscillateur fournit des impulsions de moins de 100 fs (68 fs) pour une puissance moyenne exceptionnelle de 2.3 W [3]. Plus récemment, le concept a été appliqué à des cristaux d' Yb:CALGO (Yb:CaGdAlO_4) dont la bande d'émission est particulièrement large. Nous avons ainsi pu produire des impulsions d'une durée record de 32 fs [4]. Ces résultats sont reproduits sur la figure 3 ou le pompage haute brillance est comparé aux architectures pompées par diodes.

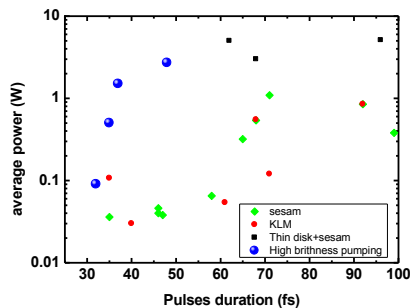


Fig. 3 : Puissance vs durée des oscillateurs à base d'Yb. Les points bleus montre les puissances et durées obtenus en pompage haute brillance par rapport aux autres technologies.

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

RÉFÉRENCES

- [1] J. Boulet, Y. Zaouter, R. Desmarchelier, M. Cazaux, F. Salin, J. Saby, R. Bello-Doua and E. Cormier, **“High power Ytterbium-doped rod type three level photonic crystal fiber laser”**, Opt. Express **16**, 17891-17902 (2008).
- [2] G. Machinet, G. Andriukaitis, P. Sévillano, J. Lhermite, D. Descamps, A. Pugžlys, A. Baltuška and E. Cormier, **“High-gain amplification in Yb:CaF₂ crystals pumped by a high-brightness Yb-doped 976 nm fiber laser”**, Applied Phys. B DOI 10.1007/s00340-013-5363-z (2013)
- [3] G. Machinet, P. Sevillano, F. Guichard, R. Dubrasquet, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges, F. Druon, D. Descamps and E. Cormier, **“High-brightness fiber laser pumped 68 fs-2.3 W Kerr-lens mode-locked Yb:CaF₂ oscillator”**, Optics letters **38**, 4008 (2013)
- [4] Sevillano P., Georges P., Druon F., Descamps D. and Cormier, E., **“32-fs Kerr-lens mode-locked Yb:CaGdAlO₄ oscillator optically pumped by a bright fiber laser”**, Optics letters **39**, 6001 (2014)

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

Sébastien Bigo

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

sebastien.bigo@alcatel-lucent.com

RÉSUMÉ

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

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

1. INTRODUCTION

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

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

2. LES SYTEMES COHERENTS

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

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

3. LES SYSTEMES DE COMMUNICATIONS A MULTIPLEXAGE DE MODE

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

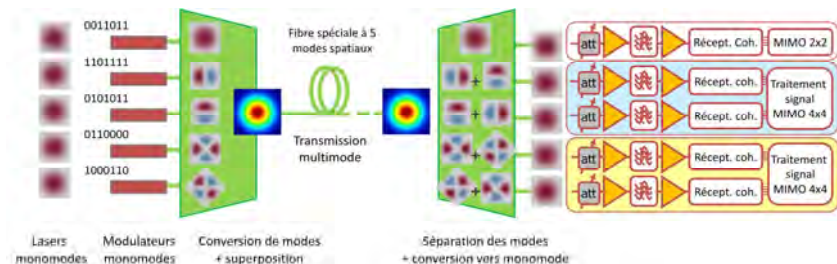


Fig. 1 : Principe de fonctionnement d'un système de transmission optique à multiplexage de mode, exemple de 5 modes (MIMO = Multiple Input Multiple Output, Att. = Atténuateur)

4. LES RESEAUX OPTIQUES DYNAMIQUES

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

(1) comment rendre les réseaux optiques plus transparents ?

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

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

(2) comment rendre les réseaux plus dynamiques ?

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

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

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

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

CONCLUSION

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

RÉFÉRENCES

- [1] S. Bigo, « Technologie cohérente pour les transmissions optiques à haut débit: un buzz éclair, ou prévu pour durer ? », Journées Nationales de l'Optique Guidée, p.121, Lyon, 9-12 juillet 2012
- [2] Pour une prise en main du domaine des télécoms optiques, on pourra se référer à S. Bigo, « Communications optiques haut débit, Introduction et caractérisation », Techniques de l'Ingénieur, T1-e7079 - « Communications optiques haut débit, Conception et validation », Techniques de l'Ingénieur, T1-e7081
- [3] R. Ryf, SDM Components and MIMO Experiments in Multimode and Multicore Fibers, in proc. European Conference on Optical Communications (ECOC 2014), Cannes, Th2.1.1, 21-25 Sept. 2014
- [4] P. Layec, A. Morea, Y. Pointurier, and J.-C. Antona "Rate-adaptable optical transmission and elastic optical networks," chapter in "Enabling Technologies for High Spectral-efficiency Coherent Optical Communication Networks", 2015. Book chapter; ISBN 9781118714768 (John Wiley & Sons Inc.)

LA PHOTONIQUE SILICIUM POUR LES COMMUNICATIONS OPTIQUES HAUT DEBITS

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

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

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

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

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

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

delphine.morini@u-psud.fr

RÉSUMÉ

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

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

1. INTRODUCTION

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

2. COMPOSANTS OPTOELECTRONIQUES HAUTE FREQUENCES INTEGRES SUR SOI

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

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

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

3. REDUCTION DE LA CONSOMMATION ENERGETIQUE DES COMPOSANTS

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

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

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

4. NOUVELLES PLATEFORMES POUR LES COMMUNICATIONS A BASSE CONSOMMATION.

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

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

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

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

CONCLUSION

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

REMERCIEMENTS

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

RÉFÉRENCES

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

SPHERE, CHASSEUR DE PLANETES EXTRASOLAIRES

Jean-Luc Beuzit^{1,2}, Anne Costille³, Kjetil Dohlen³, Thierry Fusco^{3,4}, David Mouillet^{1,2}, Jean-François Sauvage^{3,4} et l'ensemble du consortium SPHERE

¹ Université Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France

² CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

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

⁴ ONERA, the French Aerospace Lab., 92322, Chatillon, France

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

RÉSUMÉ

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

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

1. INTRODUCTION

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

2. L'INSTRUMENT SPHERE

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

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

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

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

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

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

3. PREMIERS RESULTATS

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

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

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

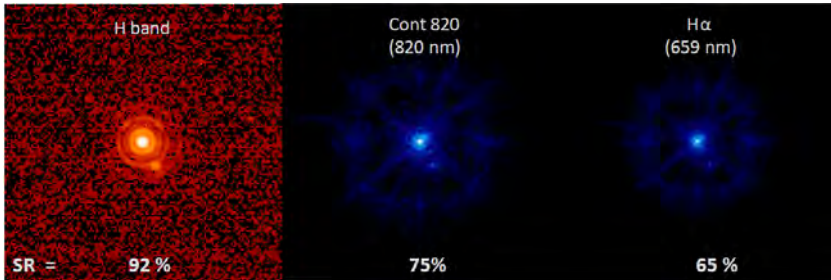


Fig. 1 : Illustration des performances typiques de SPHERE en infrarouge proche et en visible.

CONCLUSION

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

RÉFÉRENCES

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

DYNAMIQUE DE RELAXATION NON-MARKOVIENNE DANS LE COUPLAGE ULTRAFORT ORGANIQUE

A. Canaguier-Durand¹*, C. Genet¹, A. Lambrecht², T. W. Ebbesen¹, S. Reynaud²

¹ *ISIS & icFRC, Université de Strasbourg and CNRS (UMR 7006), 8 allée Gaspard Monge, F-67000 Strasbourg, France*

² *Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-Sorbonne Universités, CNRS, ENS-PSL Research University, Collège de France, 4 place Jussieu, F-75252 Paris, France*

serge.reynaud@upmc.fr

RÉSUMÉ

Le couplage fort organique est caractérisé par une grande fréquence de Rabi, même dans le vide, ainsi que par la propriété surprenante d'une durée de vie de l'état polaritonique le plus bas beaucoup plus longue que pour tous les autres états excités. Nous présentons un nouveau cadre théorique qui explique cette dynamique comme une conséquence du caractère non-Markovien de la relaxation des états moléculaires habillés.

Le couplage d'un grand nombre de molécules organiques avec le mode d'une nanocavité de Fabry-Perot permet d'atteindre le régime de couplage ultrafort où la séparation de Rabi dans le vide devient une fraction significative de l'énergie de la transition électronique (voir les discussions et références dans l'article de revue récent [1]). Ce couplage conduit à des effets nouveaux comme des modifications de propriétés du matériau telles que la fonction de travail [2] ou l'équilibre thermodynamique [3].

Ce système présente des propriétés surprenantes en ce qui concerne les durées de vie des états polaritoniques, états hybrides lumière-matière produits par le couplage. L'état polaritonique d'énergie la plus basse, noté C^- , a une durée de vie beaucoup plus longue que la durée de vie du photon dans la cavité. Il a même été démontré dans des expériences récentes que cette durée de vie pouvait être plus longue que celle des molécules excitées non couplées [4, 5]. Dans tous les cas, la durée de vie de C^- est plus longue que celle de tous les autres états excités.

Ces propriétés sont contre-intuitives dans les approches habituelles où la relaxation des états couplés est déterminée directement par celle des états non couplés [6]. Dans l'approximation dite Markovienne, les effets de couplage et de relaxation sont simplement ajoutés les uns aux autres dans l'équation pilote qui décrit l'évolution du système. Il en découle que les taux de relaxation dans le diagramme des états habillés sont obtenus à partir de ceux des états nus par un simple changement de base [7]. Dans la limite du couplage ultrafort en particulier, les états habillés C^- et C^+ de basse et haute énergies contiennent des proportions identiques des états nus et leurs durées de vie prédites sont donc égales. L'observation expérimentale de durées de vie très différentes pour ces deux états habillés prouve que la relaxation du système habillé est profondément influencée par le couplage fort.

Dans cet exposé, nous présentons un nouveau cadre théorique récemment développé pour comprendre la dynamique de relaxation des molécules organiques en couplage ultrafort [8]. Nous expliquons l'approche non-Markovienne de la relaxation des molécules étudiée dans le diagramme des états habillés résultant du couplage fort [9]. Ce nouveau point de vue sur les matériaux organiques fortement couplés permet d'établir une connexion entre la grande valeur de la séparation de Rabi et deux traits saillants observés dans les expériences, à savoir la longue durée de vie de l'état C^- et la dissymétrie entre les états habillés C^- et C^+ . Ses prédictions se révèlent en bon accord avec les observations détaillées effectuées sur les systèmes organiques fortement couplés [10].

* Adresse actuelle : Institut Langevin, ESPCI ParisTech, PSL Research University, 1 rue Jussieu, F-75252 Paris, France

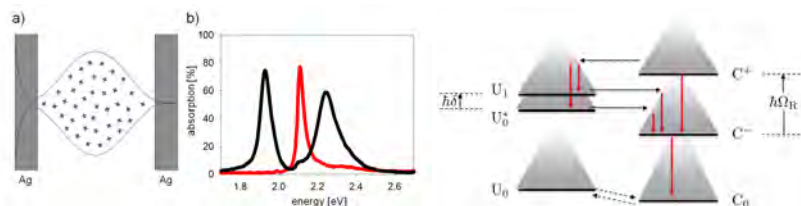


FIGURE 1 : Partie gauche : a) schéma de molécules couplées au mode fondamental de la nanocavité de Fabry-Perot ; b) exemple typique d'un spectre d'absorption pour des molécules non couplées (rouge) et couplées (noir). Partie droite : Relaxation de molécules découplées U et couplées C ; les réservoirs vibrationnels sont représentés par les ombres grisées, les chemins de relaxation non radiative par les flèches horizontales noires. les transitions entre molécules U et C par les flèches verticales rouges.

La situation physique étudiée est schématisée sur la figure. Un grand nombre de molécules organiques (distance intermoléculaire moyenne de qq nm) est couplée au champ du vide d'une nanocavité de Fabry-Perot. Les spectres d'absorption mettent en évidence l'effet de couplage ultrafort. Les largeurs des pics sont données par l'élargissement inhomogène, dû à la distribution des orientations, positions et micro-environnements des molécules dans la matrice. Celle-ci joue le rôle d'un réservoir vibrationnel qui détermine les mécanismes de relaxation moléculaire. Le caractère non-Markovien de ces mécanismes de relaxation explique naturellement les propriétés surprenantes des durées de vie des états habillés, en particulier la très longue durée de vie de l'état C^- .

RÉFÉRENCES

- [1] J. George, S. Wang, T. Chervy, A. Canaguier-Durand, G. Schaeffer, J.-M. Lehn, J. A. Hutchison, C. Genet and T. W. Ebbesen, "Ultra-strong coupling of molecular materials : spectroscopy and dynamics", *Faraday Discussions* 2015, DOI : 10.1039/C4FD00197D.
- [2] J. A. Hutchison, A. Liscio, T. Schwartz, A. Canaguier-Durand, C. Genet, V. Palermo, P. Samori, and T. W. Ebbesen, "Tuning the Work-Function Via Strong Coupling", *Adv. Mater.* **25** 2481 (2013).
- [3] A. Canaguier-Durand, E. Devaux, J. George, Y. Pang, J. A. Hutchison, T. Schwartz, C. Genet, N. Wilhelms, J.-M. Lehn, and T. W. Ebbesen, "Thermodynamics of Molecules Strongly Coupled to the Vacuum Field", *Angew. Chem. Int. Ed.* **125** 10727 (2013).
- [4] J. A. Hutchison, T. Schwartz, C. Genet, E. Devaux, and T. W. Ebbesen, "Modifying Chemical Landscapes by Coupling to Vacuum Fields", *Angew. Chem. Int. Ed.* **122** 1624 (2012).
- [5] T. Schwartz, J. A. Hutchison, J. Leonard, C. Genet, S. Haacke, T. W. Ebbesen, "Polariton Dynamics under Strong Light-Molecule Coupling", *Chem. Phys. Chem.* **14** 125 (2013).
- [6] C. Weisbuch, H. Benisty, and R. Houdré, "Overview of fundamentals and applications of electrons, excitons and photons in confined structures", *J. Luminescence* **85** 271 (2000).
- [7] C. Cohen-Tannoudji and S. Reynaud, "Dressed atom description of resonance fluorescence and absorption spectra of a multi-level atom in an intense laser beam", *J. Physics B* **10** 345 (1977).
- [8] A. Canaguier-Durand, C. Genet, A. Lambrecht, T. W. Ebbesen, and S. Reynaud, "Non-Markovian polariton dynamics in organic strong coupling", *Eur. Phys. J. D* **69** 24 (2015).
- [9] S. Reynaud and C. Cohen-Tannoudji, "Dressed atom approach to collisional redistribution" *J. Physique* **43** 1021 (1982).
- [10] S. Wang, T. Chervy, J. George, J. A. Hutchison, C. Genet, T. W. Ebbesen, "Quantum Yield of Polariton Emission from Hybrid Light-Matter States", *J. Phys. Chem. Lett.* **5** 1433 (2014).

CONTRÔLE DU FACTEUR DE QUALITÉ DE MICRO-RÉSONATEURS À MODES DE GALERIE ACTIFS

V. Huet¹, A. Rasoloniaina¹, M. Mortier², P. Féron¹, K. Bencheikh³, A. Yacomotti³, A. Levenson³, Y. Dumeige¹

¹ FOTON, UMR CNRS 6082, Université de Rennes 1, ENSSAT, Lannion

² LCMCP, UMR CNRS 7574, Chimie-Paristech, Paris

³ LPN, UPR CNRS 20, Marcoussis

yannick.dumeige@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Le facteur de qualité ou les propriétés dispersives de micro-résonateurs à modes de galerie en verre ZBLALiP dopé Erbium peut être contrôlé de deux façons différentes : i) soit en compensant les pertes de propagation par du gain optique ii) soit en augmentant artificiellement l'indice de groupe par des effets de ralentissement de la lumière.

MOTS-CLEFS : *Micro-cavités ; modes de galerie ; amplification optique ; lumière lente*

INTRODUCTION

Les résonateurs de grande finesse ont beaucoup d'applications en optique moderne : métrologie, spectroscopie haute résolution, optique non-linéaire. Par ailleurs, la miniaturisation de résonateurs de type Fabry-Perot de très haut facteur de qualité est très exigeante d'un point de vue technologique. Une alternative consiste à utiliser des micro-résonateurs monolithiques dans lesquels la lumière est piégée par réflexion totale interne. Les modes supportés par ces dispositifs optiques (souvent appelés modes de galerie) peuvent être extrêmement bien confinés spatialement et combiner ainsi facteur de qualité très élevé et volume modal très faible. Le facteur de qualité intrinsèque d'un tel résonateur est donné par l'expression :

$$Q_i = \frac{2\pi n_G}{\lambda_0 \alpha}, \quad (1)$$

où λ_0 est la longueur d'onde de résonance du mode, n_G et α sont respectivement l'indice de groupe et les pertes du milieu constituant le résonateur. De nombreuses avancées ont été réalisées pour réduire au maximum les pertes des matériaux. En particulier l'utilisation de cristaux de fluorures très transparents et polis très soigneusement on permis d'atteindre des facteurs de qualité de 10^{11} dans l'infrarouge pour des résonateurs à modes de galerie de taille millimétrique [1]. Pour descendre à des tailles micrométriques, on utilise des techniques de fusion de matériaux vitreux et dans ce cas le piégeage d'impuretés lors de la fusion limite le facteur de qualité à environ 10^9 . Dans ce résumé nous faisons la revue de deux méthodes utilisant des micro-résonateurs actifs, fabriqués par fusion de poudres de verres ZBLALiP dopés Erbium, permettant de dépasser cette limite. Il est tout d'abord possible de compenser les pertes, et donc réduire la valeur de α dans l'expression (1), en introduisant du gain optique dans le micro-résonateur. La deuxième méthode consiste à augmenter très fortement la valeur de l'indice de groupe du milieu par des effets de lumière lente [2, 3].

1. AMPLIFICATION

Dans cette approche le micro-résonateur est pompé à l'aide d'une diode Laser émettant autour de 1480 nm à l'aide de la pointe d'une fibre optique effilée (Fig. 1(a)). Les résonances sont sondées à l'aide d'une diode Laser à cavité externe et une fibre dont le diamètre est amincie jusqu'à environ 1 μ m. Le signal de "ring-down" correspondant est représenté Fig. 1(b). L'ajustement est obtenu à l'aide de la méthode décrite dans la référence [4]. On en extrait le temps de vie des photons dans la cavité $\tau = 4.4 \mu$ s (soit un facteur de qualité $Q = 5.3 \times 10^9$ pour une longueur d'onde $\lambda_0 = 1560$ nm) et également la durée de vie intrinsèque des photons $\tau_i = 8.6 \mu$ s (facteur de qualité intrinsèque associé : $Q_i = 1.0 \times 10^{10}$).

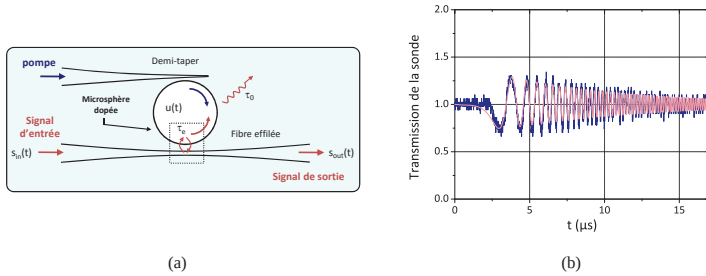


FIGURE 1 : (a) Configuration expérimentale pour la mesure du facteur de qualité d'un résonateur actif à modes de galerie. La pompe est insérée à l'aide d'un demi-taper. La fréquence du signal d'entrée est balayée linéairement. Le signal de sortie est détecté directement à l'extrémité de la fibre effilée. (b) Signal de "cavity ring-down" à 1560 nm obtenu dans une micro-sphère ZBLALiP dopée Erbium à 0.1 mol% de rayon 110 μm pompée à 1480 nm.

2. OSCILLATIONS DE POPULATIONS EN MICRO-CAVITÉ

Ici, le signal de sonde est modulé en amplitude afin de créer deux bandes latérales qui vont servir à sonder la résonance. La modulation force également les populations à osciller ce qui conduit à un fort ralentissement des signaux de sonde [5]. Si l'on suppose un profil de résonance Lorentzien, le retard de groupe mesuré directement sur la modulation permet d'estimer le temps de vie des photons dans la cavité associé aux champs sondes. Pour un facteur de qualité limité par l'absorption des ions Erbium $Q = 2.5 \times 10^5$, une augmentation du temps de vie d'environ 6 ordres de grandeur peut être mesurée, ce qui est en bon accord avec les indices de groupe obtenus par oscillations de populations [6].

CONCLUSION

Le facteur de qualité ou la durée de vie des photons dans un résonateur actif peuvent être contrôlés par l'intermédiaire du gain optique ou des effets de lumière lente. Par ailleurs, sur l'exemple particulier des oscillations de populations, nous montrons que les micro-résonateurs optiques peuvent être utilisés pour l'observation d'effets cohérents à une échelle micrométrique et à température ambiante. Ce travail a été soutenu par l'ANR à travers les projets ORA et CALIN. Le CNES (action R&T SHYRO), la DGA et l'Institut Universitaire de France sont également remerciés.

RÉFÉRENCES

- [1] A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, V. S. Ilchenko, and L. Maleki, *Opt. Express*, vol. 15, p. 6768, 2007.
- [2] Y. Dumeige, A. M. Yacomotti, P. Grinberg, K. Bencheikh, E. Le Cren, and J. A. Levenson, *Phys. Rev. A*, vol. 85, p. 063824, 2012.
- [3] P. Grinberg, K. Bencheikh, M. Brunstein, A. M. Yacomotti, Y. Dumeige, I. Sagnes, F. Raineri, L. Bigot, and J. A. Levenson, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, p. 113903, 2012.
- [4] A. Rasoloniaina, V. Huet, T. K. N. Nguyen, E. Le Cren, M. Mortier, L. Michely, Y. Dumeige, and P. Féron, *Sci. Rep.*, vol. 4, p. 4023, 2014.
- [5] M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, and R. W. Boyd, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, p. 113903, Mar 2003.
- [6] E. Baldit, K. Bencheikh, P. Monnier, J. A. Levenson, and V. Rouget, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, p. 143601, Sep 2005.

MICROCAVITY POLARITONS IN LATTICES

Alberto Amo

Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS/LPN, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

alberto.amo@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Semiconductor microcavities are an extraordinary workbench to study nonlinear optical phenomena in lattices. Their eigenstates are polaritons, mixed light-matter quasiparticles with unprecedented nonlinearities. By engineering the polariton landscape potential we can fabricate 1D and 2D lattices of arbitrary geometry, allowing the emulation of different solid state Hamiltonians in a photonic system. Here we show a 2D polariton honeycomb lattice holding Dirac cones, non-trivial edge states and a non-dispersive band, i.e., a flatband. Our structure provides exciting perspectives for the implementation of topological physics using interacting photons.

Polaritons are mixed-light matter quasi-particles arising from the strong coupling between quantum well excitons and photons confined in a semiconductor microcavity. Thanks to their photonic part polaritons can be easily manipulated and detected using standard optical techniques, while their excitonic component results in strong polariton-polariton non-linearities. While these structures are grown by molecular beam epitaxy in a 2D heterostructure, the deep etching of the wafer can be used to fabricate single micropillars. The zero dimensionality of the micropillars imposes quantized energy levels for polaritons [1]. Therefore, they behave like artificial photonic atoms with quantised energy levels. By partially overlapping two micropillars, we can engineer the hopping of photons, and thus polaritons, between different pillars [2]. By extending this coupling to two-dimensional arrays, the band structure of polaritons can be engineered. Other techniques to fabricate polariton lattices have been recently reported [3-5].

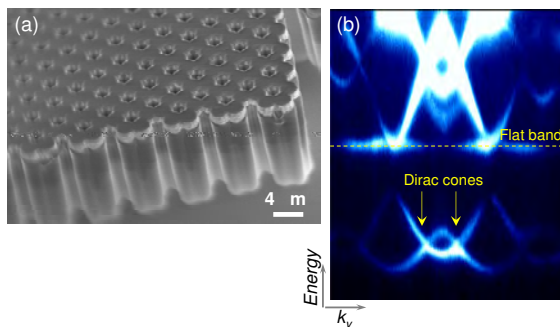


Fig. 1 : (a) Scanning electron microscopy image of the polariton honeycomb lattice. (b) Photoluminescence spectrum of the honeycomb structure in momentum space under non-resonant optical excitation [6].

Using the etched coupled micropillars technique, we have fabricated a 2D polariton honeycomb lattice (see Figure 1(a)) [5]. The coupling of the lowest energy state of each micropillar, of cylindrical symmetry, gives rise to bands analogous to the electronic bands of graphene, with linear crossings at six Dirac points (Figure 1(b)). We use the local optical access available in polaritons to evidence the unidimensional edge states expected in zig-zag and bearded terminations of the honeycomb lattice.

If we now consider the coupling of the first excited states of each micropillar, of p symmetry, the honeycomb lattice gives rise to four energy bands, two of them holding a flat band. The realization of this structure which holds massless, massive and infinitely-massive particles opens the route towards studies of the interplay of dispersion, interactions and frustration in a novel and controlled environment.

RÉFÉRENCES

- [1] D. Bajoni, P. Senellart, E. Wertz, I. Sagnes, A. Miard, A. Lemaître, and J. Bloch, *Phys. Rev. Lett.* 100, 47401 (2008).
- [2] M. Abbarchi, A. Amo, V. G. Sala, D. D. Solnyshkov, H. Flayac, L. Ferrier, I. Sagnes, E. Galopin, A. Lemaître, G. Malpuech, and J. Bloch, *Nat. Phys.* 9, 275 (2013).
- [3] C. W. Lai, N. Y. Kim, S. Utsunomiya, G. Roumpos, H. Deng, M. D. Fraser, T. Byrnes, P. Recher, N. Kumada, T. Fujisawa, and Y. Yamamoto, *Nature* 450, 529 (2007).
- [4] N. Y. Kim, K. Kusudo, C. Wu, N. Masumoto, A. Löffler, S. Hofling, N. Kumada, L. Worschech, A. Forchel, and Y. Yamamoto, *Nat. Phys.* 7, 681 (2011).
- [5] E. A. Cerda-Méndez, D. N. Krizhanovskii, M. Wouters, R. Bradley, K. Biermann, K. Guda, R. Hey, P. V Santos, D. Sarkar, and M. S. Skolnick, *Phys. Rev. Lett.* 105, 116402 (2010).
- [6] T. Jacqmin, I. Carusotto, I. Sagnes, M. Abbarchi, D. Solnyshkov, G. Malpuech, E. Galopin, A. Lemaître, J. Bloch, and A. Amo, *Phys. Rev. Lett.* 112, 116402 (2014).

EFFETS DE LA TEMPERATURE SUR L'INTERACTION CASIMIR-POLDER EN CHAMP PROCHE

Athanasios Laliotis¹, T. Passerat de Silans^{3,1}, J.C. de Aquino Carvalho¹, P. Chaves de Souza Segundo^{2,1}, Isabelle Maurin¹, J. R. Rios Leite⁴, Martial Ducloy¹, Daniel Bloch¹

¹ Laboratoire de Physique des Lasers, UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France.

² Universidade Federal de Campina Grande, Cuité, PB, Brésil

³ Universidade Federal de Paraíba, João Pessoa, PB, Brésil

⁴ Universidade Federal de Pernambuco, Recife, PB, Brésil

laliotis@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous décrivons un travail de mesures spectroscopiques de l'interaction atome-surface à longue portée (interaction Casimir-Polder). Nous étudions expérimentalement le couplage entre des transitions atomiques et des ondes de surface. Ce couplage nous permet de mettre en évidence des effets exotiques le contrôle de l'interaction atome-surface par excitation thermique de polaritons de surface. Nos mesures vérifient les prédictions de l'électrodynamique quantique (QED), pour des atomes excités et pour des températures plus élevées que 1000 K, situations extrêmes et difficilement explorables avec d'autres techniques expérimentales.

MOTS-CLEFS : *interaction atome-surface; Casimir-Polder; corps noir; réflexion sélective.*

laliotis@univ-paris13.fr

1. INTRODUCTION

L'interaction entre atome et surface (Casimir-Polder), ou surface et surface (Casimir), est due aux fluctuations du vide. Ces interactions trouvent aujourd'hui un grand intérêt pour des mesures fondamentales de la mécanique quantique et des expériences ambitieuses qui visent à mesurer la gravité Non-Newtonienne. L'effet Casimir-Polder est aussi important pour la compréhension des effets physico-chimiques tels que l'adsorption, la désorption et la catalyse. Le développement de dispositifs qui piègent des atomes proches de nanostructures (puces atomiques, nanofibres) nécessite aussi la de connaissance de forces Casimir-Polder.

Quand les atomes sont situés à des distances très proches (typiquement jusque des centaines de nm), l'effet Casimir-Polder peut être décrit comme une interaction dipolaire entre l'atome et l'image électrostatique induite par la surface environnante (régime van der Waals). Ceci induit un déplacement énergétique des niveaux en $-C_3/z^3$, où C_3 est le coefficient de l'interaction van der Waals pour un niveau énergétique donné, et z la distance entre atome et surface. Ce régime de l'interaction a été expérimentalement étudié depuis longtemps à Yale avec des atomes de Rydberg [1], et à Paris13 où il a été démontré que la technique de réflexion sélective est appropriée pour mesurer l'interaction van der Waals en champ proche pour des états atomiques excités [2]. Pour des distances plus élevées les effets du retard sont importants et l'approximation électrostatique n'est pas valable.

2. MESURES DE LA DEPENDANCE DE L'INTERACTION CASIMIR-POLDER EN TEMPERATURE

Des effets des fluctuations thermiques (équivalents aux effets du rayonnement du corps noir sur le Lamb shift) ont été démontrés avec un condensat de Bose-Einstein à des distances entre 6-12 μm de la surface et hors équilibre thermique [5]. Pourtant en champ proche (régime nanométrique) le rayonnement thermique est dominé par les ondes des surfaces (polaritons) et devient presque monochromatique par rapport au rayonnement idéal du corps noir [6]. Ainsi, l'excitation thermique de modes de surface influence fortement l'interaction Casimir-Polder en champ proche [7] et permet même son contrôle avec la température.

Ici nous rapportons les résultats d'une série d'expériences visant à mesurer les effets thermiques sur l'interaction Casimir-Polder en champ proche. Nous commençons par des mesures sur Cs ($8P_{3/2}$) et une surface de CaF_2 [8]. Selon les prédictions théoriques, l'interaction atome surface diminue avec la température jusqu'à presque zéro, à cause de l'excitation thermique de modes de polariton du CaF_2 . Cette série des mesures s'était révélée infructueuse à cause d'une dégradation de l'état de surface avec la température et à la présence de la vapeur de Cs.

Nous décrivons aussi des résultats obtenus par spectroscopie de réflexion sélective sur la raie ($\lambda = 672 \text{ nm}$) de Cs ($6P_{1/2} \rightarrow 7D_{3/2}$) permettant essentiellement de sonder l'interaction entre un atome de Cs ($7D_{3/2}$) et une surface de saphir à une distance à la paroi $\sim \lambda/2\pi$ 100 nm [2]. Le couplage entre la résonance de surface du saphir à $\lambda_p = 12.1 \mu\text{m}$ et la transition dipolaire $7D_{3/2} \rightarrow 5F_{5/2}$ à 10,8 μm , cause une exaltation de l'interaction (augmentation du coefficient C_3) avec la température. Le choix du saphir est critique pour ces expériences puisque sa stabilité chimique permet des mesures aux températures inhabituellement élevées. En pratique nous explorons des températures jusqu'à $T=1000 \text{ K}$, suffisamment élevées pour exciter thermiquement les modes du polariton du saphir ($k_B T$ est comparable à hc/λ_p). Le saphir est nettement plus résistant, mécaniquement et thermiquement que les fenêtres fluorure, et insensible à une possibilité d'attaque chimique par la vapeur alcaline. Nous avons ainsi effectué l'expérience dans une cellule spéciale entièrement en saphir, avec une fenêtre en saphir "superpoli", avec une planéité quasiment à l'échelle atomique. Nos résultats expérimentaux sont en accord avec les pertitions théoriques de l'électrodynamique quantique [2].

En fin nous rapportons des mesures préliminaires dans la même cellule de saphir pour des états $7P_{1/2}$ et $7P_{3/2}$ du Cs (la seconde raie de résonance à 459 nm et 455 nm respectivement). Le couplage 7P-6D est en coïncidence parfaite avec le polariton du saphir pour Cs($7P_{1/2}$) et assez éloigné de celui-ci pour Cs($7P_{3/2}$). A cause de cela, les prédictions théoriques de l'interaction Casimir-Polder en fonction de la température sont très différentes pour ces deux composantes.

Remerciements à D. Sarkisyan, pour la fabrication de cellules, et à G. Pichler pour le prêt d'une cellule. Nous remercions aussi la coopération franco-brésilienne CAPES-COFECUB Ph 740-12.

REFERENCES

- [2] A. Laliotis *et al.* 'Casimir-Polder interactions in the presence of thermally excited surface modes', *Nat. Commun.* **5**, 4364 (2014).
- [3] V. Sandoghdar *et al.* 'Direct Measurement of the van der Waals interaction between an atom and its images in a micron size cavity', *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3432 (1992).
- [4] M. Oria *et al.* 'Spectral observation of surface-induced van der Waals attraction on atomic vapour', *EPL*, **14**, 527 (1991); M. Fichet and M. Ducloy 'General theory of frequency modulated selective reflection. Influence of atom surface interactions', *J. Phys. II France* **1** (1991).
- [5] J. Obrecht *et al.* "Measurement of the Temperature Dependence of the Casimir-Polder Force", *Phys. Rev. Lett.* **98**, 0632201 (2007).
- [6] A. V. Shchegrov *et al.* 'Near Field surface effects due to electromagnetic surface excitations', *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1548 (2000).
- [7] M-P.Gorza and M. Ducloy, "van der Waals interactions between atoms and dispersive surfaces at finite temperature", *Eur.Phys. J. D* **40**, 343 (2006).
- [8] T.Passerat de Silans *et al.* 'Experimental observations of near field temperature effects on the near field regime of the Casimir-Polder interaction', *Laser Phys.* **24**, 074009 (2014).

ONDES TWISTEES EN INTERACTION AVEC DES ATOMES

Laurence Pruvost¹

¹ Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Univ-PSud, ENS Cachan, Orsay, France

laurence.pruvost@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Le moment orbital angulaire associé à une onde twistée est une grandeur quantifiée et une variable potentielle pour le codage d'information. De plus, il s'échange avec la matière permettant son stockage, sa restitution et la réalisation de mémoires et d'opérations. Le cas est illustré ici avec des atomes froids et des processus non-linéaires impliquant le moment orbital angulaire.

MOTS-CLEFS : *moment orbital angulaire, mémoire quantique, atomes froids.*

INTRODUCTION

Une onde twistée se caractérise par un front d'onde en hélice, $\ell\theta$, où θ est l'angle polaire défini par rapport à l'axe de propagation. L'entier relatif ℓ , appelé charge topologique, quantifie le moment orbital angulaire (OAM), L , porté par l'onde qui vaut $L = \hbar\ell$.

Une famille d'ondes twistées, solutions propres de l'équation de propagation, constitue une base de décomposition d'une onde et permet le codage d'information, chaque valeur de ℓ étant un bit d'information. Parmi ces familles on trouve les modes de Laguerre-Gauss (LG) et les modes de Bessel. L'OAM définit le quantum d'échange avec la matière. Les processus en jeu dans ces échanges sont à la base de la réalisation de mémoires et d'opérations quantiques.

La présentation vise à illustrer ce propos avec des exemples sur des atomes. Dans une première partie on donnera des généralités sur les modes de Laguerre-Gauss, des méthodes pour les créer et pour les détecter. Dans une seconde partie on présentera deux exemples de mémoires réalisées avec des atomes froids en utilisant les processus de mélange à quatre ondes (FWM), d'oscillation cohérente de population (CPO) retardés, ainsi qu'un exemple d'opération de somme d'OAM. En conclusion, on montrera l'intérêt d'un processus non dégénéré en fréquence comme la transition à deux photons.

1. GENERATION ET DETECTION D'ONDES TWISTEES

La méthode la plus couramment utilisée pour générer un mode de LG consiste à modifier le front d'onde d'un faisceau incident gaussien, en lui appliquant un objet de phase en hélice. L'objet peut être une lame sculptée -appelée lame de phase spirale- ou un modulateur de phase à cristaux liquides, système programmable, qui permet de changer localement l'orientation des molécules de cristaux liquides, donc l'indice de réfraction. En aval de l'objet de phase, le mode obtenu est très proche d'un mode de LG d'indice azimutal ℓ et d'indice radial $p=0$.

Les méthodes pour déterminer la valeur de l'OAM d'une onde twistée sont en général basées sur la construction d'une figure d'interférence entre le mode LG et une onde de référence. Obtenir une mesure rapide et directe est un enjeu. Dans ce cadre, on présentera deux méthodes récentes: l'une est une auto-interférence du mode produite par un système optique astigmatique, qui produit une figure de franges donnant directement la valeur de l'OAM [1,2]; l'autre est la diffraction à travers une roue ajourée de petits trous répartis sur un cercle [3].

2. MEMOIRE D'OAM DANS UN NUAGE DE ATOMES FROIDS

La forme annulaire du mode de LG peut être mise à profit pour faire de la canalisation d'atomes [4], et son OAM pour l'information quantique [5,6]. La mémoire présentée ici, utilise un

système atomique en Λ où les deux états de basse énergie sont des états fondamentaux (Fig.1). Avec deux faisceaux laser accordés sur ce système on crée un état « noir » (non couplé au niveau excité) dont la composition dépend des champs excitateurs et en particulier de leur phase, c'est-à-dire de l'OAM si l'un des champs est twisté. Le stockage repose sur la grande durée de vie de l'état noir. Pour la relecture, un troisième faisceau laser induit une émission, qui par respect de la conservation des phases, rend l'OAM porté initialement par l'une des deux ondes. Ce processus de FWM dégénérées en fréquence opère si le troisième faisceau est retardé et réalise ainsi une mémoire d'OAM (Fig.1). L'expérience, réalisée à Recife avec l'équipe de J. Tabosa, a utilisé un nuage d'atomes de césium froids et plusieurs géométries de FWM, colinéaires ou non [5].

Le processus de CPO retardé est une variante du FWM. Il utilise des polarisations différentes de celles du FWM et permet de réaliser des mémoires insensibles à l'environnement magnétique et de durée plus longue. Avec ce processus on a montré le stockage/relecture d'OAM. De plus, le processus non linéaire en jeu a permis de sommer, pendant le stockage, les OAM portés par les deux faisceaux laser incidents [6].

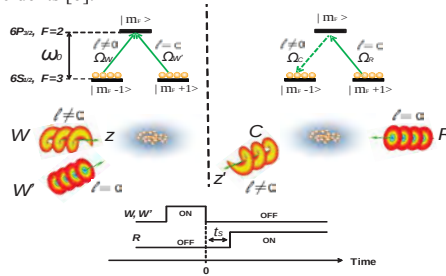


Fig. 1 : Configuration atomique en Λ et géométrie des faisceaux utilisées pour l'écriture des faisceaux W et W', W portant une charge topologique l (à gauche). Configuration de relecture réalisée avec le faisceau R. La détection est réalisée en analysant le faisceau induit C. La séquence du FWM retardé est présentée en bas.

CONCLUSION

Pour aller au-delà des cas précédents, dégénérés en fréquence, on présentera le cas de la transition à deux photons dans laquelle l'atome est excité par deux photons IR et se désexcite par une cascade impliquant un photon IR et un photon bleu. Lorsque l'excitation est faite avec de la lumière twistée, le FWM produit un transfert d'OAM total vers le bleu qui s'explique non seulement par la conservation de phase mais aussi par la géométrie du mode de LG. Ce transfert sélectif ouvre des voies prometteuses pour orienter l'émission du processus FWM.

REFERENCES

- [1] P. Vaity, J. Banerji, and R. P. Singh, "Measuring the topological charge of an optical vortex by using a tilted convex lens", Phys. Lett. A, vol. 377, pp. 1154-1156, 2013.
- [2] C. Cabrera-Gutiérrez, Thèse de doctorat de l'université PSud, Orsay, 2014.
- [3] O. Emile, J. Emile, B. Varis De Lesegno, L. Pruvost, C. Brousseau, "Mesure de la charge topologique d'un faisceau twisté à l'aide d'une roue ajourée", résumé soumis à COLOQ
- [4] V. Carrat, C. Cabrera-Gutiérrez, M. Jacquey, J. W. Tabosa, B. Varis de Lesegno, and L. Pruvost, "Long-distance channeling of cold atoms exiting a 2D magneto-optical trap by a Laguerre-Gaussian laser beam", Opt. Lett. Vol. 39, pp. 719-722, 2014.
- [5] R. A. de Oliveira, L. Pruvost, P. S. Barbosa, W. S. Martins, S. Barreiro, D. Felinto, D. Bloch, J. W. R. Tabosa, "Off-axis retrieval of orbital angular momentum of light stored in cold atoms", Appl. Phys. B, vol. 117, p. 1123, 2014.
- [6] A. J. F. de Almeida, S. Barreiro, W. S. Martins, R. A. de Oliveira, D. Felinto, L. Pruvost and J. W. R. Tabosa, "Storage of orbital angular momenta of light via coherent population oscillation", submitted.

MISE EN FORME TOPOLOGIQUE DE LA LUMIÈRE À PETITE ÉCHELLE: VORTEX OPTIQUES ET CRISTAUX LIQUIDES

Etienne Brasselet

Univ. Bordeaux, CNRS, Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine,
UMR 5798, F-33400 Talence, France

etienne.brasselet@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

Nous abordons la question de l'utilisation de défauts topologiques de cristaux liquides dans le but de mettre en forme la topologie d'un champ lumineux. Nous discutons les avancées récentes concernant la génération contrôlée de vortex optiques.

MOTS-CLEFS : *Vortex optiques; Moment angulaire orbital; Défauts topologiques; Cristaux liquides*

De manière générale, une onde lumineuse se décrit par un champ de vecteurs complexe dont l'amplitude, la phase ou la polarisation peuvent posséder des singularités, c'est-à-dire des endroits de l'espace où ces quantités sont indéterminées ou varient brutalement. Bien que les singularités ondulatoires aient été révélées dans les années 1830 [1], leur caractère universel en physique ondulatoire n'a été mis à jour qu'en 1974 [2]. Un tournant décisif intervient en 1992, avec la démonstration qu'un champ lumineux possédant une amplitude proportionnelle à $\exp(i\ell\phi)$, où ϕ est l'angle azimutal dans le plan transverse à la direction de propagation de l'onde, porte un moment angulaire de nature orbitale de $\ell\hbar$ par photon [3]. On parle de vortex optique de charge topologique ℓ . Remarquant du même coup que les faisceaux de Laguerre-Gauss, dont le champ est proportionnel $\exp(i\ell\phi)$, forment une base orthogonale exacte des solutions à l'équation de propagation (l'équation d'Helmholtz) en régime paraxial, une base orbitale infinie pour le champ électromagnétique devenait alors expérimentalement accessible [3].

En dépit de leur histoire récente, les vortex optiques ont déjà commencé à révolutionner notre façon d'apprivoiser la lumière. L'émergence de nouvelles applications nécessite le développement de nouveaux outils pour produire, contrôler, détecter et stocker le moment angulaire orbital de la lumière à petite échelle spatiale. Cependant, l'élaboration d'une boîte à outils microscopique "singulière" reste un défi à relever. Si de nombreuses techniques ont été développées ces vingt dernières années pour générer des vortex optiques, nous ne présenterons ici en détail que l'une d'entre elles reposant sur l'interaction dite 'spin-orbite' pour la lumière—autrement dit, le couplage entre l'impulsion et le moment angulaire de spin de la lumière.

Plus particulièrement, nous discuterons comment les défauts naturellement présents dans les cristaux liquides permettent une mise en forme, à la fois simple et efficace, de la topologie d'un champ lumineux passant au travers. Ceci sera illustré par différents travaux que nous avons réalisés ces dernières années [4, 5, 6, 7, 8]. L'obtention de systèmes à cristaux liquides naturels permettant un fort couplage entre les degrés de liberté de spin et orbital pour le moment angulaire de la lumière, une nouvelle classe de dispositifs photoniques à même de mettre en forme l'état orbital de la lumière est mise à jour. Les points forts de tels dispositifs singuliers (i.e. échelle microscopique, diversité topologique, reconfiguration, accordabilité en longueur d'onde) permettent d'anticiper des applications possibles dans des domaines variés incluant l'information optique, la mise en forme de faisceaux, l'imagerie optique, et la manipulation optique.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Berry, "Making waves in physics," *Nature*, vol. 403, p. 21, 2000.
- [2] J. F. Nye and M. V. Berry, "Dislocations in wave trains," *Proc. R. Soc. Lond. A*, vol. 336, pp. 165–190, 1974.

- [3] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, "Orbital angular momentum of light and the transformation of laguerre-gaussian laser modes," *Phys. Rev. A*, vol. 45, p. 8185, 1992.
- [4] E. Brasselet, N. Murazawa, H. Misawa, and S. Juodkakis, "Optical vortices from liquid crystal droplets," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, p. 103903, 2009.
- [5] E. Brasselet and C. Lousert, "Electrically controlled topological defects in liquid crystals as tunable spin-orbit encoders for photons," *Opt. Lett.*, vol. 36, pp. 719–721, 2011.
- [6] E. Brasselet, "Tunable optical vortex arrays from a single nematic topological defect," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, p. 087801, 2012.
- [7] C. Lousert, U. Delabre, and E. Brasselet, "Manipulating the orbital angular momentum of light at the micron scale with nematic disclinations in a liquid crystal film," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, p. 037802, 2013.
- [8] C. Lousert, K. Kushnir, and E. Brasselet, "Q-plates micro-arrays for parallel processing of the photon orbital angular momentum," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, p. 121108, 2014.

L'INTERFEROMETRIE ATOMIQUE, DE LA PHYSIQUE FONDAMENTALE AUX APPLICATIONS

Philippe Bouyer¹

¹ Laboratoire Photonique, Numérique, Nanosciences, UMR 5298 de l'IOGS, du CNRS et de l'Université de Bordeaux, IOA – rue Francois Mitterrand, 33400 Talence.

philippe.bouyer@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Refroidis proche du zéro absolu, les atomes, qui se déplacent alors à des vitesses égales ou inférieures à quelques centimètres par seconde, se comportent non plus comme des particules, mais comme ondes de de Broglie dont la propagation peut conduire à des phénomènes d'interférence. On peut alors utiliser ces interférences pour construire des dispositifs de mesure de haute précision qui peuvent s'avérer extrêmement sensibles aux effets inertiels comme l'accélération et la rotation. Cet exposé présentera les derniers avancements dans l'étude de ces capteurs inertiels à ondes matière. Il sera abordé les expériences de laboratoires où, par exemple, des interféromètres ultra-précis sont utilisés pour effectuer des tests précis de la physique fondamentale, comme le test du principe d'équivalence ou la détection d'ondes gravitationnelles. L'exposé présentera aussi les divers développements vers des applications commerciaux comme le guidage et la navigation, ou le développement de gravimètres ultra-précis pour étudier le sous-sol.

MOTS-CLEFS : *Interférométrie Atomique, Atomes Froids, Senseurs Inertiels, Ondes de Matière*

1. INTRODUCTION

Depuis sa première démonstration en 1991, l'interférométrie atomique [1] s'est révélée être un outil de choix pour mesurer avec précision les constantes fondamentales, tester des modèles ultra précisément ou mesurer sans biais les effets inertiels. Ainsi, la sensibilité des interféromètres à l'accélération ou la rotation [2] a montré qu'ils pouvaient concurrencer voire même dépasser l'état de l'art des capteurs basés sur d'autres technologies. La haute stabilité et la précision de ces capteurs sont à la base de plusieurs applications allant de la physique fondamentale (par exemple les tests de la relativité générale [3] et des mesures de constantes fondamentales [4]), à la géophysique (gravimétrie [5], gradiométrie [6]) et la navigation inertielle [7].

Aujourd'hui, à l'image du développement des horloges atomiques, la recherche en interférométrie atomique s'oriente à la fois vers la physique fondamentale et les applications. Dans le premier cas, un des enjeux est d'atteindre des sensibilités ultimes en exploitant les fondements de la physique quantique et de l'interaction matière rayonnement, l'autre enjeu étant d'utiliser ces instruments pour des tests de physique fondamentale, comme la détection des ondes gravitationnelles ou le test du principe d'équivalence. Dans le second cas, la recherche repose sur l'innovation dans les concepts et dans les briques technologiques clé. Ainsi, des développements technologiques considérables ont été réalisés et ont permis la mise sur le marché de gravimètres et d'horloges permettant des mesures « statiques » à long terme. Cependant, l'utilisation de capteurs inertiels à atomes froids dans la navigation et le positionnement nécessite encore de résoudre de nombreux enjeux scientifiques et technologiques comme l'embarquabilité et la compacité, la continuité de la mesure, l'opération de ces capteurs en environnement réel et en présence d'autres instruments de mesure.

2. PRINCIPE DE L'INTERFEROMETRIE ATOMIQUE

La géométrie d'un interféromètre atomique est semblable à celle d'un Mach-Zenhdher pour les ondes optiques. Ce concept est représenté Fig. 1 où des ondes de matière sont manipulées par un ensemble d'impulsions laser. À l'entrée de l'interféromètre, une impulsion $\pi/2$ crée une superposition cohérente d'états atomiques. L'onde de matière est alors défléchiée par une impulsion π avant d'être recombinaisonnée avec une seconde impulsion $\pi/2$. Pour réaliser ces lames séparatrices et ce miroir, on utilise les propriétés de diffraction de la matière par des ondes lumineuses stationnaires. La conservation de l'énergie-impulsion pendant ce processus impose de coupler seulement états atomiques dont les vitesses diffèrent de quelques cm/s. À la sortie de cet interféromètre, la probabilité de transition entre ces états est obtenue par une interférence de deux ondes donnant une probabilité de détection $P=1/2(1+\cos \Delta \Phi)$. Le déphasage de l'onde de matière $\Delta \Phi$ dépend de la différence de chemin entre les deux trajectoires atomiques dans l'interféromètre.

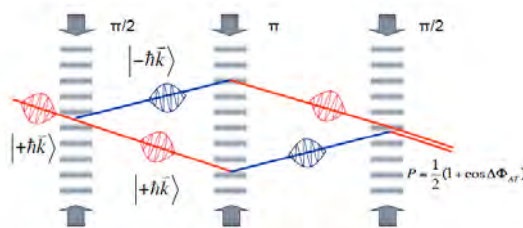


Fig. 1 : Principe d'un interféromètre atomique

3. TESTER LA RELATIVITE GENERALE AVEC DES ONDES DE MATIERE

Les interféromètres atomiques sont utilisés, par exemple, pour effectuer des mesures précises et absolues de la gravité locale, le taux de rotation de la Terre et tests de physique fondamentale tels que l'universalité de la chute libre (UFF). C'est ainsi le cas des projets ICE et MIGA en France.

Les tests précis de l'UFF avec des ondes de matière sont d'une importance clé pour comprendre la gravité à l'échelle quantique. Ces tests utilisent deux interféromètres atomiques qui mesurent l'accélération relative entre deux espèces atomiques en chute libre dans le potentiel gravitationnel de la Terre. L'expérience l'ICE est conçu pour générer des signaux interférométriques à partir d'échantillons refroidis par laser de ^{39}K et ^{87}Rb à bord de l'A-300 Zéro-G de Novespace avions. Pendant le vol parabolique, l'expérience est en chute libre et cet environnement de microgravité permet des temps d'interrogation de l'ordre de 10 s, permettant en principe de détecter les changements dans l'accélération au niveau de 10^{-11} g.

En contraste avec ces expériences, le projet MIGA va explorer l'utilisation des interféromètres atomiques pour construire un capteur ondes de matière à grande échelle qui ouvrira vers de nouvelles applications dans les géosciences et la physique fondamentale. Contrairement aux autres expériences, souvent limitées par les vibrations transmis aux atomes en chute libre à travers les lasers d'interrogation, MIGA va exploiter l'environnement sismique très faible bruit d'un laboratoire souterrain [8] et utiliser les miroirs d'une cavité suspendus pour définir le champ d'interrogation. Ce projet doit en particulier explorer le potentiel des interféromètres atomiques pour la détection d'ondes gravitationnelles à basse fréquence.

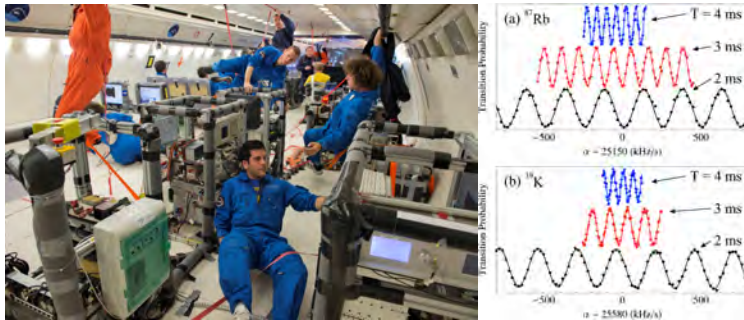


Fig. 2 : Droite : membres de l'équipe ICE pendant les vols paraboliques. Gauche : Franges d'interférences des deux interféromètres atomiques.

4. DES GRAVIMETRES COMMERCIAUX AUX CENTRALES DE NAVIGATION

La recherche vers les applications a déjà abouti aux premiers dispositifs « commerciaux », suite à l'émergence de plusieurs entreprises parmi lesquelles on peut citer AOSENSE (www.aosense.com), COLQUANTA (www.colquanta.com), μ QUANS (www.muquans.com). Des développements technologiques considérables ont été réalisés et ont permis la mise sur le marché de gravimètres et d'horloges permettant des mesures « statiques » à long terme. Ainsi, μ QUANS propose aujourd'hui un gravimètre transportable aux performances équivalentes, voire meilleurs à celles des produits existants. Cependant, l'utilisation de capteurs inertiels à atomes froids dans la navigation et le positionnement nécessite encore de résoudre de nombreux enjeux scientifiques et technologiques comme l'embarquabilité et la compacité, la continuité de la mesure, l'opération de ces capteurs en environnement réel et en présence d'autres instruments de mesure. L'extension à des marchés plus larges, comme la navigation commerciale, reste encore quasiment impossible au niveau de maturité technologique et conceptuel actuel.

RÉFÉRENCES

-
- [1] P. R. Berman, *Atom Interferometry* (Academic Press, 1997).
 - [2] B. Canuel, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 97, 010402 (2006).
 - [3] S. Dimopoulos, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 98, 111102(2007).
 - [4] J. B. Fixler, *et al.*, *Science* 315, 74 (2007).
 - G. Lamporesi, *et al.*, *Phys Rev. Lett.* 100, 050801 (2008).
 - R. Bouchendira, *et al.*, *Phys Rev. Lett.* 106, 080801 (2011).
 - [5] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, *Nature* 400, 849 (1999).
 - [6] M. J. Snadden, *et al.*, *Phys Rev. Lett.* 81, 971 (1998).
 - [7] M. A. Kasevich and B. Dubetsky, United States Patent 7317184.
 - [8] T. Farah, *et al.*, arXiv:1404.6722.

OPTIQUE QUANTIQUE AUX FRÉQUENCES MICRO-ONDES AVEC DES SPINS ET DES CIRCUITS ÉLECTRIQUES

P. Bertet¹, A. Bienfait¹, Y. Kubo¹, C. Grezes¹, D. Vion¹, D. Esteve¹, V. Jacques², J.-F. Roch², J. Isoya³, J. Pla⁴, J. Morton⁴, B. Julsgaard⁵, K. Moelmer⁵

¹ *Groupe Quantronique, Service de Physique de l'Etat Condensé, DSM/IRAMIS/SPEC, CNRS UMR 3680, CEA Saclay, 91191 Gif sur Yvette cedex, France*

² *Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Université Paris-Sud et ENS Cachan, 91405 Orsay, France*

³ *Research Center for Knowledge Communities, University of Tsukuba, Tsukuba 305-8550, Japan*

⁴ *London Centre for Nanotechnology, University College London, 17-19 Gordon Street, London, WC1H 0AH, United Kingdom*

⁵ *Department of Physics and Astronomy, Aarhus University, Ny Munkegade 120, DK-8000 Aarhus C, Denmark*

patrice.bertet@cea.fr

RÉSUMÉ

L'application des concepts de l'électrodynamique quantique en cavité [1] aux circuits électriques supraconducteurs a donné lieu au développement de nouvelles techniques qui rendent possible la manipulation et la mesure de signaux micro-ondes avec une sensibilité considérablement accrue, atteignant l'échelle du photon unique [2]. Nos recherches visent, de manière parallèle, à atteindre le régime quantique de l'interaction entre des spins dans les solides et des photons micro-ondes dans un résonateur, dans le but double de développer de nouveaux dispositifs pour l'information quantique d'une part, et d'améliorer la sensibilité de la spectroscopie de résonance paramagnétique électronique (RPE) d'autre part.

MOTS-CLEFS : *information quantique ; circuits supraconducteurs ; spins*

1. INTRODUCTION

Les développements récents de l'information quantique avec des circuits supraconducteurs [2] ont mené à la mise au point de nouvelles techniques expérimentales qui permettent de contrôler et de mesurer avec une précision jamais atteinte des champs électromagnétiques aux fréquences micro-ondes. Grâce aux amplificateurs paramétriques à base de jonctions Josephson [3], les mesures micro-ondes atteignant la limite du bruit de grenaille (shot-noise) sont devenues possibles, ainsi que la génération d'états squeezés [4]. Des sources et détecteurs de photons uniques sont réalisés en utilisant des atomes artificiels supraconducteurs (ou qubits supraconducteurs), aussi basés sur des jonctions Josephson [5]. Enfin l'état quantique du champ micro-onde dans une cavité peut être préparé dans des états extraordinairement complexes, avec des superpositions cohérentes d'états, du type chat de Schrödinger, allant jusqu'à une centaine de photons [6]. Par rapport aux expériences comparables d'optique quantique aux longueurs d'onde visibles, ces expériences aux fréquences micro-onde sont réalisées dans des cryostats à dilution à des températures de quelques millikelvins pour que le champ électromagnétique soit dans son état fondamental à l'équilibre thermique.

Notre groupe de recherche vise à enrichir ce nouveau domaine de l'optique quantique aux fréquences micro-ondes et aux très basses températures en combinant circuits supraconducteurs quantiques et spins électroniques dans les solides. Les motivations sont duales. D'une part, les spins électroniques ont des propriétés qui les rendent extrêmement intéressants pour les applications d'information quantique, de par leur long temps de cohérence (pouvant atteindre la seconde, ou plus [7]) lorsqu'ils sont inclus dans une matrice cristalline ultra-pure. La combinaison avec les qubits supraconducteurs laisse entrevoir l'espoir de nouveaux types de dispositifs quantiques "hybrides" qui bénéficieraient des avantages de chaque type de système [8]. En sens inverse, nous cherchons à utiliser les circuits supraconducteurs pour améliorer la

sensibilité des mesures de résonance magnétique de spin, avec comme objectif ultime d'effectuer des mesures de spectroscopie RPE sur un unique spin. Dans cet exposé, j'aborderai ces deux axes de recherche.

2. MÉMOIRE QUANTIQUE

Dans un premier temps je présenterai nos efforts pour réaliser une mémoire quantique aux fréquences micro-ondes pour les qubits supraconducteurs, basée sur un ensemble de spins électroniques ayant un long temps de cohérence [9]. Pour ce projet, nous utilisons des centres colorés du diamant appelés centres NV (pour Nitrogen-Vacancy) constitués d'un atome d'azote substitutionnel du réseau du diamant situé à côté d'une lacune. Dans son état fondamental, un centre NV a un spin 1, avec une fréquence de résonance proche de 3 GHz pour la transition entre l'état $m_S = 0$ et $m_S = +1$. Il a été démontré que dans un diamant suffisamment pur, le temps de cohérence du spin d'un centre NV peut atteindre jusqu'à 1 s à des températures < 100 K [10], ce qui est 4 ordres de grandeur de plus que le plus long temps de cohérence jamais mesuré pour un qubit supraconducteur. Notre idée est d'utiliser un ensemble de $\simeq 10^{10}$ centres NV pour stocker un grand nombre d'états quantiques provenant de qubits supraconducteurs, ce qui pourrait améliorer grandement l'opération d'un processeur quantique supraconducteur tel que développé actuellement dans de nombreux groupes de recherche. Sur un plan expérimental, nous avons dans un premier temps démontré qu'il était en effet possible de transférer l'état quantique d'un qubit supraconducteur vers un ensemble de centres NV (étape d'écriture) [11]. Notre travail actuel consiste à relire cet état quantique le plus fidèlement possible, en utilisant des techniques d'écho de spins inspirés de la RMN et de la recherche sur les mémoires quantiques aux fréquences optiques. Une étape importante, atteinte récemment dans notre groupe, a été de détecter un écho de spin pour une impulsion classique initiale d'ultra-faible intensité correspondant à un seul photon micro-onde en moyenne [12].

3. SPECTROSCOPIE RPE HAUTE-SENSIBILITÉ

La deuxième partie de mon exposé portera sur l'application des circuits supraconducteurs quantiques à la spectroscopie de RPE. L'utilisation combinée des très basses températures, de micro-résonateurs supraconducteurs permettant d'avoir à la fois un fort confinement du champ micro-onde et un facteur de qualité très élevé, ainsi que d'amplificateurs paramétriques à la limite quantique, nous a permis d'obtenir des sensibilités record dans la détection de la résonance magnétique d'un ensemble de donneurs dans le silicium (atomes de bismuth) dont la fréquence de résonance de spin est proche de 7.3 GHz. Notre spectromètre permet la détection de $1.7 \cdot 10^3$ spins avec un rapport signal-sur-bruit de 1 en un seul écho de spin, ce qui représente une amélioration de près de 4 ordres de grandeur par rapport à l'état de l'art. Enfin notre expérience atteint un nouveau régime de couplage entre un spin et un champ micro-onde, où la relaxation de spin est accélérée d'un facteur $\simeq 100$ lorsque la fréquence de résonance de spin est accordée à la fréquence de la cavité. Cela signifie que l'émission de photon par effet Purcell (émission spontanée médiée par la cavité) devient le processus dominant de spin-flip, au lieu de l'émission de phonons comme c'est le cas habituellement. Ces résultats démontrent le potentiel des circuits supraconducteurs pour les applications de résonance magnétique en général.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Haroche, J.-M. Raimond, *Exploring the Quantum*, Oxford University Press, Ed., 2006.
- [2] M. H. Devoret, R. J. Schoelkopf, "Superconducting Circuits for Quantum Information : An Outlook" *Science*, vol. 339, p. 1169, 2013.
- [3] X. Zhou, V. Schmitt, P. Bertet, D. Vion, W. Wustmann, V. Shumeiko, D. Esteve, "High-gain weakly nonlinear flux-modulated Josephson parametric amplifier using a SQUID array" *Phys. Rev. B*, vol. 89, p. 214517, 2014.
- [4] F. Mallet, M. A. Castellanos-Beltran, H. S. Ku, S. Glancy, E. Knill, K. D. Irwin, G. C. Hilton, L. R. Vale, and K. W. Lehnert, "Quantum State Tomography of an Itinerant Squeezed Microwave Field" *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 220502, 2011.

- [5] A. A. Houck, D. I. Schuster, J. M. Gambetta, J. A. Schreier, B. R. Johnson, J. M. Chow, L. Frunzio, J. Majer, M. H. Devoret, S. M. Girvin and R. J. Schoelkopf, "Generating single microwave photons in a circuit", *Nature*, vol. 449, p. 328, 2007.
- [6] B. Vlastakis, G. Kirchmair, Z. Leghtas, S. E. Nigg, L. Frunzio, S. M. Girvin, M. Mirrahimi, M. H. Devoret, and R. J. Schoelkopf, "Deterministically encoding quantum information using 100-photon schrödinger cat states" *Science*, vol. 342, pp. 607-610, 2013.
- [7] M. Steger, K. Saeedi, M.L.W. Thewalt, J.J.L. Morton, H. Riemann, N.V. Abrosimov, P. Becker, H.-J. Pohl, "Quantum information storage for over 180s using donor spins in a ^{28}Si semiconductor vacuum" *Science*, vol. 336, pp. 1280-1283, 2012.
- [8] G. Kurizki, P. Bertet, Y. Kubo, K. Moelmer, D. Petrosyan, P. Rabl, and J. Schmiedmayer, "Quantum technologies with hybrid systems" *Proc. Nat. Acad. Sci.*, vol. 112, pp.3866-3873, 2015.
- [9] B. Julsgaard, C. Grezes, P. Bertet, and K. Moelmer, "Quantum memory for microwave photons in an inhomogeneously broadened spin ensemble" *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p.250503, 2013.
- [10] N. Bar-Gill, L.M. Pham, A. Jarmola, D. Budker, and R.L. Walsworth, "Solid-state electronic spin coherence time approaching one second" *Nature communications*, vol. 4, p.1743, 2013.
- [11] Y. Kubo, C. Grezes, A. Dewes, T. Umeda, J. Isoya, H. Sumiya, N. Morishita, H. Abe, S. Onoda, T. Ohshima, V. Jacques, A. Dréau, J.-F. Roch, I. Diniz, A. Auffeves, D. Vion, D. Esteve, and P. Bertet, "Hybrid Quantum Circuit with a Superconducting Qubit Coupled to a Spin Ensemble", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p.220501, 2011.
- [12] C. Grezes, B. Julsgaard, Y. Kubo, W. L. Ma, M. Stern, A. Bienfait, K. Nakamura, J. Isoya, S. Onoda, T. Ohshima, V. Jacques, D. Vion, D. Esteve, R. B. Liu, K. Moelmer, and P. Bertet, "Storage and retrieval of microwave fields at the single-photon level in a spin ensemble", *arxiv :1504.02220*, 2015.

SOURCES SOLIDES DE LUMIERE: UNE REVOLUTION DANS LE MONDE DE L'ECLAIRAGE

Georges ZISSIS¹

¹ Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie LPALACE UMR 5213 CNRS-INPT-UT3, Université Fédérale Toulouse Midi-Pyrénées, 118 rte de Narbonne, 31062 Toulouse, France

georges.zissis@laplace.univ-tlse.fr

RÉSUMÉ

À l'aube du XXI^e siècle, le monde de l'éclairage électrique est à nouveau en effervescence comme il le fût au début du XX^e avec la démocratisation de la lampe à incandescence. Ainsi, pendant que l'incandescence tire sa révérence, nous vivons une vraie révolution grâce à l'arrivée d'un « intrus » issu du monde du semi-conducteur: la diode électroluminescente, la « LED ». Cette révolution doit permettre de limiter les impacts liés à la croissance de la consommation électrique pour l'éclairage, qui, selon des études récentes, serait multipliée par deux à l'horizon 2030.

MOTS-CLEFS : *Sources Solides de Lumière, Eclairage, Diodes Electroluminescentes, Diodes Electroluminescentes Organiques.*

1. LES DIODES ELECTROLUMINESCENTES - LEDS

En 1907, un pionnier de la radio, J.H. Round mentionne le premier une émission de lumière à partir d'un morceau de Carborundum (Carbure de Silicium) sans pouvoir l'expliquer... Sans connaître cette découverte, O.V. Losev, un jeune chercheur russe, reproduit l'expérience en 1921 et suppose qu'il s'agit là de l'effet photoélectrique inverse mentionné par Einstein... Il faudra attendre plus de quarante ans, en 1962, pour que N. Holonyak invente la LED rouge. Puis, G. Craford invente la LED jaune en 1972, la LED verte suit... 1993 fera date avec l'invention de la LED bleue qui vaudra le prix Nobel de physique à I. Akasaki, H. Amano et S. Nakamura en 2014 et ouvrira la porte de l'éclairage artificiel aux semi-conducteurs.

Aujourd'hui, des LEDs blanches de haute brillance sont disponibles sur le marché et produisent plusieurs centaines de lumens. Les performances des LEDs blanches n'ont eu de cesse de progresser depuis près de 20 ans (le record actuel est de 303 lm/W détenu par une LED CREE de laboratoire). Cependant, c'est au cours des cinq dernières années que le pas nécessaire à l'utilisation de ces petites sources de lumière comme « ampoules de substitution » a vraiment été franchi. Les efficacités lumineuses intrinsèques du composant sont excellentes puisque les meilleurs produits du marché dépassent déjà l'efficacité des meilleures sources blanches existantes avec des valeurs de plus de 130 lm/W. Cependant, les efficacités lumineuses des systèmes complets, incluant les composants LED, leurs optiques, lentilles ou réflecteurs, ainsi que l'électronique associée, ont du mal à dépasser la centaine de lumens par watt, la moyenne des luminaires à LED commercialisés se situant plutôt vers 60 lm/W et dans les meilleurs cas, certains systèmes dépassent les 100 lm/W.

Les LEDs n'ont cependant pas que des avantages. Elles ont longtemps fait illusion comme produit écologique par excellence ! C'est oublier un peu vite que se sont des « puces électroniques » issues de l'industrie de la microélectronique, consommatrices d'eau, de terres rares, de produits chimiques en tout genre et génératrices de nombreux déchets polluants. D'ailleurs actuellement, on ne sait pas vraiment recycler les LEDs. Le label « vert » ne semble donc pas si évident au regard des autres solutions d'éclairage et demande des études complémentaires indépendantes. Les résultats des campagnes de qualités sont aujourd'hui trop souvent décevants et parfois alarmants car le marché présente aussi des produits de mauvaise qualité, comparables à celle d'une ancienne lampe à incandescence, et ceci est particulièrement vrai pour les pays en voie de développement... Une profonde méconnaissance du composant « LED » et de sa façon de l'intégrer dans un système est

également à l'origine de ces résultats catastrophiques qui diffament une technologie valable. Ce constat est fort inquiétant car les LEDs de mauvaise qualité qui existent aujourd'hui sur le marché discréditent l'ensemble des produits aux yeux des concepteurs lumière et des utilisateurs finaux. Un rejet du produit par l'utilisateur final serait très dommageable.

2. LES DIODES ELECTROLUMINESCENTES ORGANIQUES - OLEDs

Que nous réserve le futur ? Imaginez une feuille plastique, légère, pliable qui pourrait émettre de la lumière colorée ou bien blanche... Les LEDs organiques (OLEDs) frappent à la porte !

L'OLED (diode électroluminescente organique) représente aujourd'hui une technologie de source de lumière extrêmement prometteuse. Ses propriétés naturelles permettent d'envisager à l'avenir un éclairage large, diffus, non éblouissant, sur une surface extrêmement fine, éventuellement incurvée voire même flexible. Ainsi, elle ne se présente pas comme une solution de substitution à une technologie existante, mais, elle offre bel et bien des perspectives inédites pour appréhender et concevoir l'éclairage de demain. De nombreuses anticipations et images de synthèse montrent à quel point ces sources sont capables de réaliser des fonctions invisibles avec les technologies actuelles. On peut par exemple citer des fenêtres OLED, qui laisseraient passer la lumière le jour et s'illumineraient la nuit, des murs éclairants ou des véhicules carrossés de lumière. Les OLED déchaînent à l'évidence l'imaginaire des créatifs, mais elles n'en sont encore qu'aux premiers balbutiements dans le domaine de l'éclairage.

Les OLED ont trouvé leur place ces 10 dernières années dans le domaine des écrans pour appareils mobiles, où on les trouve sous forme de pixels associés en matrice. Selon les perspectives clairement affichées des plus grandes industries de l'éclairage, les OLEDs sont désormais un domaine avec lequel il faudra compter pour l'avenir. La recherche aussi bien académique que privée a permis de sortir des prototypes commercialisés qui ont en quelque sorte servis à « calibrer » la technologie. Désormais, les feux semblent être passés au vert pour la commercialisation à grande échelle et d'ici quelques années, il sera possible d'acheter son OLED comme on achète une ampoule classique. L'idée est donc de comprendre comment ce composant, si différent des LEDs classiques, a pu faire un tel chemin et peut ouvrir les portes à une vision éclairagiste différente. La pénétration des OLED dans de nouveaux marchés, en particulier celui de l'éclairage, nécessite encore l'amélioration de leur flux, de leur efficacité et de leur durée de vie. Cela impose des verrous technologiques additionnels qui restent à lever : (1) Augmenter le flux et (2) Augmenter l'efficacité lumineuse.

L'efficacité d'une OLED est liée à de nombreux facteurs. On peut mentionner en premier lieu les matériaux qui, selon leur type (fluorescents, phosphorescents, petites molécules, polymères etc...) présentent des efficacités radicalement différentes. Un autre facteur est l'extraction de la lumière produite. En effet, elle est essentiellement produite dans l'une des couches organiques appelée couche émissive et elle doit traverser plusieurs matériaux avant de sortir du composant et participer à son rayonnement. Dans son cheminement, elle peut subir des réflexions multiples et subir ainsi une forte atténuation. L'efficacité maximale d'un composant OLED a été obtenue au début de l'année 2013 par NEC Lighting : elle est annoncée à 156 lm/W, mais très probablement dans des conditions sévères de laboratoire. Elle est d'environ 30 lm/W pour les produits disponibles sur le marché. Afin que les OLEDs pour l'éclairage arrivent à la maturité, l'industrie doit impérativement (1) augmenter leur durée de vie et (2) diminuer les coûts de production.

Aujourd'hui, nous pouvons dire que la technologie OLED a réalisé de formidables progrès ces dix dernières années. Elle est sur le point de dominer le marché des écrans d'appareils mobiles et elle se présente aujourd'hui sur le segment des téléviseurs avec d'excellentes perspectives. La prochaine étape, à moyen terme, concerne l'automobile où de nombreux projets ont débouché sur des prototypes et des réalisations concrètes. Mais d'ici quelques années, lorsque les avancées techniques permettront d'obtenir des OLED puissantes, efficaces et à grande durée de vie, elles révolutionneront notre façon d'appréhender l'éclairage général, en ouvrant des possibilités encore jamais envisagées avec des sources traditionnelles.

BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE LINÉAIRE DU VIDE SOUS CHAMP MAGNÉTIQUE PULSÉ

A. Rivère¹, R. Battesti¹, A. Cadène¹, M. Fouché¹, C. Rizzo¹

¹ *Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses-Toulouse, France*

alice.rivere@lncmi.cnrs.fr

RÉSUMÉ

La biréfringence magnétique linéaire correspond à une différence d'indice induite dans un milieu par un champ magnétique B transverse. Dans les gaz, cet effet est aussi connu sous le nom d'effet Cotton-Mouton. En 1935, la théorie de l'électrodynamique quantique (EDQ) prévoit une telle biréfringence magnétique linéaire dans un milieu particulier, le vide. Ainsi dans le vide, l'indice de réfraction $n_{\parallel}$ de la lumière polarisée parallèlement au champ magnétique est différent de l'indice de réfraction $n_{\perp}$ de la lumière polarisée perpendiculairement à B et la différence d'indices $\Delta n_{CM} = n_{\parallel} - n_{\perp}$ est proportionnelle au carré du champ magnétique :

$$\Delta n_{CM} = k_{CM} B^2, \quad (1)$$

où k_{CM} est la biréfringence magnétique linéaire par Tesla carré. Ce n'est qu'en 1970 que k_{CM} a été calculé [1, 2] et il s'écrit :

$$k_{CM} = \frac{2}{15} \frac{\alpha^2 \hbar^3}{m_e^4 c^5 \mu_0} \left(1 + \frac{25}{4\pi} \alpha\right), \quad (2)$$

où α est la constante de structure fine, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ avec h la constante de Planck, m_e est la masse de l'électron, c la vitesse de la lumière dans le vide et μ_0 la perméabilité magnétique du vide. D'après les valeurs des constantes fondamentales données par le CODATA [3], on trouve la valeur théorique suivante :

$$k_{CM} = 4.03 \times 10^{-24} \text{T}^{-2}. \quad (3)$$

Malgré plusieurs tentatives, l'observation de cette prédiction de l'électrodynamique quantique n'a encore jamais été réalisée et reste un challenge expérimental majeur. Les mesures de biréfringence magnétique sont difficiles car il s'agit de détecter de très petites variations de la polarisation de la lumière. Les expériences en cours mesurent k_{CM} via la mesure d'une ellipticité ψ , induite par un champ magnétique transverse. L'ellipticité est reliée à la biréfringence magnétique par l'expression suivante :

$$\psi = \frac{\pi}{\lambda} k_{CM} L_B B^2 \sin(2\theta), \quad (4)$$

où λ est la longueur d'onde du faisceau lumineux, L_B est la distance sur laquelle s'applique le champ magnétique B et θ est l'angle entre la polarisation incidente et le champ B ($\theta = 45^\circ$). L'équation (4) montre que le paramètre expérimental critique est le produit $L_B B^2$. Dans le but d'augmenter l'ellipticité à mesurer, nous avons choisi la stratégie suivante : utiliser de forts champs magnétiques pulsés et une cavité optique de type Fabry-Perot de très haute finesse pour accroître l'effet en piégeant la lumière dans la région où le champ magnétique est appliqué. L'ellipticité totale Ψ acquise dépend alors de la finesse F de la cavité suivant l'expression :

$$\Psi = \frac{2F}{\pi} \psi, \quad (5)$$

où ψ est l'ellipticité acquise en l'absence de cavité.

Après avoir décrit la première génération d'expérience installée au Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses de Toulouse (LNCMI-T), nous présenterons les mesures de k_{CM} obtenues dans le vide [4] et dans différents gaz [5]. Dans une dernière partie, nous présenterons la manière dont nous espérons parvenir à l'objectif final et observer pour la première fois la biréfringence magnétique du vide prévue par l'électrodynamique quantique à l'aide d'un nouveau design de l'expérience et de nouveaux aimants bien plus puissants.

RÉFÉRENCES

- [1] W.Heisenberg, H. Euler, Z. Phys. **38**, 714 (1936).
- [2] H.Euler, K. Kockel, Naturwiss. **23**,246 (1935)
- [3] P.J. Mohr, B.N Taylor and D.B Newel, Rev. Mod. Phys. **84**, 1527 (2012).
- [4] A. Cadène, P. Berceau, R. Battesti, M. Fouché, C. Rizzo, Eur. Phys. J.D **68**,16 (2014).
- [5] A. Cadène, D. Sordes, P. Berceau, M. Fouché, R. Battesti, C. Rizzo, Phys. Rev. **88**, 043815 (2013)

STABILISATION DE LA FRÉQUENCE DU FAISCEAU NON RÉSONANT D'UN OSCILLATEUR PARAMÉTRIQUE OPTIQUE CONTINU SIMPLEMENT RÉSONANT

Aliou Ly¹, Benjamin Szymanski², Fabien Bretenaker¹

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

² Blue Industry & Science, 208 bis rue la Fayette, 75010 Paris, France

Fabien.Bretenaker@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Les OPOs continus simplement résonant sont des sources cohérentes de lumière aux propriétés remarquables: large accordabilité, grande stabilité, bonne finesse spectrale et forte puissance de sortie. Ces propriétés ont permis leurs utilisations dans des applications de spectroscopie à haute résolution [1] et de physique atomique [2, 3]. Des travaux récents [4, 5] ont montré pour la première fois la possibilité de stabiliser en-dessous du kHz la fréquence du faisceau résonant d'un tel OPO (voir figure 1(a)). Cependant la puissance de sortie n'était que de 90 mW. En effet, toute la puissance est emportée par l'onde non résonante bruitée. Nous présentons ainsi pour la première fois à notre connaissance, une technique expérimentale [6] pour stabiliser la fréquence du faisceau non résonant. On obtient ainsi un signal puissant et pur spectralement en sortie de l'OPO.

1. PRINCIPE DE L'ASSERVISSEMENT EN FRÉQUENCE

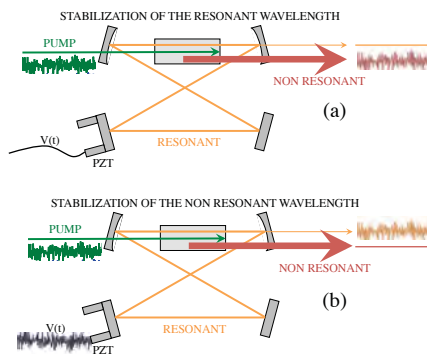


FIGURE 1 : Principe de la stabilisation de la fréquence d'un OPO continu simplement résonant. En (a) stabilisation de la fréquence du faisceau résonant. En (b) stabilisation de la fréquence du faisceau non résonant PZT : Transducteur Piézoélectrique.

La Fig.1(b) schématise le principe de l'asservissement mis en jeu ici. La dynamique du fonctionnement d'un OPO de ce type est gouvernée par les équations (1) et (2) traduisant d'une part la conservation de l'énergie entre les trois ondes et la condition de résonance dans la cavité (de longueur optique L) pour l'onde résonante d'autre part.

$$\omega_p(t) = \omega_r(t) + \omega_{nr}(t). \quad (1)$$

$$\omega_r(t) = 2p\pi \frac{c}{L(t)}. \quad (2)$$

Où ω_p , ω_r et ω_{nr} désignent respectivement les fréquences des faisceaux pompe, résonant et non résonant. Ces fréquences fluctuent dans le temps si bien qu'on obtient l'expression suivante pour leur fluctuation :

$$\delta\omega_p(t) = \delta\omega_r(t) + \delta\omega_{nr}(t). \quad (3)$$

Toute l'idée de l'asservissement mis en œuvre ici consiste à bruite la longueur de la cavité L d'une quantité $\delta L(t) = -L \frac{\delta\omega_r(t)}{\omega_r}$ de sorte à avoir $\delta\omega_{nr}(t) = 0$ et $\delta\omega_r(t) = \delta\omega_p(t)$. Pour cela, la fréquence du faisceau non résonant est comparée à une référence externe fournie par une cavité Fabry-Pérot. Un système de filtre de boucle génère un signal de contrôle pour rétroagir sur la cavité de l'OPO afin de bruite sa longueur optique $L(t)$.

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

La Fig.2 présente le spectre mesuré sur 1 s du bruit de fréquence du faisceau non résonant. Les fluctuations en fréquence de ce dernier ont été atténuées de 8 ordres de grandeur lorsque l'OPO est asservi. Ceci correspond à un écart-type au niveau du kHz, c'est à dire très en-dessous du niveau du bruit de fréquence de la pompe. On impose ainsi le bruit de fréquence de la pompe à la fréquence du faisceau résonant.

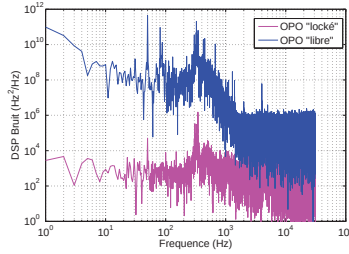


FIGURE 2 : Densité Spectrale de Puissance du bruit de fréquence du faisceau non résonant lorsque l'OPO est en fonctionnement libre et lorsqu'il est asservi.

RÉFÉRENCES

- [1] E. V. Kovalchuk, T. Schuldt, and A. Peters, *Opt. Lett.***30**, 3141 (2005)
- [2] S. Zaske, D.-H. Lee, C. Becher, *App. Phys. B : Lasers Opt.***98**, 729 (2010)
- [3] P. Gross, I.D. Lindsay, C.J. Lee, M. Nittmann, T. Bauer, J. Bartschke, U. Warring, A. Fischer, A. Kellerbauer, K.-J. Boller, *Opt. Lett.***35**, 820 (2010)
- [4] O. Mhibik, T. H. My, D. Paboeuf, F. Bretenaker, and C. Drag, *Opt. Lett.***98**, 2364 (2010)
- [5] O. Mhibik, D. Paboeuf, C. Drag, F. Bretenaker, *Opt. Express***19**, 18047 (2011)
- [6] A. Ly, B. Szymanski, F. Bretenaker, submitted. In arXiv :1503.06138 (2015)

MESURE DE LA CHARGE TOPOLOGIQUE D'UN FAISCEAU TWISTÉ À L'AIDE D'UNE ROUE AJOURÉE

O. Emile¹, J. Emile², B. Varis De Leseqno³, L. Pruvost³, C. Brousseau⁴

¹ Université de Rennes 1, 35042 Rennes Cedex, France.

² IPR, UMR 6251, CNRS, Université de Rennes 1, 35042 Rennes Cedex, France.

³ Laboratoire Aimé Cotton, UMR 9188, CNRS, Univ. Paris-Sud, ENS-Cachan, 91405, Orsay, France.

⁴ IETR, UMR 6164, CNRS, Université de Rennes 1, 35042 Rennes Cedex, France.

olivier.emile@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une nouvelle méthode pour mesurer la charge topologique d'un faisceau twisté. Nous utilisons une roue percée de trous sur sa périphérie et régulièrement espacés. La forme de la figure de diffraction, liée au nombre de trous, permet d'identifier l'ordre du faisceau. Cette technique est bien adaptée pour mesurer des charges topologiques élevées.

MOTS-CLEFS : *Faisceaux twistés ; faisceaux de Laguerre Gauss ; charge topologique*

1. INTRODUCTION

Les faisceaux twistés constituent une nouvelle variété de faisceaux lumineux, solutions de l'équation de propagation, dont la phase varie dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation [1]. Cette variation est un multiple entier ℓ de 2π , ℓ étant appelé charge topologique. Ces faisceaux ont des applications en télécommunications [2], ou en intrication quantique [3] par exemple. Cependant la détermination de ℓ , surtout pour des grandes valeurs, reste problématique. Nous montrons ici que l'on peut mesurer cette charge en utilisant des roues percées avec des trous régulièrement espacés sur la circonférence.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 1. Une lame de phase spirale [4] transforme le mode fondamental d'un faisceau laser hélium néon en un faisceau de Laguerre Gauss d'ordre ℓ , ℓ pouvant varier de 1 à 8. Ce faisceau rencontre ensuite une lame percée de p trous régulièrement espacés sur un cercle. Chacun de ces trous va diffracter la lumière. La figure de diffraction est observée à l'œil nu sur un écran.

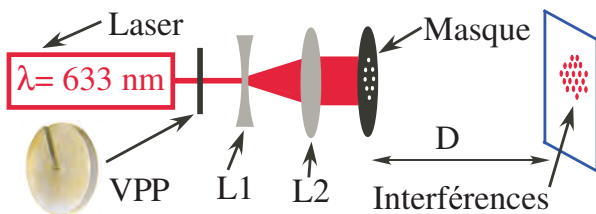


FIGURE 1 : Dispositif expérimental. VVP : lame de phase spirale, L1 et L2 lentilles.

La phase ϕ du faisceau s'écrit $\phi = \ell\theta$ où θ est l'angle polaire usuel. Lorsque p est un sous multiple de ℓ , la phase du faisceau incident est la même sur chaque trou ($\pm 2\pi$ près). Au centre, sur l'axe du masque, tous les faisceaux diffractés vont interférer constructivement. Cela aboutit alors à un spot lumineux sur l'axe. Si par contre, p n'est pas un sous multiple de ℓ , les phases sont différentes, les faisceaux diffractés

interfèrent destructivement. Cela conduit à un spot noir sur l'axe. Cette situation est équivalente à la situation rencontrée pour le spot d'Arago-Poisson pour des faisceaux twistés [5].

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET DISCUSSION

On peut montrer que la figure de diffraction est équivalente à celle obtenue pour le même nombre de trous p sur le masque avec une charge topologique égale au reste de la division de valeur de ℓ par p , voir figure 2. Ainsi, lorsque la division de ℓ par p est un entier, le faisceau est équivalent à une onde plane. On a alors, comme attendu, un point brillant au centre alors qu'il est noir dans tous les autres cas.

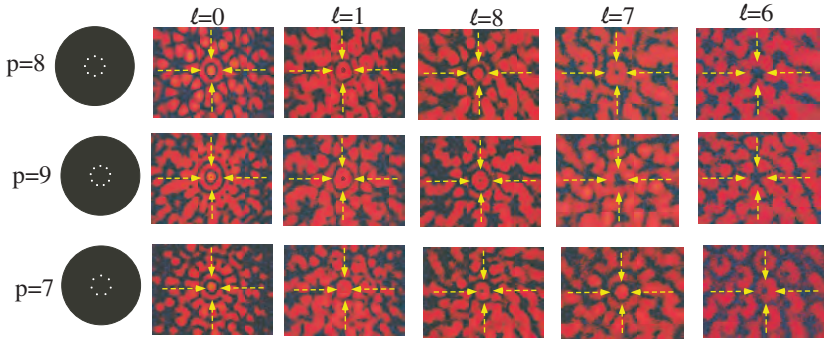


FIGURE 2 : Figures d'interférence pour plusieurs charges topologiques ℓ et différents masques comportant p trous.

On peut déterminer la charge topologique d'un faisceau twisté en utilisant une série de masques. Il suffit de trouver les masques donnant un spot brillant au centre. Une roue trouée a déjà été utilisée pour mesurer cette charge [6]. Cela utilisait un algorithme, alors qu'ici la mesure est rapide et directe.

CONCLUSION

Nous avons montré que l'on pouvait utiliser des roues percées de trous régulièrement espacés pour déterminer la charge topologique d'un faisceau twisté. A l'inverse il est possible de trier plusieurs faisceaux twistés en utilisant de tels masques. Cette méthode, peu coûteuse et facile à mettre en place, pourrait trouver des applications directes en télécommunications ou en intrication quantique qui utilisent des faisceaux twistés de charge topologique élevée.

RÉFÉRENCES

- [1] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, "Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes" *Phys. Rev. A*, vol. 45, pp. 8185–8189, 1992.
- [2] J. Wang, et al., "Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing" *Nat. Photon.*, vol. 6, pp. 488–496, 2012.
- [3] J. Leach, et al., "Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing" *Science* vol. 329, pp. 662–665, 2010.
- [4] M.W. Beijersbergen, R.P.C. Coerwinkel, M. Kristensen, and J.P. Woerdman, "Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate". *Opt. Comm.* vol. 112, pp. 321–327, 1994.
- [5] O. Emile, A. Voisin, R. Niemiec, B. Viaris de Lesegno, L. Pruvost, G. Ropars, J. Emile, C. Brousseau, "Dark zone in the centre of the Arago-Poisson diffraction spot of a helical laser beam." *EPL* vol. 101, pp. 54005, 2013.
- [6] G.C.G. Berkhout and M.W. Beijersbergen, "Using a multipoint interferometer to measure the orbital angular momentum of light in astrophysics" *J. Opt. A* vol.11, 094021, 2009.

MÉCANIQUE NON-LINEAIRE D'UN MIROIR A CRISTAL PHOTONIQUE DEFORMABLE PAR UNE FORCE ELECTROSTATIQUE

Avishek Chowdhury¹, Inah Yeo¹, Grégoire Beaudoin¹, Isabelle Robert-Philip¹, Rémy Braive^{1,2}

¹ Laboratoire de Photonique et de Nanostructures UPR 20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

² Université Paris Diderot – F-75205 Paris Cedex 13, France

remy.braive@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Les non-linéarités dans les systèmes nano-mécanique ont des applications importantes dans le domaine des capteurs, du traitement du signal ainsi que dans bien d'autres domaines de la physique moderne. Dans cet article, nous démontrons l'utilité d'un système unique combinant une membrane à cristal photonique avec des électrodes interdigitées pour l'opto-mécanique. Ce système nous a permis de démontrer la bistabilité ainsi que l'actuation subharmoniques des modes propres mécanique de la membrane. Fabriqué par intégration hétérogène, nous utilisons les forces électrostatiques pour l'excitation et l'interférométrie optique pour la détection des déplacements de la membrane.

MOTS-CLEFS : *intégration ; opto-mécanique ; cristal photonique*

Au-delà de l'intérêt fondamental pour tester les réponses dynamiques d'un système avec de nombreux degrés de liberté, les non-linéarités dans les systèmes nano-mécaniques ouvrent de nouvelles voies vers les capteurs nano-mécaniques et le traitement du signal... Dans ce papier, nous étudions la réponse non-linéaire d'un résonateur nano-mécanique qui se trouve être une membrane à cristal photonique utilisé comme miroir déformable à incidence normale. La mise en mouvement de cette membrane dans la gamme du MHz est obtenue par l'intégration d'électrodes inter-digitées placées en dessous de la membrane. La force électrostatique appliquée induit des non-linéarités mécaniques, en particulier la bistabilité et l'actuation subharmonique des résonances mécaniques.

La faible masse et la haute réflectivité de la membrane percée par le cristal photonique font de cette structure une candidate pour un résonateur opto-mécanique [1,2]. Lors de précédentes mesures, nous avons pu observer la mise en mouvement de ce même type de membrane via une plaque piézo-électrique. Nous avons ainsi pu mettre en évidence différents effets non-linéaire tel que la bistabilité et la conjugaison de phase de modes mécaniques [3]. Un des objectifs est d'augmenter l'efficacité de transduction pour l'ensemble de modes mécaniques. Afin d'avoir une force uniforme appliquée sur la membrane, la géométrie des électrodes est un point crucial. Ainsi une des stratégies résident dans l'application d'une force électrostatique sur la membrane via des électrodes inter-digitées (Fig. 1). Un des critères pour l'actuation efficace de la membrane est la distance entre cette dernière et les électrodes. Avec des simulations par éléments finis (COMSOL) pour le calcul du couplage électro-mécanique, la distance choisie est de 400nm.

La membrane est mise en mouvement par un potentiel électrique $V(t) = V_{DC} + V_{AC} \cdot \cos(\Omega t)$, où V_{DC} est la tension de polarisation, V_{AC} la tension alternative et Ω la fréquence d'excitation. Le système peut être vu comme une capacité, ainsi la force appliquée sur la membrane varie comme une fonction quadratique de la tension V_{DC} . Tandis qu'en augmentant la tension périodique V_{AC} , la membrane peut atteindre le régime non-linéaire.

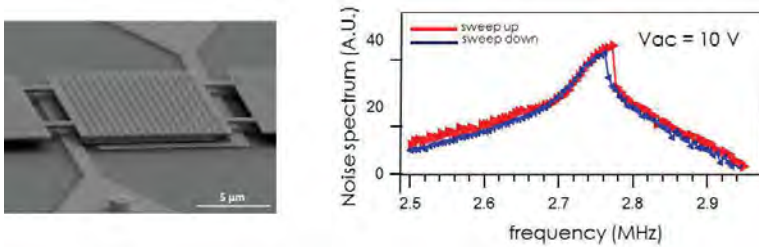


Fig. 1 : (Gauche) Membrane à cristal photonique suspendue avec les électrodes interdigitées en dessous. (Droite) Bistabilité observée pour le mode fondamentale du système.

Dans une première série de mesures, la membrane est mise en mouvement à résonance, en d'autre terme la fréquence d'excitation Ω est égale à la résonance mécanique Ω_m du mode fondamentale de la membrane. A partir du spectre de réponse mécanique du système obtenu par une mesure en interférométrie optique, il est possible d'observer les résonances mécaniques de la membrane. Avec des simulations COMSOL, nous pouvons identifier chacun des modes mécaniques observés à un profil de déplacement. Pour une faible tension de polarisation mais en augmentant V_{AC} , un comportement bistable de la membrane est observé. Dans ce cas, la non-linéarité est principalement due à un étirement de la membrane par ces points d'accroches. D'une membrane à l'autre, deux comportements distincts ont pu être observés et identifiés comme étant dus à une réduction ou une augmentation de la raideur de la membrane.

La méthode la plus communément utilisée pour l'actuation d'un mode de la membrane est l'excitation à résonance. Néanmoins, l'excitation subharmonique peut également être implémentée. Cela consiste à appliquer une excitation à une fréquence Ω égale à Ω_m/n avec n un entier. La possibilité de l'excitation subharmonique dépend fortement de la non-linéarité du système. Ainsi l'excitation subharmonique d'ordre n n'est possible que si la non-linéarité du même ordre est présente. Dans une dernière série de mesure, en enregistrant la réponse de la membrane à sa fréquence propre Ω_m pour un balayage en fréquence d'excitation autour de Ω_m/n et ce pour différentes tension V_{AC} , on reconstruit l'« Arnold's tongue ». Cette région représente l'espace de synchronisation de phase entre V_{AC} et la fréquence propre de l'oscillateur. Nous avons ainsi été capables d'observer ce régime jusqu'à $n=8$.

Ces mesures ouvre la voie à de nombreuses mesures avec les non-linéarités mécaniques tels que l'excitation super-harmonique, l'amplification paramétrique, l'auto-oscillation, la dynamique du chaos...dans des oscillateurs individuels ainsi que la synchronisation d'oscillateurs couplés.

RÉFÉRENCES

- [1] T. Antoni, A. Kuhn, T. Briant, P.-F. Cohadon, A. Heidmann, R. Braive, A. Beveratos, I. Abram, L. Le Gratiet, I. Sagnes and I. Robert-Philip, "Deformable two-dimensional photonic crystal slab for cavity optomechanics", *Opt. Lett.* 36, 3434 (2011)
- [2] K. Makles, T. Antoni, A. G. Kuhn, S. Deléglise, T. Briant, P.-F. Cohadon, R. Braive, G. Baudoin, L. Pinard, C. Michel, V. Dolique, R. Flaminio, G. Cagnoli, I. Robert-Philip and A. Heidmann, "Optimized 2D photonic-crystal optomechanical nanoresonator", *Opt. Lett.* 40, 155 (2015)
- [3] T. Antoni, K. Makles, R. Braive, T. Briant, P.-F. Cohadon, I. Sagnes, I. Robert-Philip and A. Heidmann, "Nonlinear mechanics with suspended nanomembranes", *Europhys. Lett.* 100, 68005 (2012).

SUIVI QUANTITATIF DE LA PERMEABILISATION CELLULAIRE PAR IMAGERIE TERAHERTZ EN REFLEXION INTERNE TOTALE

Marianne Grognot¹, Guilhem Gallot¹

¹ Laboratoire d'Optique et Biosciences, CNRS UMR 7645 Inserm U1182, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau

marianne.grognot@polytechnique.edu, guilhem.gallot@polytechnique.edu

RÉSUMÉ

Grâce à un dispositif d'imagerie en réflexion interne totale dans le domaine térahertz, nous démontrons ici le suivi quantitatif et en temps réel, de façon non invasive et sans aucun conditionnement spécifique d'échantillon, de la sortie de composants cytoplasmiques de cellules épithéliales sous l'action d'un perméabilisant doux.

MOTS-CLEFS : *térahertz ; imagerie ; ATR ; biologie*

La perméabilisation cellulaire est caractérisée par l'accroissement des transferts de molécules à travers la barrière qu'est la membrane plasmique. Que ce soit pour l'entrée de drogues ou de marqueurs d'imagerie, sa réalisation sur des cellules vivantes est une problématique complexe et très étudiée [1], correspondant à un équilibre entre efficacité de transfert à l'intérieur de la cellule et conservation de leur intégrité. En dehors des méthodes complexes usant de vecteurs viraux, l'entrée de biomolécules se fait majoritairement par la création de pores dans la membrane cellulaire ; les techniques les plus communes étant l'électroporation, l'utilisation de détergents doux et l'utilisation de toxines [2].

La gamme fréquentielle térahertz (10^{12} Hz) a d'ores et déjà montré un haut potentiel pour l'étude d'objets biologiques, mais de fortes limitations n'ont permis pendant longtemps son application qu'à l'échelle de la molécule purifiée ou des structures simplifiées et/ou prétraitées. De récents travaux montrent désormais la possibilité d'accéder à des systèmes plus complexes comme des cellules ou des tissus [4-7].

Utilisant un montage d'imagerie en réflexion interne totale (ATR), nous suivons la perméabilisation d'un tapis cellulaire en conditions physiologiques, sans aucun marqueur ou traitement. Le contraste observé entre cellules et milieu de culture est traité tant par l'approche expérimentale que par la modélisation, et utilisé pour suivre la sortie du milieu intracellulaire au cours de la perméabilisation de cellules par de la saponine à faible concentration.

Une couche cellulaire de type épithéliale (cellules MDCK) de $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur cultivée à confluence sur une pastille de silicium haute résistivité est placée sur un prisme ATR du même silicium. Le déplacement bidimensionnel de la pastille fournit une image de l'échantillon à sa surface [6]. Une partie de la surface est libre, et utilisée comme référence S_{ref} , comparativement au signal S pris sur la zone couverte de cellules. Le contraste térahertz normalisé est alors défini par

$$\Delta = (S - S_{ref})_t / (S - S_{ref})_{t=0}$$

Une caméra placée au-dessus du montage ainsi qu'un suivi d'autres échantillons sous microscope optique nous permettent de nous assurer que les variations du signal ne sont pas dues à un détachement des cellules.

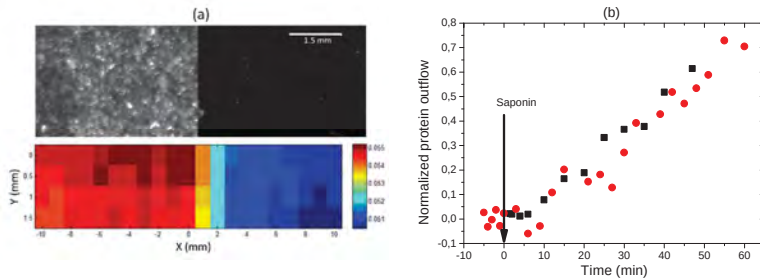


Fig. 1 (a) Images optique (haut) et térahertz (bas) du tapis cellulaire (gauche) comparé à une zone référence sans cellules (droite). **(b)** Mesures normalisées de la concentration protéique extracellulaire par BCA (■) et térahertz (1-Δ, ●) après addition de saponine 75 µg/ml à $t=0$.

Au temps $t=0$, de la saponine à 75 µg/ml est ajoutée. La saponine est un détergent non ionique créant des pores transitoires dans la membrane plasmique à basses concentrations [3]. Un test BCA est réalisé en parallèle; ce test classique est un test colorimétrique dosant la concentration protéique extracellulaire [8]. Les résultats normalisés du BCA montrent une très forte corrélation avec la variation du signal térahertz ($1 - \Delta$). D'autres molécules, ne perméabilisant la membrane qu'aux petits composants non protéiques, n'ont aucun effet significatif sur Δ . La mesure Δ est donc validée comme mesure de la concentration protéique interne de la cellule.

Il est alors possible de suivre la dynamique de sortie des composants cytoplasmiques, pour des conditions de concentrations ou des conditions physiologiques différentes. *In fine* cette technique devrait pouvoir permettre de dégager de façon simple les conditions les plus adéquates pour des protocoles de perméabilisation réversible de cellules adhérentes, par la connaissance des dynamiques d'action de différents agents perméants.

RÉFÉRENCES

- [1] U. Schnell, Ulrike, Freark Dijk, Klaas A Sjollem, and Ben N G Giepmans. 2012. "Immunolabeling Artifacts and the Need for Live-Cell Imaging." *Nat Meth* 9 (2): 152–58. doi:10.1038/nmeth.1855.
- [2] I. Hapala, "Breaking the Barrier: Methods for Reversible Permeabilization of Cellular Membranes," *Crit. Rev. in Biotechn.* 17, 105 (1997).
- [3] M. Wassler, I. Jonasson, R. Persson, and E. Fries, "Differential permeabilization of membranes by saponin treatment of isolated rat hepatocytes. Release of secretory proteins," *Biochem. J* 247, 407 (1987).
- [4] J. B. Masson, M. P. Sauviat, J. L. Martin and G. Gallot, "Ionic contrast terahertz near field imaging of axonal water fluxes," *PNAS* 103, 4808 (2006).
- [5] J.-B. Masson, M.-P. Sauviat and G. Gallot, "Ionic contrast terahertz time resolved imaging of frog auricular heart muscle electrical activity," *Appl. Phys. Lett.* 89, 153904 (2006).
- [6] A. Wojdyla and G. Gallot, "Attenuated internal reflection terahertz imaging," *Opt. Lett.* 38, 112 (2013).
- [7] K. Shiraga, Y. Ogawa, T. Suzuki, N. Kondo, A. Irisawa et M. Imamura, "Characterization of Dielectric Responses of Human Cancer Cells in the Terahertz Region," *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves* 35, 493 (2014).
- [8] P.K. Smith and R.I. Krohn and G.T. Hermanson and A.K. Mallia and F.H. Gartner and M.D. Provenzano and E.K. Fujimoto and N.M. Goeke and B.J. Olson and D.C. Klenk, "Measurement of protein using bicinchoninic acid," *Analytical Biochemistry* 150, 76 (1985).

STABILISATION DE LASERS A CASCADE QUANTIQUE POUR LES MESURES DE TRES HAUTE PRECISION

Bérengère Argence¹, Bruno Chanteau¹, Olivier Lopez¹, Daniele Nicolodi², Michel Abgrall², Christian Chardonnet¹, Christophe Daussey¹, Benoît Darquie¹, Yann Le Coq², Anne Amy-Klein¹

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

² Laboratoire National de Métrologie et d'Essais-Systèmes de Références Temps-Espace, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

amy@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un dispositif capable de transférer la stabilité et l'exactitude d'une référence de fréquence du proche infrarouge (IR) vers le moyen IR, par l'intermédiaire du peigne de fréquence d'un laser femtoseconde et d'un lien optique fibré de 43 km reliant le LNE-SYRTE au LPL. Avec ce système, nous avons asservi en phase un laser à cascade quantique émettant à 10 μm sur un signal optique ultra-stable à 1,54 μm , avec une stabilité relative de fréquence meilleure que 2×10^{-15} à 1 s. La largeur de raie obtenue est de l'ordre de 0.2 Hz. Ce dispositif nous a permis de premières mesures de raies moléculaires avec une incertitude de 8×10^{-13} .

MOTS-CLEFS : *stabilisation de fréquence ; spectroscopie moléculaire ; lasers à cascade quantique ; mesures de précision*

1. INTRODUCTION

De par la richesse de leur structure interne, les molécules peuvent jouer un rôle déterminant pour des tests de physique fondamentale, comme par exemple les tests de variation dans le temps des constantes fondamentales [1] ou de non conservation de la parité [2]. La plupart de ces tests repose sur la stabilité et l'exactitude de la source laser utilisée pour sonder les transitions rovibrationnelles de ces molécules. Ces signatures spectrales étant dans le moyen infrarouge (MIR), il est crucial de développer un schéma de stabilisation de fréquence dans le MIR présentant des performances équivalentes à celles du proche IR et du visible. Dans ce but, nous avons démontré la stabilisation de fréquence d'un laser à cascade quantique émettant dans le moyen IR à un niveau inférieur au Hz. Ce dispositif repose sur le transfert de stabilité et d'exactitude à partir d'un laser ultrastable émettant à 1.5 μm .

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Un schéma simplifié du dispositif expérimental est présenté en figure 1. Au LNE-SYRTE, un laser à fibre émettant à 1,54 μm est asservi sur une cavité Fabry-Perot ultrastable de très haute finesse afin de constituer une référence optique de fréquence. La stabilité relative de fréquence

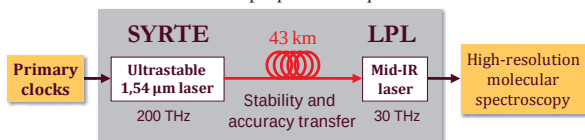


Fig. 1 : Schéma de principe de la stabilisation en fréquence de Lasers à Cascade Quantique émettant dans le moyen-IR.

obtenue est inférieure à 2×10^{-15} à 1 s La fréquence de répétition d'un laser femtoseconde (fs) est asservie en phase sur cette référence optique et est continuellement mesurée avec les étalons de fréquence du LNE-SYRTE. Cette mesure permet de corriger la dérive de fréquence de la référence optique. Ce signal est ensuite transféré au LPL par un lien optique fibré de 43 km [3]. En compensant le bruit de fréquence apporté par la fibre, la stabilité du lien est de l'ordre de $1 \times 10^{-15} \tau^{-1}$. La stabilité et l'exactitude du signal de référence sont ainsi transmis sans dégradation au LPL.

Au LPL, la fréquence de répétition d'un second laser fs est asservie sur le signal transmis par le lien. La fréquence du laser à cascade quantique (émettant dans le MIR à $10 \mu\text{m}$) est ensuite comparée avec une harmonique élevée de la fréquence de répétition grâce à un dispositif de mélange non linéaire de fréquences entre le laser MIR et le laser fs [4]. Le signal de batttement obtenu peut ensuite être traité afin de générer un signal d'erreur pour l'asservissement du laser MIR. L'ensemble du dispositif permet donc d'asservir en phase le laser à cascade quantique sur le signal ultrastable du LNE-SYRTE.

3. STABILITE DE FREQUENCE DU LASER A CASCADE QUANTIQUE

Nous avons vérifié expérimentalement que le laser à cascade quantique recopiait effectivement la stabilité de fréquence du laser fs sur lequel il est asservi. Nous avons également mesuré la stabilité de fréquence du peigne de fréquence asservi sur le signal de référence du SYRTE. Nous pouvons donc conclure que la stabilité du laser à cascade quantique est de l'ordre de 2×10^{-15} en valeur relative pour des temps de mesure de 1 s à 100 s. Par ailleurs, la fréquence du laser est connue avec une incertitude typique de 10^{-14} après un temps de mesure de 100 s, grâce au lien avec les étalons primaires du SYRTE.

Nous avons ensuite montré qu'il était possible de balayer la fréquence de ce laser stabilisé sur une gamme de fréquence pour l'instant limitée à une centaine de MHz. Nous avons ainsi réalisé la spectroscopie à très haute résolution de la molécule OsO_4 et mesuré quelques raies avec une incertitude à l'état de l'art de 8×10^{-13} en valeur relative. Nous avons en particulier mesuré des raies jusqu'ici difficilement accessibles avec les lasers à CO_2 dont le domaine d'accordabilité est très limité. Ce nouveau dispositif de stabilisation de lasers à cascade quantique nous donne en effet accès à une large gamme spectrale entre 9 et $11 \mu\text{m}$, qui peut être étendue de 3 à $20 \mu\text{m}$ en adaptant le dispositif de mélange non linéaire de fréquences entre le laser MIR et le laser fs.

CONCLUSION

Nous avons développé un dispositif permettant d'asservir en phase un laser à cascade quantique émettant à $10 \mu\text{m}$ sur un signal optique ultra-stable à $1,54 \mu\text{m}$, transféré par lien optique du LNE-SYRTE au LPL. Cette technique peut être employée dans n'importe quel laboratoire relié au LNE-SYRTE par lien optique, pour des lasers émettant sur une large gamme de longueurs d'onde de 3 à $20 \mu\text{m}$. Cela ouvre la voie à des mesures de très haute précision sur des molécules, comme par exemple la recherche d'un effet de violation de parité, dont le niveau attendu est au mieux de 10^{-13} en valeur relative [2].

RÉFÉRENCES

- [1] A. Shelkovich et al, "Stability of the Proton-to-Electron mass ratio", *Phys. Rev. Lett.* **100**, 150801-150803, 2008.
- [2] S. K. Tokunaga, C. Stoeffler, F. Auguste *et al.*, "Probing weak force-induced parity violation by high-resolution mid-infrared molecular spectroscopy," *Molecular Physics* **111**, 2363-2373, 2013.
- [3] O. Lopez et al., "Ultra-stable long distance optical frequency distribution using the Internet fiber network," *Opt.Express* **20**, 23518-23526, 2012.
- [4] B. Chanteau, O. Lopez, W. Zhang *et al.*, "Mid-infrared laser phase-locking to a remote near-infrared frequency reference for high-precision molecular spectroscopy," *New Journal of Physics* **15**, 073003, 2013.

OBSERVATION EXPÉRIMENTALE DE LA NON-MARKOVIANITÉ FAIBLE

Adeline Orieux^{1,2}, Nadja K. Bernardes³, Alvaro Cuevas¹, C. H. Monken³, Paolo Mataloni¹,
Fabio Sciarrino¹ et Marcelo F. Santos³

¹ Dipartimento di Fisica, Sapienza Università di Roma, Roma 00185, Italie

² Télécom ParisTech, CNRS LTCI, 46 rue Barrault, F-75634, Paris Cedex 13, France

³ Departamento de Física, Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte, Caixa Postal 702,
30161-970, Brésil

adeline.orieux@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Nous rapportons l'observation expérimentale des deux régimes de non-Markovianité quantique faible et forte dans un même montage optique.

MOTS-CLEFS : *non-Markovianité ; optique quantique ; tomographie de processus*

1. INTRODUCTION

La dynamique des systèmes quantiques ouverts est un sujet d'étude actuellement en plein essor. Il est en effet fondamental pour la compréhension de processus physiques tels que la décohérence et, plus généralement, pour la description de l'interaction d'un système quantique avec son environnement. Mieux comprendre cette dynamique pourrait permettre d'améliorer la conception des systèmes physiques pour l'information quantique par une ingénierie complète du système et de son environnement, et pas seulement du système quantique isolé.

La dynamique la plus simple est dite *Markovienne* : il s'agit d'une interaction sans mémoire entre le système et l'environnement, où l'état futur du système ne dépend que de son état présent et est totalement indépendant de l'histoire de son interaction passée avec l'environnement. Au contraire, si l'environnement garde une mémoire de son interaction avec le système, la dynamique est dite *non-Markovienne*. En termes mathématiques, la dynamique est Markovienne si la carte quantique qui lui est associée est divisible en cartes complètement positives (CP), i.e. si $\Lambda_{t_2, t_0} = \Lambda_{t_2, t_1} \Lambda_{t_1, t_0}$, $\forall t_2 \geq t_1 \geq t_0$, où Λ_{t_1, t_0} est une carte CP ; elle est non-Markovienne sinon [1].

En pratique, les conditions sont rarement réunies pour que la dynamique soit strictement Markovienne, cependant il n'est pas toujours simple d'observer le caractère non-Markovien d'un processus. Des études expérimentales récentes ont exploré la non-Markovianité dans différents contextes et systèmes [2], elles ont toutes un point commun : la non-Markovianité y est observée grâce à la détection d'une restitution d'information de l'environnement au système (résurrection d'intrication dans le système, augmentation de la distance entre deux états...). Ce phénomène correspond au régime de non-Markovianité *forte* ou *essentielle* [3]. Cependant il existe des dynamiques non-Markoviennes où cette restitution d'information n'est pas observée : ce régime est dit de non-Markovianité *faible* [3].

Dans cette étude, nous observons expérimentalement le régime de non-Markovianité faible au moyen de la tomographie de processus. Nous observons également la transition entre les deux régimes en faisant varier un unique paramètre de l'environnement dans notre montage [4].

2. RÉSULTATS

Notre système quantique (cf Fig. 1 a) est constitué d'une paire de photons intriqués en polarisation (état de Bell) : l'un des photons (S) est le qubit système qui interagit avec l'environnement et l'autre photon (A) est un qubit auxiliaire qui permet d'assister la mesure de l'effet de l'environnement sur le système.

L'interaction non-Markovienne avec l'environnement est simulée stroboscopiquement en faisant passer le photon S dans deux canaux successifs (CH1 et CH2) constitués de cellules à cristaux liquides qui

peuvent appliquer aléatoirement (selon la tension qui leur est appliquée) l'identité $\sigma_0 = \mathbb{1}$ ou l'une des deux matrices de Pauli σ_x ou σ_z au qubit en polarisation : $\Lambda_{i_2, j_0}(\bullet) = \sum_{i,j} p_{ij} \sigma_i \sigma_j(\bullet) \sigma_j \sigma_i$. En choisissant bien les probabilités p_{ij} d'appliquer σ_i ($i = 0, x, z$) dans CH1 et σ_j ($j = 0, x, z$) dans CH2 (avec un degré de corrélation ajustable entre les deux canaux), le degré de non-Markovianité de l'interaction peut être continuellement varié [5]. En particulier, nous avons choisi $p_{00} = (1 - 2\varepsilon)^2$, $p_{0x} = p_{0z} = p_{x0} = p_{z0} = (1 - 2\varepsilon)\varepsilon$, $p_{xx} = p_{zz} = 2\varepsilon^2$ et $p_{xz} = p_{zx} = 0$, où $\varepsilon \in [0; 0.5]$ est l'unique paramètre ajustable de l'environnement ainsi simulé.

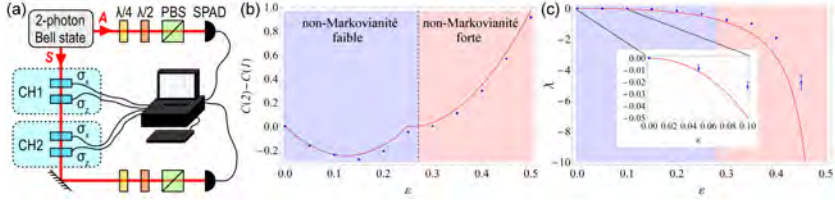


FIGURE 1 : (a) Montage expérimental. PBS : polariseur, SPAD : détecteur de photons uniques. (b), (c) Résultats expérimentaux (points bleus) et courbes théoriques (ligne rouge). (b) Différence entre la concurrence C de ρ_{SA} mesurée après CH1+CH2 et après CH1. (c) Plus petite valeur propre λ de la carte Λ_{t_2, t_1} correspondant à CH2. Le fond bleu clair (rouge clair) indique le régime de non-Markovianité faible (forte).

Pour différentes valeurs de ε , nous reconstruisons la matrice densité ρ_{SA} de la paire de photon par une tomographie en polarisation dans deux situations : la première lorsque S n'a traversé que CH1 (mesure à t_1), la seconde lorsque S a traversé l'ensemble des deux canaux CH1 et CH2 (mesure à t_2). On peut alors calculer la concurrence C [6] de ρ_{SA} à ces deux instants : si $C(t_2) - C(t_1) > 0$ l'interaction CH1+CH2 est non-Markovienne forte, dans le cas contraire on ne peut rien en déduire. Pour aller plus loin, nous reconstruisons également la matrice du processus Λ_{t_2, t_1} correspondant à CH2 par une tomographie de processus à un qubit assistée par le qubit auxiliaire A . Si la plus petite valeur propre λ de cette matrice est négative, nous pouvons en déduire que l'interaction est non-Markovienne (puisque Λ_{t_2, t_1} n'est alors pas CP). Les résultats expérimentaux sont présentés en Fig. 1 b et c. La mesure de récupération d'intrication détectée par la concurrence nous permet d'observer le régime de non-Markovianité forte pour $\varepsilon > 0.3$. La tomographie de processus nous montre que l'interaction est non-Markovienne sur toute la plage de variation de ε , sans transition apparente entre les deux régimes.

CONCLUSION

Nous avons ainsi mis en évidence expérimentalement le régime de *non-Markovianité faible*. Le fait qu'on puisse passer d'un régime à l'autre par une simple variation du degré de corrélation entre le système et l'environnement laisse penser qu'il n'y a pas de différence fondamentale entre les deux régimes et que la non-Markovianité faible pourrait également être exploitée pour l'information quantique.

RÉFÉRENCES

- [1] Á. Rivas, S. F. Huelga, and M. B. Plenio, *Rep. Prog. Phys.* 77, 094001 (2014).
- [2] J.-S. Xu et al., *Nat. Comm.* 4, 2851 (2013); F. Fanchini et al., *Phys. Rev. Lett.* 112, 210402 (2014); A. Orioux et al., *Sci. Rep.* 5, 8575 (2015); J. Jin et al., *Phys. Rev. A* 91, 012122 (2015).
- [3] D. Chruściński and S. Maniscalco, *Phys. Rev. Lett.* 112, 120404 (2014).
- [4] N. K. Bernardes, A. Cuevas, A. Orioux, C. H. Monken, P. Mataloni, F. Sciarrino, and M. F. Santos, arXiv :1504.01602 (2015).
- [5] N. K. Bernardes, A. R. R. Carvalho, C. H. Monken, and M. F. Santos, *Phys. Rev. A* 90, 032111 (2014).
- [6] La concurrence traduit le niveau d'intrication d'un état à deux qubits : $C = 1$ pour un état maximally intriqué, $C = 0$ pour un état séparable. cf W. K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* 80, 2245 (1998).

Réduction de bruit d'intensité dans un laser solide par génération de seconde harmonique intra-cavité

Abdelkrim El Amili ¹, Kévin Audo ¹, Mehdi Alouini ¹

¹Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251, Université Rennes 1, 35042 Rennes Cedex

kevin.audo@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

La suppression des bruits d'intensité, sur une gamme de fréquence de quelques kHz à plusieurs GHz, est obtenue avec la technique du réservoir tampon. Cette dernière est mise en œuvre par génération de seconde harmonique dans un laser solide Nd:YAG. L'analyse du signal SHG démontre que cette diminution de bruit est bien la conséquence d'un changement de dynamique du laser induit par les faibles pertes non-linéaires intra-cavité.

MOTS-CLEFS : Laser Nd :YAG ; Bruit d'intensité ; SHG

1. INTRODUCTION

De par leur largeur de raie fine et leur capacité à produire de forte puissance, les lasers à état solide présentent un grand intérêt pour de nombreuses applications en métrologie [1] ou encore en photonique micro-onde [2]. Néanmoins, de tel laser présentent des excès de bruit à basse et haute fréquence néfastes pour des applications de haute précision. En effet, à basse fréquence, les oscillations de relaxation (OR), dues au couplage photon-population, sont responsables d'un bruit résonant dans le spectre d'intensité. De plus, à haute fréquence, le battement entre le mode oscillant et l'émission spontanée amplifiée dans les modes adjacents génère des pics de bruit aux harmoniques de l'intervalle spectral libre du laser. Afin de s'affranchir de ces fluctuations d'intensité, une solution consiste à changer la dynamique du laser à l'aide d'un réservoir tampon ("buffer reservoir", BR). Nous avons montré que ce réservoir tampon peut être obtenu en introduisant des pertes non-linéaires dans la cavité. Cela a pour effet de briser l'interaction exclusive photon-population. Nous avons expérimenté cette approche en introduisant dans la cavité laser de l'absorption à deux photons (TPA). Cette dernière est obtenue à l'aide d'une lame de GaAs dimensionnée de façon à supprimer totalement les bruits basse et haute fréquence [3,4]. Néanmoins, l'utilisation de TPA au sein de semi-conducteur présente deux limitations. D'une part, le gap en énergie est fixe pour un semi-conducteur donné, ce qui limite son utilisation à une gamme de longueur d'onde. D'autre part, le temps de recombinaison des porteurs doit être le plus faible possible, sans introduire de niveaux pièges dans le semi-conducteur. Dans ce contexte, on peut se demander si le réservoir tampon ne peut pas être réalisé par génération contrôlée de seconde harmonique (SHG). Une telle approche s'avérerait universelle et facilement adaptable pour n'importe quel laser. Nous montrons dans cette étude qu'un très faible SHG peut apporter la modification de dynamique recherchée sans changer les caractéristiques statiques du laser. Par ailleurs, nous prouvons, à travers l'analyse du faible signal doublé en fréquence, que la technique du réservoir tampon induit bien une modification radicale de la dynamique du laser qui se traduit par une disparition des bruits résonnants et non pas une simple évacuation des fluctuations d'intensité.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

L'étude a été effectuée sur un laser Nd:YAG dans lequel nous avons introduit un cristal de KTP. Ce dernier permet d'apporter de faibles pertes non-linéaires par SHG. L'efficacité de conversion doit être faible afin de ne pas perturber le fonctionnement statique du laser (seuil, puissance et efficacité maintenus). En effet, les non-linéarités sont introduites dans le seul but d'éliminer le bruit d'intensité du faisceau infrarouge. Nous avons ainsi démontré expérimentalement qu'une efficacité de $\eta = P_{SHG}/P_{IR} = 0,1\%$ suffit à supprimer l'excès de bruit à la fréquence des OR tout en conservant la même puissance de sortie.

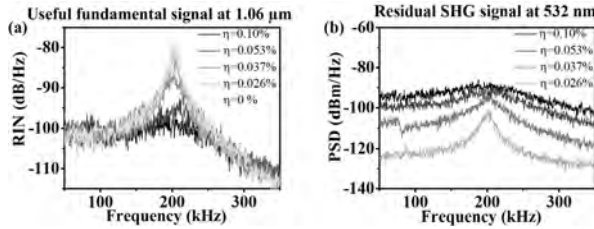


Fig. 1 : a) Spectre de RIN du signal laser pour différents taux de conversion. b) Densité spectrale de puissance du signal SHG

Plus précisément, l'excès de bruit à la fréquence des OR diminue lorsque l'efficacité de conversion augmente avec une disparition complète du pic résonant pour un taux de conversion de 0,1%. De plus, nous n'avons pas observé de décalage en fréquence du pic de bruit [3] ce qui confirme que le processus de SHG agit instantanément comparé au temps caractéristique des fluctuations que l'on cherche à réduire. Il est important de noter que le spectre électrique du signal à 532nm révèle les mêmes caractéristiques spectrales que celui du signal IR (voir Fig. 1). Ce résultat prouve explicitement que le mécanisme de BR n'absorbe pas les fluctuations mais qu'il modifie profondément la dynamique du laser. Cette preuve expérimentale n'était pas accessible avec un mécanisme de TPA.

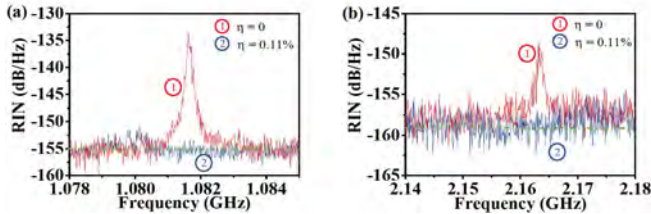


Fig. 2 : a) Spectre de RIN autour de l'ISL de la cavité. b) Spectre de RIN autour de la première harmonique de l'ISL. Sans (1) ou en présence de SHG (2).

Enfin, afin d'optimiser la bande passante de l'effet, la constante de temps du mécanisme de BR doit être la plus faible possible. Contrairement au TPA dans un semi-conducteur où la constante de temps est limitée par le temps de recombinaison des porteurs, cette condition est automatiquement remplie dans le cas du SHG. Nous nous attendons donc à réduire efficacement les pics de bruits à haute fréquence provenant du battement entre le mode laser et l'émission spontanée amplifiée dans les modes longitudinaux adjacents non-oscillants. En tournant le cristal afin de dégrader l'accord de phase, nous observons sur le spectre de bruit d'intensité relative deux pics à 1,8GHz et 2,16GHz à respectivement 20dB et 15dB au-dessus du plancher de bruit. Lorsque l'accord de phase est réalisé, soit pour un taux de conversion de 0,1%, nous observons la suppression des pics de bruits ce qui confirme l'efficacité du SHG comme mécanisme de BR. Ces résultats ouvrent de nouvelles perspectives pour la réalisation de lasers solides au bruit de grenaille, lasers de plus en plus nécessaires pour un nombre croissant d'applications.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Abramovici, W. E. Althouse, R. W. P. Drever et al., Science 256, 325 (1992).
- [2] T. M. Fortier, M. S. Kirchner, F. Quinlan, et al., Nature Photonics 5, 425 (2011).
- [3] A. El Amili, G. Loas, L. Pouget, et M. Alouini, Opt. Lett. 39, 5014 (2014).
- [4] A. El Amili, G. Kervella, et M. Alouini, Opt. Express 21, 8773 (2013).

LIEN OPTIQUE FIBRE DE 1500 KM POUR LE TRANSFERT ULTRASTABLE DE FREQUENCE

Nicolas Quintin¹, Nicola Chiodo¹, Fabio Stefani², Fabrice Wiotte¹, Christian Chardonnet¹, Giorgio Santarelli³, Anne Amy-Klein¹, Paul-Eric Pottier³, Olivier Lopez¹

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

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

³ Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences (LP2N), Université de Bordeaux 1, Institut d'Optique, CNRS, Rue François Mitterrand, 33400 Talence, France

nicolas.quintin@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

L'utilisation des liens optiques fibrés pour la comparaison et la distribution de références ultrastables de fréquence s'est fortement développée ces dix dernières années. Nous présentons ici les performances obtenues sur un lien de 1460 km qui utilise les fibres du réseau académique RENATER entre Paris et Strasbourg. Le signal ultrastable se propage en parallèle des données numériques par multiplexage en longueur d'onde sans perturber ces dernières. La correction active du bruit de phase apportée par la propagation dans la fibre permet d'obtenir une stabilité de fréquence de 6×10^{-16} pour un temps de mesure de 1s et inférieure à 10^{-19} pour 10^4 s. Cela ouvre la voie au déploiement d'un réseau optique métrologique ultra-stable au niveau national et international.

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

1. INTRODUCTION

Éléments primordiaux pour la comparaison d'horloges distantes, les techniques de transfert par fibre optique de fréquences ultrastables se sont fortement développées ces dernières années. En effet, les progrès en stabilities des horloges atomiques sont tels que les méthodes de comparaisons par satellites ne sont pas assez sensibles pour leur caractérisation [1]. Le développement de liens optiques entre laboratoires distants de milliers de kilomètres est donc devenu un des principaux défis de la métrologie du temps-fréquence. Un lien optique doit permettre de transmettre une référence ultrastable de fréquence avec une résolution meilleure que 10^{-15} pour un temps de mesure de 1s et meilleure que 10^{-17} sur quelques heures. Un tel niveau de performances est atteint en mettant en place une boucle d'asservissement qui corrige activement les variations de phase ajoutées par la propagation dans la fibre. Après avoir parcouru la fibre dans les deux sens, le signal retour est comparé avec le signal initial du laser stabilisé et leur différence de phase optique nous informe sur les fluctuations qui peuvent donc être corrigées.

2. MISE EN PLACE DU LIEN PARIS-STRASBOURG

Depuis une dizaine d'années, des liens optiques de plus en plus longs et de plus en plus stables ont été mis en place [2-4]. Afin de développer des liaisons de plus de 1000 km, nous avons cascader des liens optiques sur le réseau académique RENATER en installant entre chacun d'eux des stations régénératrices développées en laboratoires, comme illustré sur la figure 1. Ces stations



Fig. 1 : Schéma d'un lien optique cascader

permettent de filtrer et amplifier le signal ultrastable tout en compensant le bruit des deux segments de lien optique qu'elles relient. Un canal de fréquence a été dédié au transfert

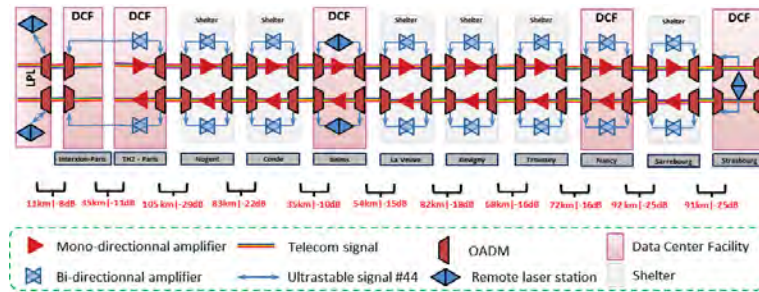


Fig. 2 : Schéma du lien Paris-Strasbourg composé de 5 stations, 16 amplificateurs et de 40 multiplexeurs, de type OADM (optical add-drop multiplexer)

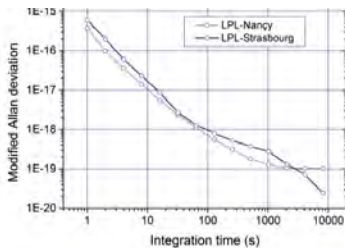


Fig. 3 : Instabilités de fréquence des liens LPL-Nancy-LPL (1090km) et LPL-Strasbourg-LPL (1460km)

du transfert de fréquence. Les instabilités obtenues sont de 6×10^{-16} à 1s et atteignent mieux que 10^{-19} à 10^4 s (Fig. 3).

du signal métrologique qui cohabite en toute transparence avec les données Internet.

Chaque station contient une source laser verrouillée en phase sur le signal optique de référence qu'elle reçoit. Elle émet également un nouveau signal verrouillé qui stabilisera le lien suivant ainsi que de la lumière vers l'arrière pour permettre la stabilisation de la liaison amont. Cette propagation n'impacte pas les données Internet qui circulent également dans la fibre.

Avec cette technique, nous avons installé un lien cascadié jusqu'à Strasbourg et retour (Fig. 2). En comparant les signaux aux deux extrémités du lien, nous pouvons évaluer les performances

CONCLUSION

Ces résultats démontrent la faisabilité d'un lien optique cascadié sur de grandes distances ouvrant la voie au développement d'un réseau métrologique national dans le cadre de l'Equipex Refimeve+. Il s'agit aussi d'une première étape pour la mise en place d'un lien ultrastable entre le LNE-SYRTE et le PTB, qui est l'institut national de métrologie allemand, situé à Braunschweig. Les chercheurs allemands du PTB ont en effet établi un lien optique jusqu'à Strasbourg, où les deux liens optiques français et allemands sont depuis peu interconnectés. Cela permettra de réaliser les premières comparaisons internationales d'horloges optiques avec des stabilités et des exactitudes très élevées. La dissémination d'un signal ultrastable à l'échelle nationale et internationale ouvre la voie à des mesures de très haute sensibilité dans des domaines variés (tests de physique fondamentale, stabilisation de lasers, tests des systèmes de comparaisons satellitaires...)

RÉFÉRENCES

- [1] I. Ushijima et al., "Cryogenic optical lattice clocks," *Nature Photonics* vol. 9, pp. 185–189, 2015.
- [2] O. Lopez et al., "Ultra-stable long distance optical frequency distribution using the Internet fiber network," *Opt. Express*, vol. 20, pp. 23518–23526, 2012.
- [3] S. Droste, et al., "Optical-Frequency Transfer over a Single-Span 1840 km Fiber Link," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, 110801, 2013.
- [4] D. Calonico, et al., "High-accuracy coherent optical frequency transfer over a doubled 642-km fiber link," *Appl. Phys. B* vol. 117, pp. 979–986, 2014.

FIBRES À CŒUR LIQUIDE POUR LA GÉNÉRATION DE PAIRES DE PHOTONS CORRÉLÉS ÉMANCIPÉES DU BRUIT RAMAN

Margaux Barbier^{1,*}, Isabelle Zaquine², Philippe Delaye¹

¹ Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, Palaiseau, France

² Laboratoire Traitement et Communication de l'Information, CNRS, Télécom ParisTech, Paris, France

* Adresse actuelle : Optics Laboratory, Tampere University of Technology, Tampere, Finlande

philippe.delaye@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la toute première démonstration expérimentale de génération de paires de photons corrélés dans une fibre microstructurée à cœur liquide. De plus, nous montrons que, grâce aux propriétés Raman particulières des liquides, le bruit Raman (qui est la principale limitation des performances des sources de paires de photons corrélés fibrées usuelles à cœur de silice) est drastiquement réduit.

MOTS-CLEFS : Paires de photons corrélés ; Mélange à quatre ondes spontané ; Diffusion Raman spontanée ; Fibras microstructurées à cœur liquide

1. INTRODUCTION

La production de paires de photons corrélés de bonne qualité est très importante pour le domaine des communications quantiques, pour produire des photons uniques annoncés, ou pour générer l'intrication. Elle peut être basée sur le processus non linéaire de mélange à quatre ondes spontané dans des fibres optiques, en particulier lorsque la source doit être intégrée dans un *réseau fibré* de télécommunications quantiques. Les performances des sources fibrées à cœur de silice (ou tout autre verre – chalcogénure, fluoré...) sont cependant limitées par la présence d'un bruit de photons Raman non corrélés, généré sur une gamme spectrale très étendue (et donc non filtrable en sortie de la source) du fait du très large spectre de gain Raman des verres [1]. Nous proposons une solution originale à ce problème de bruit Raman en remplaçant le cœur de verre de la fibre par un cœur liquide. Nous montrons que les propriétés Raman des liquides (plus précisément, le fait que leur spectre de gain Raman soit constitué de raies très fines) [2] peuvent permettre de réduire drastiquement le niveau de bruit Raman de la source.

2. MONTAGE & RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous avons utilisé une fibre à cristal photonique à cœur creux (HC-1550-PM-01 de chez *NKT Photonics*) de 1 m de long, remplie d'acétone deutérée [3]. Les impulsions (de durée 1 ps) délivrées par un laser de pompe Ti:Saphir (avec une cadence de 80 MHz) sont injectées sur le mode fondamental gaussien de cette fibre. Les photons corrélés sont générés (sur ce même mode fondamental) par mélange à quatre ondes spontané. La puissance moyenne de pompe est choisie assez faible (ne dépassant pas quelques dizaines de mW) pour que chaque impulsion de pompe ne puisse conduire qu'à la génération d'une paire au maximum. En sortie de la fibre, les photons de pompe (à 885,5 nm) et les photons corrélés (un photon à 857 nm et un photon à 916 nm par paire) sont séparés les uns des autres à l'aide d'un spectromètre à réseaux (figure 1.a). L'isolation entre les photons corrélés et les photons de pompe est mesurée à 130 dB. Les deux photons corrélés sont collectés dans deux fibres monomodes reliées à deux détecteurs de photons uniques (SPCM-AQRH-14 de chez *Excelitas Technologies*). On peut alors mesurer

- les taux de comptage individuels des deux détecteurs ;
- l'histogramme des corrélations temporelles entre les deux détecteurs (autrement dit la statistique des écarts temporels de détection entre les deux détecteurs).

Un résultat typique de mesure de taux de comptage individuel en fonction de la puissance de pompe est reproduit en figure 1.b. La contribution quadratique de la croissance de cette courbe est due au

processus de mélange à quatre ondes spontané. La contribution linéaire (droite en tirets sur la figure 1.b) peut être attribuée à la fois aux photons de pompe résiduels captés par la fibre de collection et aux photons Raman éventuels. Or, cette contribution linéaire est environ trois ordres de grandeur plus faible que celle que nous obtenons, avec le même montage de détection (donc la même efficacité de filtrage des photons de pompe), en remplaçant la fibre à cœur liquide par une fibre microstructurée à cœur de silice : le bruit Raman dans la fibre à cœur liquide est donc très fortement réduit.

La mesure des corrélations temporelles entre les deux détecteurs a également été réalisée, et est reportée en figure 1.c. La forte prédominance des détections en coïncidence (i.e. correspondant à un écart temporel nul) est une signature claire de la présence de paires de photons corrélés. Le rapport entre le nombre total de coïncidences et le nombre de coïncidences "accidentelles" (i.e. mettant en jeu au moins un photon de bruit) est égal à 63, pour une efficacité de génération des paires de l'ordre de 10^{-4} par impulsion de pompe.

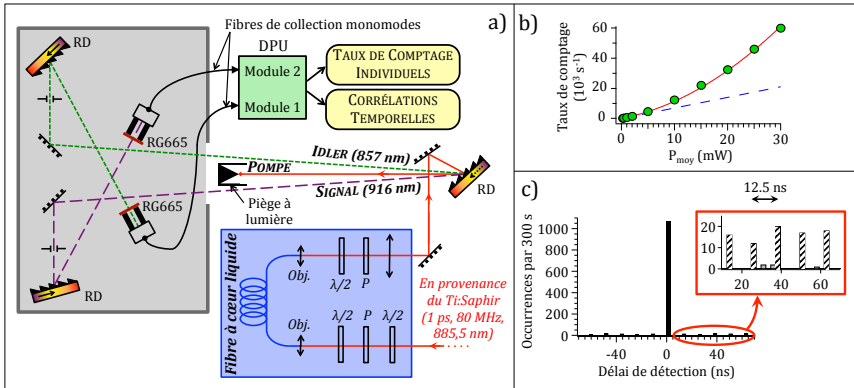


FIGURE 1 : a) Montage de détection. RD = réseau de diffraction, DPU = détecteurs de photons uniques, P = polariseur rectiligne, $\lambda/2$ = lame demi-onde, Obj. = objectif de microscope, RG665 = filtre Schott passe-haut. b) Taux de comptage individuel (mesuré sur le détecteur collectant les photons à 857 nm) en fonction de la puissance (moyenne) de pompe. c) Histogramme des corrélations temporelles entre les deux détecteurs.

CONCLUSION

Nous avons réalisé la toute première génération de paires de photons corrélés dans une fibre à cœur liquide, et démontré expérimentalement que les propriétés Raman des liquides (plus précisément, le fait que leur spectre de gain Raman soit constitué de raies très fines) pouvaient permettre de réduire le niveau de bruit Raman de près de trois ordres de grandeur. Avec un rapport coïncidences totales sur coïncidences accidentelles de 63 et une efficacité de génération des paires de l'ordre de 10^{-4} par impulsion de pompe, ce travail ouvre la voie au développement de sources de paires de photons corrélés fibrées de très haute qualité pour les communications quantiques.

RÉFÉRENCES

- [1] X. Li, J. Chen, P. Voss, J. Sharping, and P. Kumar, "All-fiber photon-pair source for quantum communications : Improved generation of correlated photons," *Opt. Express*, vol. 12, no. 16, p. 3737, 2004.
- [2] S. Lebrun, P. Delaye, R. Frey, and G. Roosen, "High-efficiency single-mode Raman generation in a liquid-filled photonic bandgap fiber," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 4, p. 337, 2007.
- [3] M.-C. Phan Huy, A. Baron, S. Lebrun, R. Frey, and P. Delaye, "Characterization of self-phase modulation in liquid filled hollow core photonic bandgap fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, no. 9, p. 1886, 2010. Erratum : vol. 30, no. 6, p. 1651, 2013.

SECTION EFFICACE DU SAPHIR DOPE AU TITANE : UNE APPROCHE THEORIQUE

Antonio Da Silva¹, Gérard Aka², Gilles Chériaux¹¹ Laboratoire d'Optique Appliquée UMR CNRS 7639, ENSTA-ParisTech, 91762 Palaiseau, France² PSL Research University, Chimie ParisTech-CNRS, Institut de Recherche de Chimie Paris, 75005 Paris, Franceantonio.da-silva@ensta-paristech.fr; gerard.aka@chimie-paristech.fr; gilles.cheriaux@ensta-paristech.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une évaluation théorique des sections efficaces d'absorption du Ti-Saphir ($\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$). A partir de la connaissance du temps d'émission spontanée nous avons déduits les éléments de matrice du moment dipolaire électrique résiduel qui, en retour, nous ont permis d'évaluer ces sections. Nous excluons les contributions multipolaires pour la transition optique et nous proposons une hypothèse quant à l'existence d'une absorption résiduelle du matériau à 800 nm.

MOTS-CLEFS : *Ti-Saphir ; section efficace d'absorption ; absorption résiduelle.*

1. INTRODUCTION

L'utilisation de saphir dopé au titane ($\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) de très grands diamètres dans les lasers de haute puissance de classe Petawatt impose, compte-tenu des inhomogénéités spatiales rencontrées, une parfaite connaissance de la spectroscopie (en particulier d'absorption) pour ce matériau stratégique. Notre étude s'inscrit dans l'acquisition d'une telle connaissance.

Les sections efficaces d'absorption ne sont plus évaluées par le ratio du coefficient d'absorption par une mesure, imprécise, de la concentration de dopant. Nous considérons donc le temps de vie du niveau « équivalent » excité E_g en dessous de 200K pour lequel seule intervient une transition optique. Ce temps de vie permet d'évaluer les éléments de matrice du moment dipolaire électrique résiduel pour le Ti-Saphir lorsque la symétrie est abaissée. La connaissance de ces éléments fournit alors les valeurs théoriques des sections efficaces. Ces valeurs sont confrontées à un test expérimental. Nous excluons de mêmes les contributions multipolaires, ce qui justifie a posteriori l'utilisation au plus du moment dipolaire électrique dans notre théorie. Enfin, dans un travail exploratoire, pour lequel nous présenterons au moins un calcul analytique en séance, nous proposons une hypothèse quant à l'existence d'une absorption résiduelle.

2. THEORIE ET EXPERIENCES

Suivant Melvin Lax [1], le temps de vie et la section efficace sont formulés à partir des facteurs comme suit:

- Vitesse de phase (égale à la vitesse de groupe pour une matrice de saphir non-dispersive),
- Correction de champ local en électrodynamique de la matière,
- Dégénérescence des niveaux entre lesquels a lieu la transition dipolaire électrique,
- Facteur de forme du aux intégrales de recouvrement des coordonnées nucléaires.

Suivant Donald S. McClure [2], les éléments de matrice du moment dipolaire électrique conforme à la symétrie abaissée s'explicitent selon quatre constantes C, A, B et D. Nous ne retenons que la constante C, expression du moment parallèle à l'axe c et nous considérons les ratios des autres constantes sur C.

La valeur de 3.85 μs pour le temps de vie nous donne celle de C. Ainsi Eq.(1) :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{n(n^2 + 2)^2}{9} \cdot e^2 C^2 X \cdot \left[\frac{16 \pi^3}{3 \epsilon_0 c^3 h} \right] \cdot W_p(200K)$$

n étant l'indice de réfraction du saphir, X un facteur représentant les dégénérescences et W_p le facteur de forme du spectre (ici d'émission).

La connaissance de C produit les évaluations théoriques des sections efficaces d'absorption parallèle et perpendiculaire à l'axe c. Ainsi Eq.(2) :

$$\sigma_{||}(\nu) = \frac{1}{n} \frac{(n^2 + 2)^2}{9} \frac{2\pi^2\nu}{3\epsilon_0\hbar} \cdot e^2(2C^2) \cdot F(\nu)$$

Où $F(\nu)$ est le facteur de forme du spectre à l'absorption.

P.F. Moulton [3] a mesuré $6.5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ pour la valeur maximale de la section efficace d'absorption parallèlement à l'axe c du cristal. Nous pensons que notre approche fournira une meilleure estimation. Nous exhiberons un test expérimental confortant notre approche. Ce test est basé sur l'évaluation de la force d'oscillateur. De même, cette théorie sera confrontée à de nouvelles mesures expérimentales menées à Chimie ParisTech et qui seront présentées à la conférence.

Au départ de nos travaux, nous avions considéré que le système ne présentait pas de symétrie abaissée (donc nous avions raisonné sur la symétrie O_h) et que la première contribution à la transition optique était un moment dipolaire magnétique. Tous calculs faits, cette contribution impliquerait une durée de vie du niveau excité de 700 μs au lieu de 3.85 μs . Cela nous conforte à ne retenir que des moments dipolaires électriques même si ceux-ci sont qualifiés de résiduels.

Enfin, nous mènerons un calcul analytique selon la théorie des perturbations dépendant du temps. D'abord, nous simulerons un couplage électron-phonon appliqué à un matériau dont les coordonnées seront séparées par l'« approximation adiabatique ». Ensuite, nous considérerons une plus petite perturbation définie par l'hamiltonien d'interaction -moment dipolaire électrique- (ce qui est justifié ci-dessus). Cela nous autorisera à évaluer le module au carré de l'élément de matrice d'un tel hamiltonien. Nous chercherons ainsi à mettre en évidence l'influence d'un potentiel de déformation de la maille cristalline qui est « incorporé » dans le calcul du couplage électron-phonon. Nous pensons que des variations de ce potentiel de déformation, dues aux différences de densités de charges (dont celle électronique) résultants d'appariements Ti^{3+} - Ti^{4+} ou avec d'autres impuretés, pourraient expliquer l'absorption résiduelle à 800 nm. Nous devrions constater analytiquement des variations des modules au carré des éléments. Nous espérons inclure des simulations numériques sur ces potentiels de déformation à notre présentation à la conférence.

CONCLUSION

L'objectif réel de ce travail est de présenter une approche alternative pour la détermination des valeurs de la spectroscopie du Ti-saphir quant à l'absorption. Nous pensons que cette approche théorique pourrait être généralisée à d'autres matériaux (un dopant dans une matrice diélectrique).

De plus, le troisième point s'avérerait être une étape importante pour la compréhension de l'absorption résiduelle du Ti-Saphir à 800nm. Nous l'appellerons « hypothèse du potentiel de déformation ».

RÉFÉRENCES

- [1] Melvin Lax, The Franck-Condon Principle and Its Application to Crystals, The Journal of Chemical Physics, vol. 20, **11**, pp.1752-1760, 1952
- [2] Donald S. McClure, Optical Spectra of Transition Metal Ions in Corundum, Journal of Chemical Physics, vol. 36, **10**, pp. 2757-2779, 1962
- [3] P.F. Moulton, Spectroscopic and laser characteristics of $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, J. Opt. Soc. Am. B, vol.3, **1**, pp.125-133, 1986

DEMONSTRATION D'UN GYROMETRE A ATOME FROIDS A EFFET SAGNAC AVEC UNE STABILITE DE 2NRAD/S PAR COMPENSATION DU BRUIT DE VIBRATION

Denis Savoie¹, Idranil Dutta¹, Bess Fang¹, Remi Geiger¹, Arnaud Landragin¹

¹ LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS and UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

de.savoie@obspm.fr

RÉSUMÉ

Le gyromètre à atome froids du SYRTE est un interféromètre atomique qui mesure la vitesse de rotation grâce à l'effet Sagnac. La sensibilité est proportionnelle à son aire physique qui peut atteindre 11cm² dans notre expérience. Notre interféromètre est analogue à un interféromètre de Mach-Zehnder pour lequel la séparation et la recombinaison du paquet d'onde est effectué par des transitions Raman stimulées. Par addition constructive des impulsions des photons émis et absorbés, une aire est ouverte entre les deux bras de l'interféromètre. Nous présentons une méthode pour compenser le bruit de phase due aux vibrations pour augmenter la sensibilité. Le bruit de phase est estimé en utilisant des capteurs classiques. Nous obtenons une sensibilité à court terme de 10⁻⁷ rad/s à 1s et de 2x10⁻⁹ rad/s à 1000s.

MOTS-CLEFS : *interférométrie atomique ; capteurs inertiels ; gyromètre*

1. INTRODUCTION

Le gyromètre atomique du SYRTE permet d'obtenir des temps d'interrogation allant jusqu'à 800ms ce qui correspond à une aire de 11cm² dans notre expérience. Cette aire est la plus grande atteinte par un gyromètre atomique. Pour une telle aire, le facteur d'échelle pour la rotation est de 4,6x10⁶rad/s/rad. Le bruit de phase dû aux vibrations est cependant de l'ordre de plusieurs radians avec une telle aire, et la seule lecture de la phase de l'interféromètre atomique ne permet pas de déterminer le numéro de frange. Nous utilisons donc des capteurs inertiels classiques pour évaluer la phase due aux bruits de vibration.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le gyromètre à atomes froids du SYRTE est un interféromètre atomique en configuration de fontaine qui utilise des atomes de césium 133 refroidis par laser à une température d'environ 1.5 μ K. le dispositif permet de réaliser des interféromètres atomiques dans diverses configuration comme un interféromètre de Ramsey [1], un gyromètre à trois impulsions et un gyromètre à 4 impulsions, et avec divers temps d'interaction. La configuration à 4 impulsions a l'avantage de ne pas être sensible aux accélérations continues.

Dans cet article nous présentons des résultats obtenus avec des interféromètres à 4 impulsions pour des temps d'interrogation de 480ms et de 800ms.

3. PRINCIPE DES CORRELATIONS

Deux accéléromètres (Nanometrics Titan) placés en haut et en bas de la fontaine sont utilisés pour corréler la phase atomique aux bruits de vibration. La phase est estimée en appliquant la fonction de sensibilité de l'interféromètre à l'accélération au signal de chaque accéléromètre, et en faisant la moyenne de la valeur obtenue sur chaque accéléromètre, ce qui permet effectivement d'évaluer la phase due aux accélérations linéaires de l'ensemble de la fontaine. L'interféromètre n'est sensible qu'aux vibrations durant le temps d'interrogation, sa fonction de sensibilité à l'accélération selon l'axe des faisceaux Raman étant donnée par l'équation (1) :

$$\phi_{\text{vib}} = \begin{cases} k_{\text{eff}}t & \text{si } 0 < t < \frac{T}{2} \\ k_{\text{eff}}(T - t) & \text{si } \frac{T}{2} < t < \frac{3T}{2} \\ k_{\text{eff}}(t - 2T) & \text{si } \frac{3T}{2} < t < \frac{5T}{2} \end{cases} \quad (1)$$

4. PERFORMANCES

Nous présentons des résultats préliminaires. Nous avons obtenu une réduction par un facteur 15 de l'écart-type de la phase après suppression du bruit de vibration (figure 1 gauche). Des sensibilités à 1s d'environ 1.10^{-7} rad/s et des stabilités à long terme de quelques 10^{-9} rad/s ont été obtenus pour des interféromètres de 480 ms et 800ms (figure 1 droite).

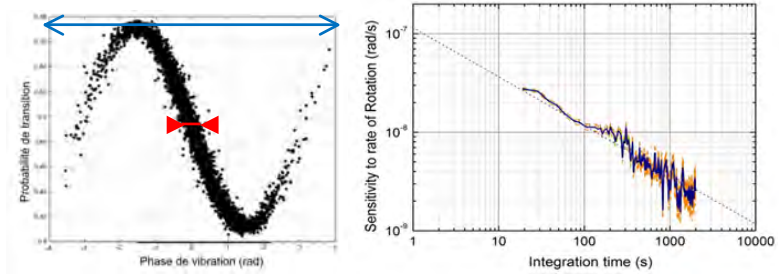


Figure 1 : à gauche : Probabilité de transition de l'interféromètre atomique en fonction de l'estimation de la phase due aux vibrations pour un temps d'interrogation de 480ms. Le gain en sensibilité obtenu grâce aux corrélations peut être visualisé par le rapport entre la distribution de la phase avant réjection (flèche bleue) et après réjection (flèche rouge). A droite : écart-type d'Allan de la sensibilité du gyromètre après compensation des vibrations pour un temps d'interrogation de 480ms. La sensibilité à court terme est de 120 nrad/s à 1s, et la stabilité à long terme est de $2,6 \text{ nrad/s}$ à 2000s.

CONCLUSION

La réjection du bruit de vibration permet de réduire le bruit de phase à quelques centaines de mrad pour des interférométries de très grande aire. Cette technique nous permet d'obtenir une stabilité à long terme un ordre de grandeur meilleure que les expériences précédentes de gyromètre à atomes froids. La phase due à l'accélération peut être corrigée en temps réel, ce qui a déjà été démontré pour un gravimètre ([2]), ce qui permet de se placer à flanc de frange où la sensibilité est maximale.

REMERCIEMENTS

La thèse de Denis Savoie est financée par la DGA (Direction Générale de l'Armement) , la thèse d'Idranil Dutta est financée par le CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) et le LABEX FIRST TF.

REFERENCES

- [1] M. Meunier, I. Dutta, R. Geiger, C. Guerlin, C. L. Garrido Alzar, and A. Landragin, Phys. Rev. A 90, 063633 – Published 22 December 2014
- [2] J. Lautier, L. Volodimer, T. Hardin, S. Merlet, M. Lours, F. Pereira Dos Santos, A. Landragin, Hybridizing matter-wave and classical accelerometers, Appl. Phys. Lett., 105 (2014), p. 144102

COHÉRENCE ENTRE ÉMETTEURS QUANTIQUES EN MILIEU COMPLEXE

Antoine Canaguier-Durand¹, Rémi Carminati¹

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

antoine.canaguier@gmail.com

RÉSUMÉ

Nous étudions les propriétés de cohérence de deux émetteurs quantiques placés dans un milieu complexe diffusant. La corrélation des observables de photodétection montre que la statistique des tavelures (speckle) est différente de ce qui est obtenu pour des émetteurs classiques, avec l'apparition d'un phénomène de dégroupement de photons (anti-bunching) et une dépendance aux densités d'états locale (LDOS) et croisée (CDOS) des positions des deux émetteurs. En étudiant plus particulièrement l'intrication entre les sources, les propriétés de l'émission peuvent être interprétées dans le cadre théorique de la superradiance d'un ensemble d'émetteurs.

MOTS-CLEFS : *cohérence quantique, fluctuations de tavelure, dégroupement de photons, superradiance.*

Lorsque l'on place deux émetteurs dans un milieu complexe, les réflexions multiples des champs émis génèrent un ensemble de tavelures (speckle) pour l'intensité diffusée, comme illustré en Figure 1. Pour deux émetteurs classiques de phases aléatoires indépendantes, la variance de l'intensité totale diffusée (intégrée sur un angle solide de 4π) constitue une mesure de la densité d'états croisés [1] (CDOS) entre les positions des deux émetteurs, et pourrait par exemple permettre de détecter une variation de la distance les séparant [2].

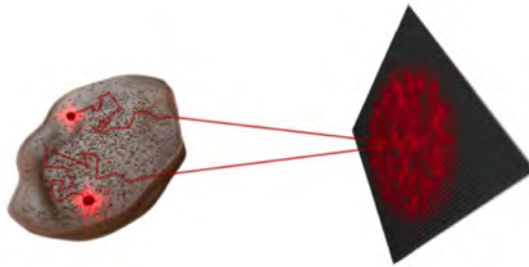


FIGURE 1 : Schéma de la situation étudiée, tiré de [2] : deux émetteurs sont placés dans un milieu complexe, l'intensité diffusée présente alors des tavelures (speckle) dont la statistique permet de caractériser la distance entre les sources.

Nous étudions ici le cas où deux émetteurs quantiques, modélisant par exemple des atomes à deux niveaux, sont placés dans un milieu complexe. La statistique des tavelures est maintenant décrite à l'aide des observable de photodétection simple et double en différentes positions et permet d'étudier la cohérence du champs émis. Le caractère quantique des émetteurs et de la mesure modifie les propriétés de corrélation du champs diffusé par rapport au cas classique, avec l'apparition de phénomènes analogues au dégroupement de photons (anti-bunching). Dans le cas de l'intensité totale diffusée, ces phénomènes peuvent être directement reliés aux densités d'états locale [3] (LDOS) et croisée [1] (CDOS) des positions des deux émetteurs.

Nous analysons ensuite plus particulièrement l'intrication entre les deux émetteurs créée par la photodétection. À l'aide du formalisme de Green, nous montrons que la projection opérée par la mesure est sous-optimale du point de vue de l'émission, à cause de la distance entre les sources. Nous caractérisons alors cette intrication dans le cadre de la superradiance [4] d'un ensemble d'émetteurs éloignés les uns des autres.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Cazé, R. Pierrat and R. Carminati, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 063903 (2013).
- [2] R. Carminati, G. Cwilich, L. S. Froufe-Pérez and J. J. Sáenz, *Phys. Rev. A* **91**, 023807 (2015).
- [3] K. Joulain, R. Carminati, J.-P. Mulet and J.-J. Greffet, *Phys. Rev. B* **68**, 245405 (2003).
- [4] M. Gross and S. Haroche, *Physics Reports* **93**, 301-396 (1982).

DES INTERACTIONS CONTRÔLABLES POUR L'ÉTUDE DES GAZ QUANTIQUES DÉSORDONNÉS EN DIMENSIONS RÉDUITES.

Lauriane Fouché¹, Steven Lepoutre¹, Guillaume Salomon², Amaudric Boissé¹, Thomas Bourdel¹

¹ Laboratoire Charles Fabry-IOGS, 91127 Palaiseau, France

² Max Plank Institut für Quantenoptik, 85748 Garching, Allemagne

lauriane.fouche@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Afin d'étudier l'influence des interactions entre atomes sur la diffusion d'une onde de matière dans un milieu désordonné, nous avons choisi de travailler avec le Potassium ³⁹K. Ce boson présente des résonances de Feshbach utilisables compte tenu de nos limitations expérimentales. Tirant parti d'une étape de mélasses grises [1] ainsi que de notre contrôle sur le taux de collisions durant le processus d'évaporation, une méthode de condensation toute optique [2] a été développée.

Notre capacité à contrôler les interactions entre atomes a été testée à travers l'étude de l'expansion d'un condensat de Bose-Einstein de ³⁹K dans le crossover 1D – 3D (Fig.1).

Avec ce système expérimental, nous avons choisi d'étudier le comportement de solitons brillants en présence de désordre. Un soliton est, dans notre cas, une onde de matière se propageant sans dispersion. Il est obtenu pour des interactions entre atomes légèrement attractives. Le désordre appliqué sur les atomes est un champ de tavelures (« speckle ») laser. L'idée est d'observer des comportements différents de la diffusion du nuage dans ce milieu désordonné en fonction des interactions entre atomes : pour des interactions légèrement répulsives (ou nulles) le nuage localise dans le désordre alors que, pour le même désordre, le soliton va diffuser dans le milieu.

MOTS-CLEFS : *atomes froids ; résonance de Feshbach ; désordre ; soliton (quatre au maximum)*

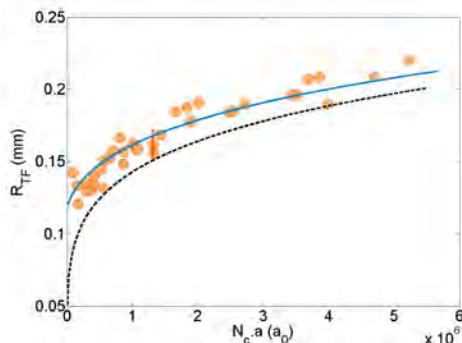


FIGURE 1 : Rayon de Thomas-Fermi du condensat de ³⁹K en fonction du nombre d'atomes condensés multiplié par la longueur de diffusion. Les données expérimentales sont les ronds oranges. La prédiction à la limite de Thomas-Fermi est représentée en tirets noirs. Le modèle approché obtenu dans le crossover 1D – 3D est représenté par la courbe bleue.

RÉFÉRENCES

- [1] G. Salomon, L. Fouché, P. Wang, A. Aspect, P. Bouyer, and T. Bourdel, *EPL* *104*, 63002, 2014.
- [2] G. Salomon, L. Fouché, S. Lepoutre, A. Aspect, and T. Bourdel, *PRA* *90*, 033405, 2014.

ETUDE MULTIPARAMETRIQUE DE L'ENDOMMAGEMENT LASER MULTI-TIRS DANS L'UV DANS LE VOLUME DE LA SILICE FONDUE SYNTHETIQUE

Alexandre Beaudier¹, Frank R. Wagner¹, Céline Gouldieff^{1,*}, Jean-Yves Natoli¹

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

* Actuellement à l'Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251, Université de Rennes 1, 35042 Rennes, France

alexandre.beaudier@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Des études sur l'endommagement laser nanoseconde en irradiation multiple ont été menées dans le volume de la silice synthétique fondue pour différentes longueurs d'onde dans l'ultraviolet (266 nm et 355 nm) et pour différentes tailles de faisceau à chaque longueur d'onde. Les résultats obtenus montrent un effet de fatigue dû à des modifications cumulatives du matériau dans l'UV. Ces modifications ont une durée de vie beaucoup plus longue que le temps entre deux impulsions. De plus, nous n'observons pas d'influence de la taille du faisceau sur la dynamique de la fatigue. Nous discuterons des processus physiques mis en jeu contribuant à la diminution du seuil d'endommagement laser dans le régime de fatigue par modification.

MOTS-CLEFS : *endommagement laser nanoseconde, effets de fatigue, probabilité d'endommagement laser, UV*

1. CONTEXTE

La silice synthétique fondue est l'un des matériaux les plus étudiés pour l'endommagement laser par irradiation multiple dans le proche infrarouge. Il s'est avéré que le Suprasil 1, utilisé ici, semble être le meilleur choix dans l'ultraviolet. Un effet communément dénommé "fatigue" est observé en irradiation multiple : le seuil d'endommagement laser diminue lorsque le nombre de tirs augmente. Cet effet a été observé dans de nombreux matériaux comme des verres [1-3], des cristaux [4,5] et des revêtements optiques [6]. Il est possible de discriminer deux différents types de fatigue que l'on peut rencontrer. Le premier est un effet purement statistique dénommé "pseudo-fatigue" suivant l'idée que plus le nombre de tirs augmente, plus la probabilité que le matériau s'endommage augmente. Le second effet observé est lié aux modifications du matériau qui sont induites par les impulsions précédant celles causant l'endommagement. Différentes tailles de faisceau sont étudiées par la suite pour discuter des processus physiques mis en jeu dans ces phénomènes de fatigue dans le volume du Suprasil 1 à des longueurs d'onde de 266 nm et 355 nm.

2. ENDOMMAGEMENT LASER MULTI-TIRS DANS L'UV

Nous utilisons un laser Nd:YAG Spectra Physics Lab Series avec convertisseur de fréquences à un taux de répétition de 50 Hz et une durée d'impulsion de 8 ns. Un montage avec une détection *in situ* fiable a été réalisé permettant de déterminer pour chaque site le nombre de tirs qu'il a reçu. Dans un précédent travail [7], nous avons montré que les effets de fatigue mis en jeu à 1064 nm sont dus à de la pseudo-fatigue statistique tandis que ceux à 355 nm sont liés à des modifications cumulatives du matériau. Pour déterminer le type de fatigue rencontré, il faut alors utiliser une représentation adaptée. On peut tracer la probabilité d'endommagement en fonction du nombre de tirs $P(S)$ et le nombre de tirs reçus avant endommagement en fonction de la fluence Nd (F). Si l'on

peut réaliser un ajustement des courbes $P(S)$ avec un modèle simple non présenté ici, cela signifie que l'on a de la pseudo-fatigue statistique. Dans les autres cas, les courbes $P(S)$ présentent un plateau d'incubation avec une pente très forte et ne peuvent pas être ajustées. Ces courbes dans l'UV prouvent la fatigue par modification cumulative du matériau. Des tests ont montré que la durée de vie de ces défauts est plus longue que 45 minutes, ce qui est très supérieur à l'intervalle entre deux impulsions successives (20 ms à 50 Hz).

Bosyi and Efimov [1] ont montré que leur dynamique de fatigue (accessible en étudiant l'évolution de la courbe $N_d(F)$ donc le temps que met le matériau à être endommagé) est différente selon les tailles de faisceau. Ils expliquent cela par le fait que les modifications apportées dans le volume du matériau par l'impulsion précédente influencent la propagation du faisceau des impulsions suivantes. Leur faisceau étant très stable, les modifications induites reproduisent le profil spatial du faisceau et leur influence sur les impulsions suivantes dépend donc de la taille du faisceau. Nous trouvons, pour notre part, des données qui se superposent parfaitement pour les différentes tailles de faisceau utilisées [8]. Nous expliquons ceci par le fait que le dépointage aléatoire de notre laser a rendu la zone modifiée homogène autour du site testé, et donc la taille du faisceau ne joue plus de rôle dans la dynamique de la fatigue. Le fait que nous observons un seuil d'endommagement plus faible pour des larges faisceaux que pour des petits faisceaux indique que dans notre cas aussi l'autofocalisation (non linéaire) est décisive pour l'initiation de l'endommagement.

3. CONCLUSION

Le but de cette étude est d'identifier les modifications induites lors de la fatigue dans l'UV dans la silice en volume et les processus physiques mis en jeu. Bosyi and Efimov expliquent leurs résultats par de l'autofocalisation thermique ou la création d'un gradient d'indice dans le volume. Suivant nos résultats, nous supposons plutôt que l'autofocalisation non-linéaire est responsable de la baisse du seuil d'endommagement pour des plus grands faisceaux. En effet, la puissance critique, qui est une constante du matériau, est atteinte à de plus faibles intensités pour des faisceaux plus grands. De plus, plusieurs mécanismes peuvent se superposer résultant de la fatigue par modification. Notre objectif est donc de caractériser ces modifications par des moyens spectroscopiques et de mesurer la variation de l'indice non-linéaire du matériau lors de la fatigue par modifications par méthode Z-scan.

REFERENCES

- [1] O. N. Bosyi and O. M. Efimov, "Relationships governing the cumulative effect and its mechanism in the absence of subthreshold ionisation of a glass matrix," *Quantum Electron.* **26**(8), 718–723 (1996).
- [2] A. E. Chmel, "Fatigue laser-induced damage in transparent materials," *Mat. Sci. Eng. B. Solid.* **49**(3), 175–190 (1997).
- [3] L. Gallais, J. Y. Natoli, and C. Amra, "Statistical study of single and multiple pulse laser-induced damage in glasses," *Opt. Express* **10**(25), 1465–1474 (2002).
- [4] F. R. Wagner, G. Duchateau, J.-Y. Natoli, H. Akhouayri, and M. Commandre, "Catastrophic nanosecond laser induced damage in the bulk of potassium titanyl phosphate crystals," *J. Appl. Phys.* **115**(24), 243102 (2014).
- [5] S. C. Jones, P. Braunlich, R. T. Casper, X. A. Shen, and P. Kelly, "Recent progress on laser-induced modifications and intrinsic bulk damage of wide-gap optical-materials," *Opt. Eng.* **28**(10), 281039 (1989).
- [6] X. Ling, "Nanosecond multi-pulse damage investigation of optical coatings in atmosphere and vacuum environments," *Appl. Surf. Sci.* **257**(13), 5601–5604 (2011).
- [7] F. R. Wagner, C. Gouldieff, and J.-Y. Natoli, "Contrasted material responses to nanosecond multiple-pulse laser damage: From statistical behavior to material modification," *Opt. Lett.* **38**(11), 1869–1871 (2013).
- [8] Céline Gouldieff, Frank Wagner, and Jean-Yves Natoli, "Nanosecond UV laser-induced fatigue effects in the bulk of synthetic fused silica: a multi-parameter study," *Opt. Express* **23**, 2962–2972 (2015)

L'INTERACTION CASIMIR-POLDER : UNE SONDE TRES SELECTIVE DE L'EMISSION THERMIQUE EN CHAMP PROCHE

**J.C. de Aquino Carvalho ¹, P. Chaves de Souza Segundo ², A. Laliotis ¹, I. Maurin ¹,
M. Oriá ³, M. Chevrolier ³, M. Ducloy ¹, D. Bloch ¹**

¹ *Laboratoire de Physique des Lasers, UMR 7538 du CNRS,
Université Paris13-Sorbonne Paris Cité, 93430 Villetaneuse, France*

² *Universidade Federal de Campina Grande, Cuité, PB, Brésil*

³ *Universidade Federal de Paraíba, João Pessoa, PB, Brésil*

joao.carvalho@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

La spectroscopie atomique de réflexion sélective à une interface vapeur/surface chaude permet d'évaluer la dépendance en température de l'interaction Casimir-Polder. C'est essentiellement le couplage avec les résonances de la surface thermiquement émissive, qui explique que l'interaction atome-surface augmente ou diminue avec la température, tandis que l'atome absorbe sélectivement l'énergie thermique.

MOTS-CLEFS : *Casimir-Polder ; QED à température non nulle ; émission thermique ; réflexion sélective*

1. INTRODUCTION

Nous avons récemment établi expérimentalement que l'interaction fondamentale à longue portée de type Casimir-Polder entre atome et surface pouvait être fortement modifiée par les effets de température [1]. Nos mesures sont obtenues en régime de champ proche de telle sorte que l'interaction, de type van der Waals, est gouvernée par un potentiel qui déplace un niveau d'énergie donné d'une valeur en $-C_3 \cdot z^{-3}$, où z est la distance atome-surface, et où la quantité C_3 est associée à un niveau donné d'énergie. Avec l'excitation thermique des modes de surface, C_3 est modifié, et devient $C_3(T)$, où T est la température d'équilibre. L'atome apparaît ainsi comme une sonde en champ proche de l'émission thermique de corps noir. Les premières expériences [1] ont été effectuées sur le niveau $\text{Cs}(7D_{3/2})$, par une technique spectroscopique de réflexion sélective à l'interface entre une vapeur et une fenêtre chaude de saphir superpoli. Les mesures utilisent un ajustement élaboré des formes de raie expérimentales relativement à un catalogue universel de formes de raie (selon la valeur de C_3 dans une échelle sans dimension).

2. EXPERIENCES EN COURS

Nous poursuivons actuellement des expériences analogues sur $\text{Cs}(7P_{1/2})$ et $\text{Cs}(7P_{3/2})$ à l'interface avec la même fenêtre de saphir superpoli. Ces états de structure fine peuvent être directement excités depuis le niveau fondamental par la raie de seconde résonance de Cs (459 nm et 455 nm). L'intérêt de ces expériences est que le couplage dominant dans l'infrarouge thermique pour l'interaction atome-surface est le couplage $7P$ - $6D$. Celui-ci tombe en coïncidence quasi-exacte avec la résonance de surface du saphir pour $\text{Cs}(7P_{1/2})$ - couplage vers $6D_{3/2}$ à 12.15 μm - ; au contraire, les couplages depuis $\text{Cs}(7P_{3/2})$ sont assez éloignés de cette résonance du saphir. Comme le montre la fig. 1a, les prédictions diffèrent considérablement pour les 2 sous-niveaux $7P$: l'interaction Casimir-

Polder décroît avec la température pour Cs ($7P_{3/2}$), alors que pour Cs ($7P_{1/2}$) on attend un accroissement rapide de l'attraction de surface avec l'excitation thermique. Cet accroissement rapide dépendant de l'excitation thermique est l'exact pendant de la répulsion résonnante précédemment observée sur Cs ($6D_{3/2}$) à une interface de saphir [2], lorsque l'émission atomique (vers $7P_{1/2}$) est en coïncidence avec le polariton de surface. Cependant, à haute température, ce couplage résonnant devrait devenir moins aigu à cause de l'élargissement et du déplacement de la résonance de surface du saphir, ce qui explique la rupture de pente à la fig. 1a pour la prédiction concernant Cs ($7P_{1/2}$).

Ces prédictions sont actuellement en cours d'analyse expérimentale sur les deux raies à 455nm et 459 nm (cf. résultats préliminaires fig. 1b). L'étude expérimentale donne d'une part accès à un test expérimental assez fin de prédictions anciennes de Physique Atomique concernant le couplage infrarouge $7P_{1/2}$ - $6D_{3/2}$ de Cs. Surtout, elle ouvre à une exploration directe des propriétés des résonances de surface, alors que celles-ci sont en général dérivées de résonances de volume, elles-mêmes extrapolées, par des considérations du type Kramers-Kronig, de tout le spectre (notamment en réflectance) évalué par des techniques à assez faible résolution.

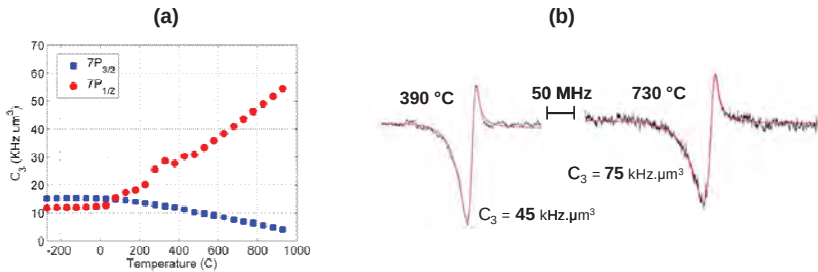


Fig. 1 : (a) Calculs (préliminaires) de prédiction de la variation en température de C_3 pour les raies à 455 nm et 459 nm ; (b) Réflexion sélective FM sur la raie à 459 nm pour 2 températures de la fenêtre saphir, et courbes théoriques après ajustement, d'où une extrapolation (préliminaire) de la valeur C_3 .

3. VERS UNE ANALYSE DU TRANSFERT REEL DE L'EMISSION THERMIQUE

L'émission thermique de surface permet aussi un transfert résonnant réel de Cs($7P_{1/2}$) vers le niveau $6D_{3/2}$: il s'agit alors d'un transfert *réel*, où l'énergie thermique de la surface est absorbée sélectivement par l'atome voisin. En poussant l'analyse des formes de raie à 459 nm au moyen d'un "catalogue" de formes de raie modifiées, tenant compte alors des deux paramètres de couplage (virtuel, et réel), on doit pouvoir mettre en évidence les changements de durée de vie de Cs($7P_{1/2}$) induits par l'excitation thermique de surface. L'étude simultanée sur la raie à 455 nm, voire sur la raie de résonance à 894 nm, devrait notamment introduire des contraintes sur l'ajustement suffisantes pour compenser la flexibilité accrue d'un ajustement par un catalogue à 2 paramètres.

REMERCIEMENTS

J.C.A.C. remercie le programme de financement doctoral "Ciências sem fronteiras". La coopération franco-brésilienne est soutenue par le programme CAPES-COFECUB Ph 740-12.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Laliotis, T. Passerat de Silans, I. Maurin, M. Ducloy, D. Bloch, "Casimir-Polder interactions in the presence of thermally excited surface modes", *Nature Communications* **5**, 5634 (2014)
- [2] H. Failache, S. Saltiel, M. Fichet, D. Bloch, M. Ducloy, "Resonant van der Waals repulsion between excited Cs atoms and sapphire surface", *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 5467 (1999).

INTERACTIONS CASIMIR-POLDER D'ATOMES PIÉGÉS DANS UN RÉSEAU OPTIQUE PRÈS D'UNE SURFACE

A. Maury¹, M. Donaire¹, M-P. Gorza¹⁻², R. Guerout¹, A. Lambrecht¹

¹ Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-Sorbonne Universités, CNRS, ENS-PSL-Research University, Collège de France; 4 place Jussieu, F-75005 Paris, France

² Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS F-93430 Villetaneuse, France

axel.maury@spectro.jussieu.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une étude de l'interaction Casimir-Polder d'atomes piégés dans un réseau optique vertical devant une surface réfléchissante. Nous démontrons d'abord la non-validité d'une méthode perturbative proche de la surface, puis nous présentons une méthode de calcul non perturbative plus générale. Nous regardons ensuite en détail l'effet des paramètres du potentiel d'interaction entre l'atome et la surface sur les niveaux d'énergies des atomes.

MOTS-CLEFS : interaction Casimir-Polder ; atomes piégés ; réseau optique

1. INTRODUCTION

Nous présentons une étude théorique pour l'expérience FORCA-G [1] en cours de réalisation au SYRTE à l'Observatoire de Paris. Cette expérience a deux objectifs principaux, premièrement de mesurer précisément à courte distance (à l'ordre du micromètre) l'effet Casimir-Polder entre un miroir et un atome, et deuxièmement, contraindre à longue distance les paramètres d'une force de type Yukawa modélisant une hypothétique déviation à la loi de la gravitation. Dans l'expérience, des atomes ⁸⁷Rb sont piégés dans un réseau optique vertical face à un miroir conçu pour cette expérience. Une mesure par interférométrie atomique permet de mesurer précisément l'interaction Casimir-Polder V_{CP}^n , au puits n comme un déphasage $\Delta\phi = \frac{2}{\hbar}(m_{Rb}g\lambda_l + V_{CP}^{n+1} - V_{CP}^{n-1})\tau + (\omega_{eg}^{n+1} - \omega_{eg}^{n-1})\tau$, avec τ le temps d'évolution libre du système, $\lambda_l = 512$ nm la longueur d'onde du réseau optique et $\hbar\omega_{eg}^n$ la différence d'énergie entre les deux niveaux e et g au puits n . Pour réaliser un calcul précis du déphasage, nous avons besoin de prendre en compte les conditions expérimentales réelles afin de pouvoir comparer avec les mesures interférométriques. Ainsi nous devons calculer précisément les niveaux d'énergies de l'atome ψ_n et leur énergie correspondante E_n dans les différents puits.

2. TRAITEMENT PERTURBATIF DU PROBLÈME

Nous avons d'abord déterminé les coefficients de réflexion du miroir utilisé dans l'expérience, et à partir de ces coefficients, nous avons calculé le potentiel de Casimir-Polder $V_{CP}(z, T)$ comme une fonction de la température T de l'enceinte où est réalisée l'expérience, et de la distance z entre le miroir et l'atome [2]. En l'absence de miroir, les atomes sont piégés dans un réseau optique vertical, nous devons donc prendre en compte le champ de gravitation terrestre agissant sur l'atome. Dans ce cas, les atomes sont dans des états de Wannier-Stark [3]. Mais la présence du miroir brise la quasi-périodicité du réseau. En utilisant une méthode aux différences finies, nous obtenons les nouveaux états ψ_n qui sont fortement modifiés près de la surface. Ensuite par un calcul perturbatif, nous obtenons la correction $\Delta E_n = \int dz |\psi_n(z)|^2 V_{CP}(z)$ en énergie due à l'effet Casimir-Polder sur les états atomiques. Ces corrections en énergies sont divergentes car le potentiel $V_{CP} \propto \frac{1}{z^3}$ diverge plus que ψ_n converge en $z = 0$. Une méthode de régularisation par une coupure à très courte distances conduit à des niveaux d'énergies des dix premiers puits qui dépendent fortement des paramètres de coupure, ce qui rend la méthode perturbative non applicable près du miroir.

3. TRAITEMENT NON-PERTURBATIF

Les états Wannier-Stark modifiés ψ_n sont étendus sur plusieurs puits du réseau. Ainsi près de la surface, le potentiel de Casimir-Polder ne peut pas être considéré comme une perturbation. De plus à très courte distance, le potentiel de Casimir-Polder n'est pas adéquat pour modéliser l'interaction entre l'atome et le miroir. Pour des distances inférieures au nanomètre, nous introduisons un potentiel de Lennard-Jones V_{LJ} pour modéliser les interactions répulsives entre l'atome et le cortège électronique des atomes constituant le miroir. Ainsi nous définissons un nouveau potentiel $V(z)$, qui extrapole de manière continue les potentiels V_{LJ} et V_{CP} en $z = 1$ nm. Nous résolvons le problème aux valeurs propres pour l'Hamiltonien $H = \frac{p^2}{2m} + U \sin(2k_L z) - mgz + V(z)$ en utilisant la méthode des différences finies. Sur la figure 1, nous pouvons voir la différence entre la méthode perturbative (en bleu) et la méthode non-perturbative (en rouge). Ainsi pour les puits $n \leq 9$, l'interaction Casimir-Polder n'est pas une perturbation par rapport au réseau optique. Quant au potentiel V_{LJ} , il introduit un nouveau paramètre qui est la position z_{min} du minimum du potentiel. Sur la figure 1, nous pouvons voir que pour $n \geq 8$, le paramètre z_{min} n'a pas d'influence sur les niveaux d'énergies. Pour les premiers niveaux, nous pouvons montrer que pour un ensemble donné de $\{E_n\}_n$, plusieurs valeurs de z_{min} sont possibles, mais que pour ces z_{min} possibles les états atomiques sont les mêmes. Ainsi une mesure de l'expérience, nous permettra de nous donner un ensemble de z_{min} possible et nous pourrons choisir l'un d'eux.

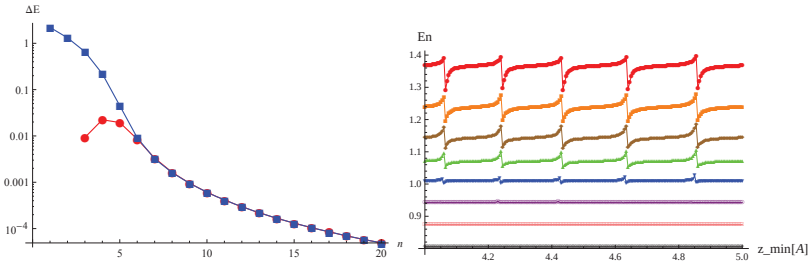


FIGURE 1 : À gauche en bleu ΔE_n et en rouge le résultat par la méthode non perturbative exprimés en énergie de recul E_r . À droite la dépendance des premiers niveaux d'énergies $n \in [2, 9]$ exprimés en énergie de recul en fonction du paramètre z_{min} exprimé en Å

4. CONCLUSION

Nous avons montré que l'étalement des fonctions d'onde des états atomique ne permet pas d'utiliser un traitement perturbatif et que les résultats des deux méthodes diffèrent. Les premiers niveaux d'énergies calculés par la méthode non-perturbative dépendent du paramètre z_{min} , mais ce paramètre peut être choisi grâce aux mesures réalisées, et nous disposons d'une méthode de calcul précise des états atomiques.

5. RÉFÉRENCES

- [1] R. Messina, S. Pelisson, M.C. Angonin, P. Wolf, *Atomic states in optical traps near a planar surface*, *Phy. Rev. A* **83**, 052111 (2011).
- [2] C. Genet, A. Lambrecht, S. Reynaud, *Casimir force and the quantum theory of lossy optical cavities*, *Phy. Rev. A* **67**, 043811 (2003).
- [3] G. H. Wannier, *Wave Functions and Effective Hamiltonian for Bloch Electrons in an Electric Field*, *Phys. Rev.* **117**, 432 (1960).

GRAVIMÈTRE A ATOMES FROIDS: EFFET RÉSIDUEL D'HORLOGE DANS UN ACCÉLÉROMÈTRE

Pierre Gillot¹, Bing Cheng¹, Sébastien Merlet¹ and Franck Pereira dos Santos¹

¹ Systèmes de Référence Temps Espace UMR CNRS 8630, Observatoire de Paris, 75014 Paris, France

pierre.gillot@obspm.fr

RÉSUMÉ

Le SYRTE développe un gravimètre à atomes froids mobile, avec lequel nous participons aux comparaisons internationales de gravimètres absolus. Nous rappellerons d'abord le principe de la mesure locale de l'accélération de pesanteur g , pour ensuite détailler le cas particulier de la mesure de g par interférométrie atomique. La deuxième partie de cet exposé sera consacrée aux derniers résultats obtenus concernant l'étude de la symétrie de l'interféromètre et l'effet d'horloge introduit par une éventuelle asymétrie.

MOTS-CLEFS : *gravimètre atomique, horloge atomique, atomes froids*

La détermination locale de l'accélération de la pesanteur consiste en la mesure de la trajectoire d'un corps en chute libre. La technologie la plus utilisée aujourd'hui est basée sur la mesure de trajectoire d'un miroir en chute libre dans un interféromètre de Michelson.

Dans notre gravimètre, le corps en chute libre est un nuage d'atome de rubidium refroidi à environ 2 μ K. Nous utilisons cette onde atomique pour faire un interféromètre de type Mach-Zehnder à 1 dimension alignée sur g . Cet interféromètre est réalisé en appliquant une séquence d'impulsions Raman $\pi/2 - \pi - \pi/2$, qui respectivement sépare l'onde atomique vers deux chemins équiprobables, puis redirige ces deux ondes l'une vers l'autre, pour finalement être mélangées par la dernière impulsion $\pi/2$ et produire une figure d'interférence. Cette figure d'interférence est le résultat du déphasage introduit par la différence des courbures des deux trajectoires possibles de l'interféromètre. Pour mesurer ce déphasage, nous utilisons la différence d'énergie interne des atomes afin de distinguer les deux voies de sortie d'interféromètre possibles, autrement dit : nous mesurons la probabilité de transition entre ces deux niveaux d'énergies. De la probabilité de transition nous est extraite le déphasage et puis g .

Le pulse π appliqué sur les atomes au milieu de l'interféromètre présente deux intérêts notables: d'une par rediriger les deux chemins de l'interféromètre l'un vers l'autre pour obtenir la superposition des trajectoires nécessaire aux interférences, d'autre part, ce pulse π inverse l'état atomique interne de chacune des voies de l'interféromètre. Ainsi, les atomes passent la moitié du temps dans un état puis dans l'autre et ce dans chacune des voies. Contrairement aux horloges atomiques, le gravimètre atomique n'est alors pas sensible au déphasage introduit par la différence d'énergie de ces deux niveaux. Cependant, si le couplage du premier et dernier pulse sont différent, la phase atomique sera affectée par la différence d'énergie interne, c'est ce qu'on appelle l'effet résiduel d'horloge. L'expansion du nuage pendant sa chute libre dans un faisceau gaussien engendre ce type d'inhomogénéité de couplage. Toutes autres raisons expérimentales menant à des inhomogénéités d'intensité dans le faisceau laser utilisé pour l'interféromètre mèneront aussi à des variations du couplage. Nous avons mis en place une technique de mesure permettant de déterminer le niveau d'asymétrie d'un tel interféromètre. Nous avons mesuré une asymétrie d'environ 14% dans notre interféromètre et tentons actuellement de la compenser

DISTRIBUTION MULTI-UTILISATEURS D'INTRICATION BIPARTITE AUX LONGUEURS D'ONDE DES TÉLÉCOMMUNICATIONS

Julien Trapateau¹, Joe Ghalbouni², Adeline Orieux¹, Eleni Diamanti¹ et Isabelle Zaquine¹

¹ Telecom Paristech, CNRS/LTCI, 46 Rue Barrault 75013, Paris, France

² Applied Physics Laboratory, Faculty of Sciences 2, Lebanese University, Campus Fanar, BP 90656 Jdeidet, Liban

isabelle.zaquine@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons une réalisation expérimentale de distribution multi-utilisateurs d'intrication à partir d'une source unique de paires de photons intriqués en polarisation. On sépare les deux photons par démultiplexage. On compare différentes technologies de démultiplexeurs sur les critères de brillance et de violation de l'inégalité de Bell.

MOTS-CLEFS : *intrication ; communications quantiques ; démultiplexage ;*

1. INTRODUCTION

L'intrication est une ressource de plus en plus importante en communications quantiques. Elle permet en particulier des preuves de sécurité indépendantes des imperfections des appareil de mesure. Le passage des liaisons point à point à des réseaux de communications quantiques nécessite des solutions économiques de distribution de l'intrication. Il a été démontré [1, 2, 3] que l'on pouvait diviser la large bande d'émission de la fluorescence paramétrique en un ensemble de paires de canaux distribuant des paires de photons intriqués, à condition de respecter la symétrie en fréquence intrinsèque de la fluorescence paramétrique. On se base ici sur des technologies existantes dans le cadre du multiplexage dense en longueur d'onde des réseaux de communications classiques. Nous comparons trois technologies de démultiplexeurs du commerce pour définir les caractéristiques les plus critiques pour la qualité de l'intrication distribuée.

2. DESCRIPTION DE L'EXPÉRIENCE

La source est basée sur la fluorescence paramétrique en accord de phase de type 0 (la pompe et les deux photons de la paire ont la même polarisation) dans un cristal de PPLN de longueur 2 cm pompé en continu par une diode laser de type DFB de longueur d'onde 779 nm et de puissance 20mW. La partie gauche de la figure 1 montre le schéma expérimental : l'intrication en polarisation est basée sur un double passage de la pompe dans le cristal. La polarisation des paires créées sur le trajet "aller" de la pompe est tournée de 90° tandis que la polarisation des paires créées sur le trajet "retour" est inchangée. La différence de phase entre les deux composantes de l'état intriqué ainsi créé est stabilisée grâce à l'interféromètre de Michelson et peut être compensée par le compensateur de Babinet Soleil, de manière à obtenir l'état maximale intriqué : $|\psi\rangle = 1/\sqrt{2}(|HH\rangle \pm |VV\rangle)$. Les deux photons de la paire sont collectés dans une fibre monomode et séparés à l'aide d'un démultiplexeur dans des canaux de fréquences centrales symétriques par rapport à la moitié de la fréquence de pompe. La mesure des corrélations en polarisation est ensuite réalisée à l'aide de lames d'onde pour choisir la base et de prismes séparateurs de polarisation fibrés. Les détecteurs de photons uniques sont des diodes à avalanche de type InGaAs, d'efficacité quantique de l'ordre de 10% et de temps mort $10\mu s$ déclenchés à 2 MHz avec une fenêtre de 20 ns. Une électronique rapide permet de compter les coïncidences entre les voies A et B dans une fenêtre de 1 ns. Une caractérisation préliminaire des démultiplexeurs à l'aide d'une source classique large bande nous a permis de déterminer la forme spectrale de la transmission des canaux des démultiplexeurs. Une première comparaison de la conservation des corrélations quantiques par les différents démultiplexeurs a été réalisée sur la même source en photons jumeaux [3], avant l'implémentation du montage d'intrication en polarisation, ce qui a permis de définir un premier classement à confirmer par le test de l'intrication.

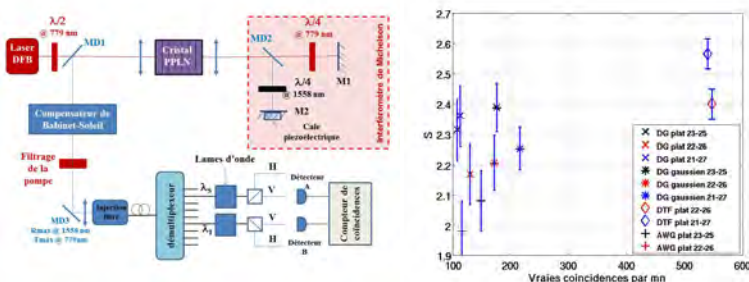


FIGURE 1 : (Gauche) Schéma expérimental de la source de photons intriqués ; (Droite) Résultats expérimentaux de la mesure de S en fonction du nombre de vraies coïncidences par minute pour 10 couples de canaux correspondant à 3 technologies de démultiplexeurs : “DG” basée sur des réseaux de diffraction, “DTF” basée sur des Fibre-Perot fibrés et “AWG” basée sur des réseaux de guides d’ondes et 2 formes de canaux “gaussiens” ou “plats”.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Pour chacun des 4 démultiplexeurs, on a testé plusieurs couples de canaux (canaux de 100 GHz séparés de 100 GHz). Pour caractériser l'intrication, le paramètre de Bell a été mesuré et les valeurs données sont brutes (aucune correction n'a été effectuée pour soustraire le bruit des détecteurs). On a tracé la variation de S en fonction du nombre de vraies coïncidences, c'est-à-dire les coïncidences correspondant à des paires véritablement corrélées, calculé en déduisant du nombre de coïncidence mesuré le nombre de coïncidences accidentelles calculé à partir des nombres de coups sur les deux voies. Ces paramètres sont en effet tous deux importants pour l'utilisation d'une telle source dans des protocoles de communication. Les résultats montrés sur la partie droite de la figure 1 montrent de grandes différences de performances entre les différents démultiplexeurs. Pour la technologie basée sur les réseaux de diffraction, comme pour les réseaux de guide d'ondes, les pertes d'insertion limitent fortement la brillance mais les premiers donnent une bien meilleure qualité d'intrication, que les canaux soient de forme gaussienne ou plate. La technologie de Fabry-Perot fibrés donne les meilleures performances tant au niveau de la brillance que de la qualité de l'intrication. L'absence de compromis entre la qualité et la brillance ainsi que les valeurs de brillance mesurées montrent que nous sommes dans un régime où l'on n'est pas limité par l'émission de doubles paires mais plutôt par le bruit des détecteurs. De nouveaux tests seront effectués avec des puissances de pompe plus élevées.

CONCLUSION

En conclusion, nous avons démontré expérimentalement une distribution d'intrication à 3 couples d'utilisateurs, à partir d'une source unique avec différents démultiplexeurs. On peut relier de manière précise les caractéristiques des démultiplexeurs à leur performance en terme de brillance et de paramètre de Bell. L'extension à un plus grand nombre d'utilisateurs est possible avec des démultiplexeurs commerciaux.

RÉFÉRENCES

- [1] I. Herbauts, B. Blauensteiner, A. Poppe, T. Jennewein, and H. Hübel, "Demonstration of active routing of entanglement in a multi-user network", *Optics Express* 21, 29013 (2013).
- [2] S. Arahira, H. Murai, "Nearly degenerate wavelength-multiplexed polarization entanglement by cascaded optical nonlinearities in a PPLN ridge waveguide device", *Optics Express* 21, 7841 (2013)
- [3] J. Ghalbouni, I. Agha, R. Frey, E. Diamanti, and I. Zaquine, "Experimental wavelength-division-multiplexed photon-pair distribution", *Optics Letters* 38, p34, (2013).

MODELISATION DE LA REFLEXION D'UNE OPALE OU D'UNE MONOCOUCHE DE BILLES ET EXTENSION A UNE INFILTRATION RESONNANTE

I. Maurin ¹, I. Zabkov ², E. Moufarej ¹, A. Laliotis ¹, V. Klimov ³, D. Bloch ¹

¹ Laboratoire de Physique des Lasers, UMR 7538 du CNRS,
Université Paris13-Sorbonne Paris Cité, 93430 Villetaneuse, France

² Moscow Institute of Physics and Technology (State university),
Institutskiy Pereulok 9, 1441700 Dogoprudny, Russia

³P. N. Lebedev Physics Institute – 53 Leninskii prospect, 11991 Moscow, Russia

isabelle.maurin@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Un modèle d'indice effectif stratifié à une dimension décrit de façon satisfaisante les propriétés de réflexion d'une opale de billes. Ce modèle est applicable au cas d'une infiltration résonante de l'opale. Alternativement, pour une opale monocouche, un modèle numérique à trois dimensions a été développé.

MOTS-CLEFS : opale, indice effectif stratifié, infiltration résonnante, cristal photonique

1. MODELISATION OPTIQUE D'UNE OPALE FINE DEPOSEE SUR UN SUBSTRAT

Une opale est un arrangement compact de sphères transparentes et un prototype simple de cristal photonique à trois dimensions. Pour en comprendre les propriétés optiques, les modèles fondés sur des calculs numériques ou sur le calcul des structures de bandes sont couramment utilisés dans la littérature. L'inconvénient de ces méthodes est la lourdeur des calculs et la difficulté d'y inclure facilement des défauts de périodicité. Des méthodes plus légères existent mais elles ne considèrent pas les modifications optiques dues à un changement de la polarisation ou de l'angle d'incidence, et ne prennent pas en compte le couplage d'entrée-sortie entre lumière et opale. Nous présentons ici un modèle à une dimension, d'une grande flexibilité, qui permet de prédire les spectres de transmission et de réflexion d'une opale. L'opale est décrite comme un milieu stratifié avec un indice effectif, variant localement comme la densité d'opale contenue dans une fine couche plane. Le taux de remplissage des sphères $f(z)$ contenues dans une tranche d'opale permet d'évaluer [1] l'indice effectif suivant la formule : $n_{\text{eff}}(z) = [f(z) \cdot \epsilon + (1-f(z))]^{1/2}$ (cf. insert de la fig. 1).

Nous avons utilisé la méthode de matrices de transfert pour évaluer les spectres de réflexion et de transmission. Des pertes ont été ajoutées à $n_{\text{eff}}(z)$ pour tenir compte de la lumière diffusée ou

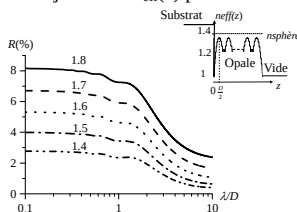


Fig. 1 : Spectre de réflexion en fonction de λ/D en incidence normale, avec une polarisation TE, du côté du substrat pour différentes valeurs de l'indice du substrat. Le coefficient de perte est $\alpha D=0,1$. Figure insérée : $n_{\text{eff}}(z)$ pour une interface entre un substrat de verre et une opale.

diffractée. Nos calculs permettent de retrouver les principales caractéristiques du pic de Bragg en réflexion (position, largeur, amplitude) pour une polarisation TE ou TM, et quel que soit l'angle d'incidence. Le modèle peut être utilisé aussi bien si la lumière est incidente du côté du substrat, que du côté de l'interface vide (ou air)/opale. Il peut prendre en compte des défauts d'empilements. Le modèle montre la forte influence de l'interface avec l'opale, indépendamment de la structure interne de l'opale (Fig. 1). Cette rupture de périodicité à l'interface, inévitable pour les cristaux photoniques, est rarement prise en compte. Dans des expériences dédiées [1], notre modèle montre un accord quantitatif satisfaisant en évaluant numériquement les pertes afin de reproduire les spectres de transmission.

2. INFILTRATION RESONANTE

Le modèle a aussi été étendu à la situation où les interstices de l'opale (densité en $[1-f(z)]$) sont infiltrés par un milieu résonnant dilué. Ce milieu est décrit par un indice complexe résonnant $\delta n(\omega-\omega_0)$, où $(\omega-\omega_0)$ est le désaccord avec la résonance. La linéarité du formalisme des matrices de transfert permet d'évaluer les variations résonnantes en réflexion par une dérivation à l'ordre 1. Pour certaines incidences, il y a accord entre la périodicité optique avec laquelle l'onde se propage dans l'opale, et la distribution géométrique du milieu résonnant à l'intérieur de l'opale (Fig. 2). Sous ces conditions d'accord de phase, la réponse résonnante fait interférer constructivement les interstices des premières couches et ceux des couches profondes. L'interférence optimale est obtenue pour des incidences différentes, selon que la réponse optique est absorptive ou dispersive. Il en résulte que la forme de raie associée au matériau résonnant infiltré varie fortement avec l'angle d'incidence. Ce résultat est compatible avec nos observations sur des gaz [2], cependant élargis par l'effet Doppler lié au mouvement atomique, que le modèle ne prend pas en compte.

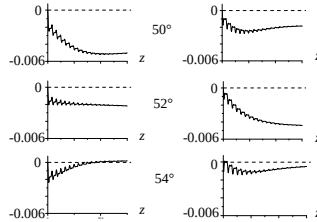


Fig. 2 : Intégration spatiale partielle du changement relatif de la réflectivité $\Delta R_r(\omega)/R$ de l'opale induite par une couche de milieu résonnant [résonance dispersive (gauche) ou absorptive (droite)] pour diverses incidences. L'accord de phase est à 50° pour un milieu dispersif et à 52° pour un milieu absorptif.

3. MODELISATION OPTIQUE D'UNE MONOCOUCHE DE BILLES DEPOSEE SUR UN SUBSTRAT

Pour une monocouche de billes, le modèle 1D stratifié de l'indice effectif n'est plus applicable. Un calcul numérique complet utilisant la méthode des éléments finis a été développé dans le cas d'un cristal parfait en périodicité. Les spectres prédits sont en très bon accord avec les expériences [2] après moyennage sur l'orientation (structure hexagonale) de la monocouche par rapport au plan d'incidence. Ce moyennage est rendu nécessaire par la nature polycristalline de l'opale.

RÉFÉRENCES

- [1] I. Maurin, E. Moufaret, A. Laliotis, D. Bloch, "The optical interface of a photonic crystal: modelling an opal with a stratified effective index", arXiv :1407.5777.
- [2] E. Moufaret, I. Maurin, I. Zabkov, A. Laliotis, P. Ballin, V. Klimov, D. Bloch, "Infiltrating a thin or a single-opal with an atomic vapour: Sub-Doppler signals and crystal optics", EPL, **108**, 17008 (2014).

SPECTROSCOPIE HAUTE RÉOLUTION DE LA TRANSITION 1S-3S DE L'ATOME D'HYDROGÈNE

Hélène Fleurbaey¹, Sandrine Galtier¹, Simon Thomas¹, Saïda Guellati¹, Pierre Cladé¹, Lucile Julien¹, François Biraben¹, François Nez¹

¹ Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-Sorbonne Universités, CNRS, ENS-PSL Research University, Collège de France, 4 place Jussieu, case 74 75005 Paris, France

helene.fleurbaey@lkb.upmc.fr

RÉSUMÉ

L'objectif de notre expérience est d'améliorer la spectroscopie de l'atome d'hydrogène pour déterminer le rayon de distribution de charge du proton. Grâce à notre nouvelle source laser continue à 205 nm qui délivre jusqu'à 15 mW, nous pouvons mesurer la fréquence de la transition 1S-3S avec une incertitude statistique de 2,7 kHz. Cette incertitude est suffisante pour éclaircir la problématique du rayon du proton mais la mesure reste entachée d'effets systématiques qui sont en cours d'étude.

MOTS-CLEFS : *hydrogène; source laser UV continue; proton*

1. INTRODUCTION

La comparaison théorie-expérience dans l'atome d'hydrogène était ces dernières années limitée par la connaissance de la taille de la distribution de charge du proton (appelée communément "rayon du proton" r_p). La détermination très précise de r_p par spectroscopie de l'hydrogène muonique a bouleversé cette comparaison [1]. Le résultat inattendu de cette expérience $r_p^{(\mu p)}$ est en désaccord avec celui des expériences de diffusion électron-proton et, ce qui est plus surprenant, avec celui de la spectroscopie de l'hydrogène électronique $r_p^{(ep)}$. A ce jour aucune explication théorique n'a été trouvée pour justifier la différence entre $r_p^{(\mu p)}$ et $r_p^{(ep)}$. Le but de notre expérience est d'améliorer la spectroscopie de l'atome d'hydrogène pour contribuer à éclaircir la problématique du "rayon du proton".

2. PRINCIPE DE L'EXPÉRIENCE

L'excitation de la transition 1S-3S de l'atome d'hydrogène est faite par deux photons à 205 nm se propageant en sens inverse, ce qui permet de s'affranchir de l'effet Doppler du premier ordre mais pas de celui du second ordre. Comme la vitesse des atomes d'hydrogène à 300 K est d'environ 3 km/s, l'effet Doppler du second ordre vaut environ 120 kHz soit 60 fois l'incertitude visée. La réalisation d'un laser à 121 nm pour exciter la transition 1S-2P reste très délicate et il n'est donc pas possible de déterminer directement la vitesse des atomes par spectroscopie laser à partir de l'état 1S. Nous avons proposé en 1991 une méthode pour déterminer cette vitesse [2]. Le principe est de placer les atomes de vitesse $\vec{v}$ dans un champ magnétique intense $\vec{B}$. Il en résulte un champ électrique motionnel $\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}$. Comme l'effet Stark est quadratique, donc en v^2 , il est possible en principe de compenser l'effet Doppler en $-v^2$. Le calcul complet tenant compte du décalage Zeeman des niveaux atomiques est plus compliqué et présenté dans [3]. On montre alors que la compensation ne peut être que partielle mais qu'en enregistrant les signaux atomiques pour différentes valeurs du champ magnétique, il est possible de remonter à la distribution de vitesse du jet et ainsi de déterminer l'effet Doppler du second ordre [4].

3. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Une source laser continue puissante à 205 nm n'avait jamais été faite jusqu'à présent. Dans notre laboratoire, une première source a été obtenue par deux doublages successifs de fréquence d'un laser titane-saphir (TiSa) à 820 nm. Cependant le deuxième doublage de fréquence (410 nm → 205 nm), dans

un cristal de BBO était peu efficace et entaché d'effets parasites [5]. La puissance de l'onde produite n'était que de l'ordre du milliwatt et en régime quasi-continu seulement [6]. Nous avons réalisé, en 2012, une source continue à 205 nm par somme de fréquences dans un cristal de BBO à partir d'un laser Nd :YVO₄ quadruplé en fréquence à 266 nm (Verdi 6 et MBD266 de la société Cohérent) et d'un laser titane-saphir développé au laboratoire à 894 nm. Cette source laser produit jusqu'à 15 mW à 205 nm [7]. Cette radiation est ensuite envoyée dans une cavité Fabry-Perot sous vide, coaxiale avec un jet d'atomes d'hydrogène à température ambiante. La résonance atomique est observée par un photomultiplicateur en détectant la lumière de fluorescence 3S-2P à 656 nm de la cascade radiative 3S-2P-1S. La fréquence de l'onde à 205 nm est balayée en balayant celle du laser TiSa. Un peigne de fréquence optique, référencé par rapport à l'horloge à césium du laboratoire SYRTE, permet de déterminer simultanément les fréquences des lasers sources à 532 nm et 894 nm. La fréquence de la transition atomique est déduite d'un ajustement des profils de raie théoriques sur nos signaux expérimentaux. En 2014, nous avons déterminé la fréquence de la transition 1S-3S avec une incertitude statistique de 2,7 kHz [8], soit 4 fois mieux que précédemment [6]. Par contre, il semble qu'il y ait une dépendance en pression de la distribution de vitesse du jet atomique plus importante qu'attendu [9]. Cette dépendance affecte notablement la détermination du rayon du proton à partir de notre expérience : le résultat est concordant soit avec celui de l'hydrogène muonique soit avec celui de l'hydrogène électronique. Nous sommes en train de mesurer la distribution de vitesse du jet atomique à une pression différente pour vérifier expérimentalement le modèle de dépendance en pression de la distribution de vitesse.

CONCLUSION

Pour la première fois, une source laser continue puissante (15 mW) à 205 nm a été réalisée. Celle-ci a permis d'améliorer la mesure de la fréquence de la transition 1S-3S de l'hydrogène d'un facteur 4. Par contre, un effet systématique inattendu a été découvert, qu'il faut confirmer expérimentalement. Les derniers résultats de l'expérience seront présentés à la conférence.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Antognini et al, *Science* **339**, 417 (2013).
- [2] F. Biraben et al, *Europhys. Lett.*, **15** (1991) p.831
- [3] G. Hagel, thèse de doctorat, <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-00000848>
- [4] G. Hagel et al, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) p.203001
- [5] S. Bourzeix et al, *Optics Comm.*, **133** (1997) p.239.
- [6] O. Arnoult et al, *Eur. Phys. J. D* **60**, 243-256 (2010).
- [7] S. Galtier et al, *Optics Comm.*, **324** (2014) p.34
- [8] S. Galtier et al, JPCRD, soumis à publication
- [9] S. Galtier, thèse de doctorat, <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01080669>

REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient pour leurs soutiens financiers l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) (PROCADIS Projet no. ANR-2010-BLANC : 041501) et le Labex Réseau d'excellence FIRST-TF (ANR-10-LABX-48-01) dans le cadre du Programme "Investissements d'Avenir" géré par l'ANR. H.F. remercie le Labex réseau d'excellence FIRST-TF pour le financement partiel de sa thèse. Les auteurs remercient le Service Temps du laboratoire LNE-SYRTE pour la référence de temps fournie.

SPECTROSCOPIE D'ATOMES CONFINES DANS DES OPALES ARTIFICIELLES ET DANS DES MILIEUX POREUX

**E. Moufarej¹, I. Maurin¹, D. Bloch¹, A. Laliotis¹,
S. Villalba², L. Lenci², A. Lezama², H. Failache²**

¹ *Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France*

² *Instituto de Fisica, Facultad de Ingenieria, Universidad de la Republica, J. Herrera y Reissig 565, 11300, Montevideo, Uruguay*

laliotis@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous décrivons des mesures spectroscopiques avec des atomes d'alcalins confinés dans des nanostructures ordonnées (opales artificielles) et dans des milieux poreux aléatoires. En utilisant deux techniques distinctes, de spectroscopie de la lumière réfléchie, et de spectroscopie de la lumière diffusée, nous observons des signaux sub-Doppler dans les deux systèmes. Nos résultats peuvent intéresser le domaine des références de fréquences miniaturisées.

MOTS-CLEFS : *systèmes hybrides ; nanophotonique ; cristaux photoniques ; milieux aléatoires*

1. INTRODUCTION

Les matériaux structurés (métamatériaux) offrent des perspectives pour contrôler le champ électromagnétique à l'échelle nanométrique. Depuis peu, apparaissent des systèmes hybrides qui combinent des dispositifs nanofabriqués et des atomes ou des molécules (émetteurs quantiques), afin de modifier et même contrôler leurs propriétés radiatives. Les systèmes hybrides se sont développés surtout avec des atomes froids, mais l'utilisation de vapeurs thermiques est une alternative qui circonviendrait quelques difficultés techniques associées à la manipulation des atomes froids. Il a déjà été montré que la spectroscopie atomique dans des cellules minces [1] (taille comparable à la longueur d'onde optique) fournit des signaux sub-Doppler en régime linéaire grâce au rétrécissement Dicke. Des résonances sub-Doppler ont également été observées pour des vapeurs atomiques confinées dans une opale artificielle, consistant en un dépôt de 10-20 couches de nanosphères de diamètre d'environ 1 μm [2]. Ces résonances, observées elles aussi en régime linéaire mais pour une large gamme d'incidences obliques, représente une spectroscopie atomique novatrice avec des applications potentielles dans le domaine de références de fréquences et des horloges atomiques miniaturisées [3]. La caractérisation optique des opales artificielles montre qu'elles sont effectivement des structures ordonnées (cristaux photoniques) malgré des défauts d'empilement cristallin. Pour des milieux aléatoires, il a été démontré que le long parcours effectif de la lumière (dû à la diffusion multiple des photons) pouvait être utilisé pour la détection sensible de l'absorption moléculaire [4]. Enfin, la spectroscopie résolue dans le temps de la lumière diffusée par des atomes de Rb confinés dans un milieu poreux a été utilisée pour mesurer la taille des pores du milieu aléatoire [5].

2. EXPERIENCES AVEC DES OPALES ARTIFICIELLES

Ici nous rapportons sur de nouvelles mesures spectroscopiques faites dans des opales artificielles d'épaisseur (nombre des couches de nanosphères) réduite. Nous étudions des opales de 4,3,2 et même 1 seule couche de nanosphères (de diamètre $\sim 1 \mu\text{m}$) [6]. Les opales sont déposées sur la fenêtre d'une cellule de Cs. Pour éviter que les atomes de Cs forment des agrégats dans les interstices de l'opale, la fenêtre est surchauffée (à $\sim 200^\circ\text{C}$) pendant nos expériences. Nous sondons les atomes par spectroscopie de réflexion sur la raie D_1 du Cs à 894 nm. Le résultat remarquable est que des résonances étroites (sub-Doppler) sont observées même pour des opales monocouche pour des incidences obliques entre $35-60^\circ$ (fig. 1a). Les formes de raies dépendent fortement de l'angle

d'incidence et de la polarisation de la lumière. Des signaux étroits sont aussi observés pour des opales fabriquées avec des nanosphères plus petites, pour différentes gammes d'angles d'incidence. Pour l'instant, nous ne disposons pas d'une interprétation physique de ces signaux. Pourtant, ces nouvelles mesures suggèrent que les signaux sub-Doppler ne peuvent pas être attribués uniquement à un confinement tridimensionnel de la vapeur atomique. Nous développons actuellement des modèles numériques pour décrire la propagation de la lumière dans des opales. Ces modèles constitueront une première étape vers l'interprétation de nos mesures expérimentales.

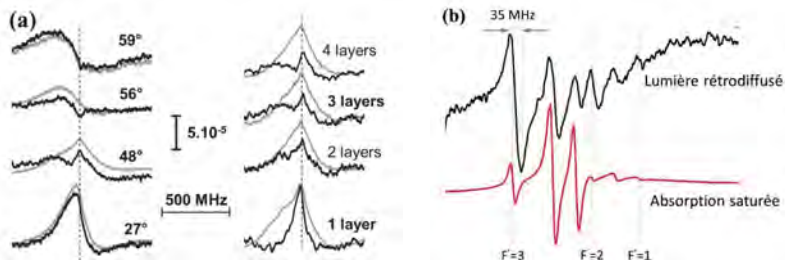


Fig.1 : (a) Spectres de réflexion pour la raie D_1 de Cs (894 nm) sur une opale de 3 couches (gauche) à différents angles d'incidence et pour une opale de 1,2,3 et 4 couches (droite) à une incidence de 45° et pour des polarisations TE (gris) et TM (noir). (b) Spectre de lumière rétrodiffusée comparé avec un spectre d'absorption saturée dans une cellule macroscopique sur la raie D_2 de Rb (780 nm).

3. EXPERIENCES AVEC DES MILIEUX POREUX

Nous avons aussi effectué des mesures spectroscopiques pour des atomes confinés dans des interstices d'un milieu poreux. Le milieu poreux est fabriqué avec des grains de verre déposés dans une cellule (du même type de verre) qui est ensuite chauffée jusqu'au point de cohésion. La taille de sphère est sélectionnée par filtrage par sédimentation. La cellule est ensuite scellée contenant de la vapeur de Rb. Les atomes sont sondés par spectroscopie de la lumière diffusée à la première raie de résonance D_1 et D_2 de Rb à 795 nm et 780 nm respectivement. Nos mesures sont effectuées dans deux cellules avec de tailles de pores différentes (~ 10 et $\sim 100\mu\text{m}$) et montrent des signaux sub-Doppler sur la lumière rétrodiffusée (fig. 1b). Cette observation remarquable pourrait être le résultat d'une spectroscopie d'absorption saturée où la lumière rétrodiffusée sonde la vapeur atomique déjà saturée par la lumière incidente [7]. Des mesures de type pompe-sonde ont aussi été effectuées [8].

La collaboration franco-uruguayenne est soutenue dans le cadre du projet ECOS-Sud U14-E01

RÉFÉRENCES

- [1] G. Dutier et al. "Collapse and revival of a Dicke-type coherent narrowing in a sub-micron thick vapor cell transmission spectroscopy ", *Europhys. Lett.*, **63**, 35 (2003).
- [2] P. Ballin et al., "Three-dimensional confinement of vapor in nanostructures for sub-Doppler optical resolution ", *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 231115 (2011).
- [3] F.. Benabid et al., "Compact stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibers ", *Nature*, **34**, 488 (2005).
- [4] T. Svensson et al., "Disordered, strongly scattering porous materials as miniature multipass cells ", *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 143901 (2013).
- [5] S. Villalba et al. "Rb resonance inside a random porous medium ", *Opt. Lett.*, **38**, 193 (2013).
- [6] E. Moufaret et al. "Infiltrating a thin or a single-opal with an atomic vapour: Sub-Doppler signals and crystal optics ", *EPL*, **108**, 17008 (2014).
- [7] S. Villalba et al., "sub-Doppler resonances in the backscattered light from random porous media infused with Rb vapor", *Phys. Rev. A*, **89**, 023422 (2014).
- [8] S. Villalba et al., "Non-linear atomic spectroscopy inside a random porous medium", *Phys. Rev. A*, **90**, 052518 (2014).

MODES COLLECTIFS DANS UN GAZ 2D ET RÉALISATION D'UN PIÈGE ANNULAIRE 2D

L. Longchambon¹, R. Dubessy¹, C. De Rossi¹, K. Merloti, T. Badr¹, H. Perrin¹.

¹ Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France

laurent.longchambon@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions les modes collectifs qui apparaissent lors de l'excitation d'un quasi-condensat de Bose-Einstein à deux dimensions. Les caractéristiques de certains de ces modes permettent d'étudier les propriétés superfluides du gaz quantique dégénéré, les effets de la dimensionnalité du système et de comparer les résultats à des théories à température non nulle. Pour cela, nous utilisons une analyse statistique des images appelée Analyse en Composants Principaux (ACP) qui se révèle particulièrement bien adaptée à l'étude des excitations de faible amplitude. Nous présentons également les premiers résultats relatifs à l'étude de la rotation d'un superfluide dans un piège annulaire 2D.

MOTS-CLEFS : *atomes froids, superfluidité, analyse d'images*

1. INTRODUCTION

Les excitations collectives sont une des sources principales pour la compréhension de la physique des systèmes à N corps, en constituant un excellent outil pour sonder l'effet des interactions dans un gaz quantique, comme la superfluidité. Ces modes ont été observés dans de nombreuses configurations expérimentales avec des gaz dégénérés, mais toujours en dimension trois. L'étude de ces excitations en dimensions 2 peut permettre d'éclairer la position de la transition superfluide/fluide normal à deux dimensions appelée transition de Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT), ou bien encore révéler des effets de brisure de symétrie dus à la prise en compte d'une fréquence transversale finie [1]. Parallèlement nous avons réalisé un piège annulaire 2D qui va permettre la production de courants permanents superfluides et d'étudier les glissements de phase qui apparaissent lors de la décroissance des quanta de circulation due à une interaction avec un défaut de l'environnement.

2. MODES COLLECTIFS EN DIMENSION 2

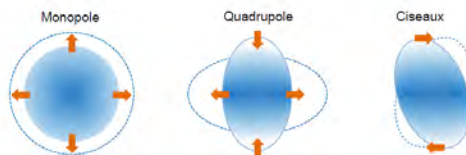


FIGURE 1 : Modes collectifs étudiés à deux dimensions.

Nous nous sommes intéressés à trois modes de basse énergie : le monopôle, le quadrupôle et le mode ciseau. Le monopôle est un mode de compression dont la fréquence dépend fortement de la nature 2D du système. Il est également sensible à l'équation d'état du gaz car il fait varier la densité locale. Le quadrupôle et le mode ciseau sont des modes de surface et tous les deux peuvent servir de sonde de superfluidité [2].

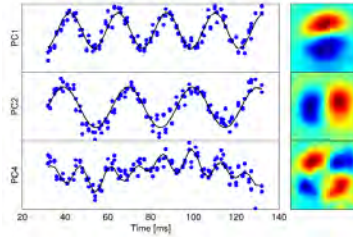


FIGURE 2 : Modes propres de l'ACP correspondant aux deux modes collectifs dipolaires (mouvement du centre de masse) et au mode ciseau, et l'évolution temporelle de la projection de l'image sur chacun des modes.

L'Analyse en Composants Principaux va permettre de déduire d'un ensemble d'images prises à des instants différents les modes spatiaux les moins corrélés entre eux. Ces modes propres s'identifient naturellement aux excitations collectives de faible amplitude du condensat, les modes normaux de Bogolyubov. Une fois ces modes identifiés, la projection de chaque image sur le mode propre va donner un coefficient dont l'évolution temporelle traduit la dynamique du mode et permet d'extraire sans aucun modèle *a priori* la fréquence du mode [3].

3. PIÈGE ANNULAIRE 2D

Nous avons réalisé un piège annulaire pour des atomes de rubidium 87 en utilisant une combinaison potentiels adiabatiques radio-fréquence/potentiel dipolaire optique. Le potentiel adiabatique confine les atomes à la surface d'une bulle tandis qu'un potentiel optique les piège dans le plan horizontal. Lorsque le potentiel optique est situé sur l'équateur de la bulle, on peut transférer les atomes dans un piège annulaire où le confinement radial est assuré par le potentiel adiabatique tandis que le confinement vertical est assuré par le potentiel dipolaire et est suffisamment fort pour confiner les atomes dans l'état fondamental de l'oscillateur harmonique vertical. Cet anneau peut être rendu anisotrope à volonté, et mis en rotation

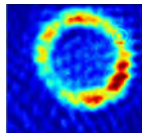


FIGURE 3 : Piège annulaire formé par l'intersection d'un potentiel adiabatique et d'une nappe de lumière. Le gaz de rubidium 87 est ici non dégénéré.

par une combinaison appropriée de champs radiofréquences. Nous étudions ainsi les mécanismes qui permettent d'obtenir un courant permanent de superfluide dans l'anneau .

RÉFÉRENCES

- [1] Karina Merloti, Romain Dubessy, Laurent Longchambon, Maxim Olshanii and Hélène Perrin, "Breakdown of scale invariance in a quasi-two-dimensional Bose gas due to the presence of the third dimension", *Phys. Rev. A*, vol. 88, pp. 061603, 2013.
- [2] K. Merloti, R. Dubessy, L. Longchambon, A. Perrin, P.-E. Pottie, V. Lorent, and H. Perrin , "A two-dimensional quantum gas in a magnetic trap", *New J. Phys.*, vol. 15, pp. 0033007, 2013.
- [3] R. Dubessy, C. De Rossi, T. Badr, L. Longchambon, and H. Perrin , "Imaging the collective excitations of an ultracold gas using statistical correlations", *New J. Phys.*, vol. 16, pp. 122001, 2014.

EXPÉRIENCE PRÉLIMINAIRE D'INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE EN CAVITÉ ET PROTOTYPE POUR L'ANTENNE GRAVITATIONNELLE MIGA

Isabelle Riou¹, Jonathan Gillot¹, Andrea Bertoldi¹, Benjamin Canuel¹, Philippe Bouyer¹

¹ *Laboratoire de Photonique Numérique et Nanosciences, Institut d'Optique Graduate School, 33400 Talence, France*

isabelle.riou@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

MIGA est un nouveau type d'antenne gravitationnelle hybride permettant de détecter très précisément des perturbations basses fréquences du champ gravitationnel. Il couplera des interféromètres atomiques à une cavité optique et sera particulièrement sensible autour du Hertz. La détection de perturbations du gradient de gravité sur de grandes échelles de temps est extrêmement intéressante pour la détection d'ondes gravitationnelles basses fréquences ainsi que pour des études géophysiques (géologie, hydrologie...). Les sensibilités attendues sont de l'ordre de $10^{-10} g/\sqrt{Hz}$ à 2 Hz pour les mesures de gravité et de $10^{-13} s^{-2}/\sqrt{Hz}$ à 2 Hz pour les mesures de gradients de gravité.

MOTS-CLEFS : MIGA ; Interférométrie atomique en cavité ; Ondes gravitationnelles

1. INTRODUCTION

Bien que l'existence des ondes gravitationnelles a été prédite il y a près de cent ans par la théorie de la relativité générale, elles n'ont jamais été détectées directement. Afin de les observer, plusieurs interféromètres optiques terrestres de grandes dimensions (comme LIGO [1] aux Etats-Unis, ou VIRGO [2] en Italie) ont été développés durant les dernières décennies. S'ils sont extrêmement sensibles autour de la centaine de Hertz, ils sont malheureusement limités en dessous de quelques dizaines de Hertz par différentes sources de bruits (bruit de pression radiative, bruit newtonnien, bruit sismique...) qui sont indiscernables du signal dû aux ondes gravitationnelles.

Le principe du projet MIGA (Matter-wave laser Interferometer Gravitation Antenna) [3] est de construire un nouvel instrument combinant des méthodes d'interférométrie atomique aux méthodes de télémétrie laser classiques utilisées pour les interféromètres optiques afin d'être sensible à des perturbations basse fréquence du champ gravitationnel (typiquement autour du Hertz). Il est possible de corrélérer deux interféromètres atomiques distants à l'aide d'un même champ optique [4, 5] afin de mesurer simultanément le gradient de gravité et l'effet d'une onde gravitationnelle sur le lien optique.

L'instrument sera construit au LSBB (Laboratoire Souterrain Bas Bruit) à Rustrel. Cet environnement à 500 m de profondeur est extrêmement propice en terme de bruit sismique. Outre la démonstration de principe de la détection d'ondes gravitationnelles, MIGA permettra la cartographie très précise de la répartition et des mouvements de masses autour de l'instrument. Ces signaux sont d'un grand intérêt dans le domaine des géosciences, notamment pour la validation de modèles hydrologiques ainsi que pour la prospection géologique et minière.

Dans le cadre du projet MIGA, deux expériences préliminaires sont développées au LP2N à Talence : une première expérience d'interférométrie atomique en cavité avec une seule source atomique ainsi qu'un prototype de gradiomètre d'une dizaine de mètres de long.

2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DE L'ANTENNE MIGA

L'instrument MIGA au LSBB consistera en un ensemble d'interféromètres atomiques répartis spatialement le long d'une cavité optique de 200 mètres (cf. Fig. 1). Les nuages atomiques sont séparés, réfléchis et recombinaisonnés par des pulses de Bragg intra-cavité pour réaliser un interféromètre de Mach-Zehnder atomique. La réponse de chaque interféromètre atomique dépend des forces inertielles locales

qui se sont exercées sur les atomes ainsi que de tout effet ayant pu modifier la phase optique vue par l'onde de matière lors de l'intervalle d'interrogation.

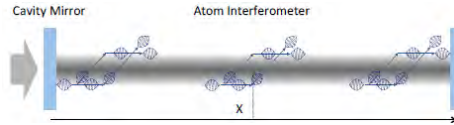


FIGURE 1 : Schéma de l'antenne MIGA. Trois interféromètres atomiques séparés spatialement sont interrogés par le champ optique résonant dans la cavité.

3. EXPÉRIENCE PRÉLIMINAIRE D'INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE EN CAVITÉ

Le but de cette première expérience est de réaliser un interféromètre de ^{87}Rb en configuration fontaine dans une cavité optique. Une tête de senseur (développée au SYRTE à l'Observatoire de Paris) effectue le piégeage, le refroidissement et le lancement des atomes, puis leur détection à la sortie de l'interféromètre. L'interféromètre est quant à lui réalisé dans une cavité optique rigide d'un mètre.

4. LE PROTOTYPE DE GRADIOMÈTRE ATOMIQUE EN CAVITÉ

Le prototype de l'antenne MIGA est constitué de deux interféromètres de ^{87}Rb interrogés dans une cavité suspendue d'une dizaine de mètres de long. Le but de ce prototype est de tester tous les éléments qui seront par la suite utilisés sur l'instrument final et de développer notamment le système de suspension pour la cavité. Il nous permettra de faire des premières mesures en configuration gradiomètre où l'on s'affranchira des bruits communs aux deux interféromètres comme le bruit sismique.

CONCLUSION

Nous développons une antenne hybride couplant interférométrie atomique et optique pour détecter avec précision des perturbations basses fréquences du champ gravitationnel. Les sensibilités attendues sont de l'ordre de $10^{-10}g/\sqrt{\text{Hz}}$ à 2 Hz pour les mesures de gravité et de $10^{-13}s^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 2 Hz pour les mesures de gradients de gravité.

Le prototype de l'antenne au LP2N sera utilisé comme banc d'essai pour l'expérience MIGA finale. Les premiers résultats sur l'expérience d'interférométrie atomique dans une cavité d'un mètre de long sont attendus pour fin 2015. Le prototype d'une dizaine de mètres avec deux interféromètres atomiques sera opérationnel d'ici 2017.

RÉFÉRENCES

- [1] B. P. Abbott, et al., "LIGO : the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory", *Reports on Progress in Physics*, vol. 72, 076901 (2009)
- [2] F. Acernese, et al., "The Virgo 3 km interferometer for gravitational wave detection", *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, vol. 10, 064009, (2008)
- [3] B. Canuel, L. Amand, A. Bertoldi, W. Chaibi, R. Geiger, J. Gillot, A. Landragin, M. Merzougui, I. Riou, S.P. Schmid and P. Bouyer, "The matter-wave laser interferometer gravitation antenna (MIGA) : New perspectives for fundamental physics and geosciences", *E3S Web of Conferences*, vol. 4, 01004 (2014)
- [4] S. Dimopoulos, P. Graham, J. Hogan, M. Kasevich, and S. Rajendran, "Gravitational wave detection with atom interferometry", *Physics Letters B*, vol. 678, (2009)
- [5] B. Barrett, Pierre-Alain Gominet, Etienne Cantin, Laura Antoni-Micollier, Andrea Bertoldi, et al. "Mobile and remote inertial sensing with atom interferometers" *International School of Physics "Enrico Fermi" on Atom Interferometry*, Jul 2013, Varenna, Italy. (2014)

Remerciements : Ces travaux sont financés par l'État Français et l'Agence Nationale de la Recherche dans le cadre du programme Investissements d'Avenir (ANR-11-EQPX-0028).

RÉPONSE CHAOTIQUE EXCITABLE D' UN LASER BIFRÉQUENCE

Marco Romanelli¹, Marc Brunel¹, Thomas Erneux², Marc Vallet¹

¹ Institut de Physique de Rennes, UMR Université Rennes I - CNRS 6251, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes Cedex, France

² Université Libre de Bruxelles, Optique Nonlinéaire Théorique, Campus Plaine, CP231, 1050 Bruxelles, Belgium

marco.romanelli@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous mettons en évidence, expérimentalement et théoriquement, un nouveau type de réponse excitable dans les lasers bifréquences avec rétro-injection optique décalée en fréquence. Ce type d'excitabilité n'entraîne pas de saut de phase, et ne peut donc s'expliquer par le mécanisme usuel du modèle d'Adler. De plus, les impulsions observées, tout en gardant les caractéristiques essentielles de l'excitabilité (réponse à seuil, amplitude indépendante du stimulus), correspondent à des trajectoires sur un attracteur chaotique. Enfin, en étudiant la distribution d'intensité d'une série temporelle, nous montrons que ce type d'excitabilité produit des événements extrêmes.

MOTS-CLEFS : *Laser bifréquence ; excitabilité ; événements extrêmes*

Récemment, la réponse excitable des lasers injectés a fait l'objet de nombreuses études [1]. L'intérêt de ces études ne se limite pas à la dynamique des lasers, car l'excitabilité est une caractéristique de nombreux systèmes non-linéaires, des neurones en particulier [2].

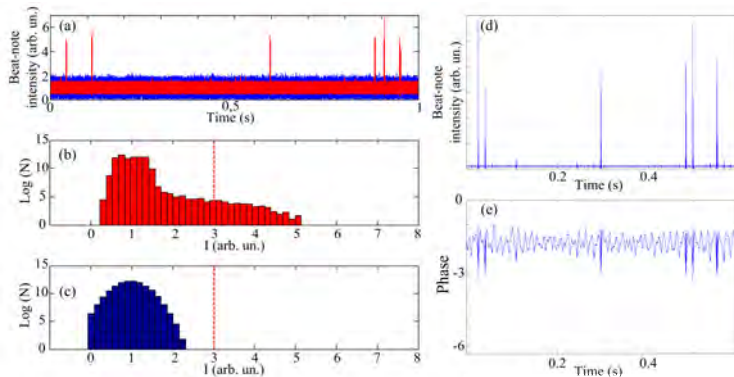


FIGURE 1 : (a) Rouge : série temporelle de l'intensité du battement d'un laser bifréquence, où apparaissent des impulsions rares de grande amplitude. Bleu : processus gaussien ayant la même valeur moyenne et variance. (b) Histogramme de la série temporelle expérimentale. Les événements à droite de la barre rouge sont considérés extrêmes d'après le critère " 8σ " [5]. (c) Histogramme du processus gaussien. (d-e) Séries temporelles de l'intensité (la composante DC est ici absente) et de la phase du battement.

Le mécanisme typique menant à une réponse excitable dans les lasers injectés est une bifurcation nœud-col décrite par l'équation d'Adler. La signature expérimentale spécifique d'un tel scénario est un saut de phase de 2π qui se produit à chaque impulsion excitable [3]. Dans cette contribution, nous mettons en évidence la réponse excitable d'un oscillateur opto-radiofréquence (Fig. 1). Le signal opto-RF

est constitué par le battement entre les deux états de polarisation d'un laser bifréquence. Lorsqu'il est soumis à une rétro-injection optique décalée en fréquence, l'oscillateur présente des caractéristiques originales, qui n'ont jamais été reportées auparavant. En particulier, des impulsions excitables apparaissent dans le régime de phase bornée [4], et ne sont pas accompagnées d'un saut de phase (Fig. 1(e)). Donc ce régime ne peut pas être compris dans le cadre du simple modèle d'Adler, car la prise en compte des effets d'amplitude est nécessaire. Ceci est confirmé par une étude de bifurcations et par des simulations numériques, en très bon accord avec l'expérience. Une autre caractéristique propre au type d'excitabilité que nous observons est que la bifurcation *sous-critique* associée à la réponse excitable mène directement à un état chaotique, sans aucune étape intermédiaire. Quand le système est proche du point de bifurcation, les impulsions excitables sont déclenchées par le bruit interne au système. Nous montrons que ce mécanisme non-linéaire résulte en un processus stochastique caractérisé par une distribution statistique large, et par la présence d'événements extrêmes [5] (Fig. 1 (a-c)).

RÉFÉRENCES

- [1] D. Goulding, S. P. Hegarty, O. Rasskazov, S. Melnik, M. Hartnett, G. Greene, J. G. McInerney, D. Rachinskii, and G. Huyet, "Excitability in a Quantum Dot Semiconductor Laser with Optical Injection", *Phys. Rev. Lett.* **98**, 153903 (2007) ; M. Turconi, B. Garbin, M. Feyereisen, M. Giudici, and S. Barland, "Control of excitable pulses in an injection-locked semiconductor laser", *Phys. Rev. E* **88**, 022923 (2013) ; and references therein.
- [2] F. Selmi, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz, and S. Barbay, "Relative Refractory Period in an Excitable Semiconductor Laser", *Phys. Rev. Lett.* **112**, 183902 (2014).
- [3] B. Kelleher, D. Goulding, S. P. Hegarty, G. Huyet, Ding-Yi Cong, A. Martinez, A. Lemaître, A. Ramdane, M. Fischer, F. Gerschütz, and J. Koeth, "Excitable phase slips in an injection-locked single-mode quantum-dot laser", *Opt. Lett.* **34**, 440 (2009).
- [4] M. Romanelli, L. Wang, M. Brunel, and M. Vallet, "Measuring the universal synchronization properties of driven oscillators across a Hopf instability", *Opt. Exp.* **22**, 7364 (2014).
- [5] C. Bonatto et al., "Deterministic optical rogue waves", *Phys. Rev. Lett.* **107**, 053901 (2011).

INTERMITTENCE EN TURBULENCE INTÉGRABLE

Stéphane Randoux¹, Pierre Walczak¹, Miguel Onorato², Pierre Suret¹

¹ *Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, UMR-CNRS 8523, Université de Lille, France*

² *Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Torino, 10125 Torino, Italy*

stephane.randoux@univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une expérience d'optique non linéaire fibrée dans laquelle nous examinons les changements statistiques résultant de la propagation non linéaire d'une onde incohérente dans un système décrit par l'équation de Schrödinger non linéaire à une dimension. Notre travail se place dans le cadre de l'étude de la turbulence intégrable. Nous mettons en évidence des modifications globales de la statistique de l'onde ainsi que le phénomène d'intermittence associé à des déviations de la loi normale se manifestant lorsque l'on sépare les petites échelles des grandes échelles.

MOTS-CLEFS : *Turbulence, Système intégrable, Statistique, Optique non linéaire*

L'optique non linéaire incohérente est un domaine dont l'émergence relativement récente est en partie due à la réalisation de sources lumineuses puissantes de faible degré de cohérence spatiale ou temporelle. La génération de supercontinuum, la filamentation de faisceaux, les lasers aléatoires constituent quelques exemples de sujets traités dans ce domaine au cours des dernières années [1]. Les phénomènes observés en optique non linéaire incohérente se prêtent à des analogies avec d'autres domaines de la Physique [2]. C'est le cas par exemple du processus de thermalisation d'ondes [1] ou des phénomènes d'ondes scélérates observées en optique comme en hydrodynamique [3].

La théorie de la turbulence d'ondes fournit un cadre théorique pour la description de la propagation non linéaires d'ondes incohérentes [1]. Celui-ci est toutefois inadapté aux systèmes d'ondes régis par des équations intégrables telles que l'équation de Schrödinger non linéaire à une dimension [4]. L'étude des propriétés statistiques d'ondes non linéaires incohérentes se propageant dans de ces systèmes intégrables entre dans le champ de la "turbulence intégrable" récemment introduit par V. E. Zakharov [4].

Nous présentons une expérience d'optique non linéaire fibrée dans laquelle nous étudions une situation de turbulence intégrable. Nous nous plaçons dans un régime de non linéarité défocalisante (dispersion normale) et nous examinons les changements statistiques résultant de la propagation non linéaire d'une onde incohérente dans un système décrit par l'équation de Schrödinger non linéaire à une dimension. Nous mettons en évidence des modifications globales de la statistique de l'onde ainsi que le phénomène d'intermittence associé à des déviations de la loi normale se manifestant lorsque l'on sépare les fluctuations temporelles de petites échelles des fluctuations temporelles de grandes échelles [5].

Dans l'expérience, un rayonnement partiellement cohérent de statistique initialement gaussienne et de longueur d'onde 1064 nm est injecté dans une fibre à maintien de polarisation longue de 1.5 km. La largeur initiale du spectre de l'onde partiellement cohérente est de 14 GHz et celle-ci s'étale jusqu'à 34 GHz à une puissance de 200 mW. En entrée comme en sortie de fibre, le spectre de l'onde incohérente demeure toutefois plus étroit que la bande passante de détection de l'oscilloscope et des photodiodes utilisées (36 GHz). Ceci permet d'enregistrer de longues séquences temporelles (500 μ s) et d'en analyser la statistique. L'expérience est conçue de façon à ce que la non linéarité dominante soit l'effet Kerr optique et que seuls les effets de dispersion d'ordre deux jouent un rôle significatif. La propagation de la lumière dans la fibre est alors régie par l'équation intégrable de Schrödinger non linéaire à une dimension.

La figure 1(a) montre les densités de probabilité des fluctuations de puissance de l'onde incohérente en entrée (courbe noire) et en sortie (courbe rouge) de la fibre. En régime de dispersion normale (defocusing), la densité de probabilité des fluctuations globales d'intensité de la lumière passe sous la

loi normale (courbe exponentiellement décroissante noire). Ce comportement statistique provient de la génération au cours de la propagation d'ondes de choc dispersives, de solitons gris et d'ondes dispersives (linéaires). La compréhension des mécanismes d'interaction entre ces objets linéaires et non linéaires (et des conséquences sur la statistique) est un des enjeux majeurs en turbulence intégrable [4, 5].

Dans l'expérience, un filtre optique étroit (6 GHz) et accordable est placé en sortie de la fibre. On peut ainsi comparer la statistique des fluctuations de l'intensité dans la partie centrale du spectre (fluctuations se plaçant sur des échelles temporelles lentes) à celle trouvée dans les ailes du spectre (fluctuations se plaçant sur des échelles temporelles rapides). Comme l'indique la figure 1(b), la statistique du champ est gaussienne dans la partie centrale du spectre (courbe noire montrant une densité de probabilité exponentielle pour les fluctuations d'intensité). En revanche, dans les ailes du spectre, la statistique des fluctuations passe au dessus de la loi normale (courbes bleue et verte). Ceci est caractéristique du phénomène d'intermittence déjà observé en particulier en turbulence d'ondes [7]. Cependant, la dynamique des systèmes étudiés en turbulence ou en turbulence d'ondes n'est absolument pas régie par des équations intégrables. Le travail présenté ici montre que le phénomène d'intermittence peut être sous tendu par une dynamique intégrable [5].

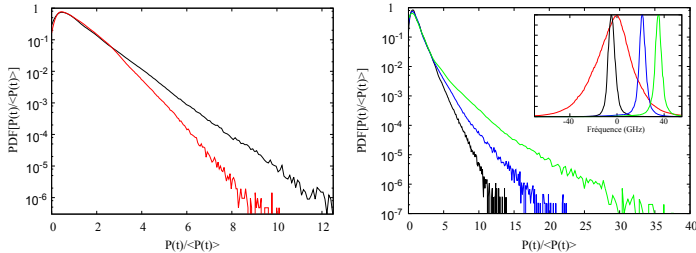


FIGURE 1 : Résultats expérimentaux en régime de non linéarité défocalisante (dispersion normale $\beta_2 = +20 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$, $\gamma = 6 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$). Figure de gauche : Statistique globale du champ. En sortie de fibre (courbe rouge), la densité de probabilité des fluctuations d'intensité de la lumière passe sous la loi normale (courbe noire en entrée de fibre). Figure de droite : Statistique du champ à la sortie du filtre optique accordable. Dans la partie centrale du spectre, les fluctuations du champ sont de statistique gaussienne (courbes noires). Dans les ailes du spectres, la statistique des fluctuations passe au dessus de la loi normale (courbes bleues et vertes). Ceci est caractéristique du phénomène d'intermittence au sens où il est défini dans le domaine de la turbulence [6].

RÉFÉRENCES

- [1] A. Picozzi, J. Garnier, T. Hansson, P. Suret, S. Randoux, G. Millot, D.N. Christodoulides "Optical wave turbulence : Towards a unified nonequilibrium thermodynamic formulation of statistical nonlinear optics," *Physics Reports* **542**, pp 1-132, 2014.
- [2] J. M. Dudley, Frédéric Dias, M. Erkintalo, G. Genty "Instabilities, breathers and rogue waves in optics," *Nature Photonics* **8**, pp 755-764, 2014.
- [3] M. Onorato, S. Residori, U. Bortolozzo, A. Montina, F.T. Arecchi "Rogue waves and their generating mechanisms in different physical contexts," *Physics Reports* **528**, pp 47-90, 2013.
- [4] V. E. Zakharov, "Turbulence in integrable systems," *Stud. Appl. Math.* **122**, 219 (2009).
- [5] "Intermittency in Integrable Turbulence," S. Randoux, P. Walczak, M. Onorato, and P. Suret *Phys. Rev. Lett.* **113**, 113902, 2014.
- [6] U. Frisch, "Turbulence," Cambridge University Press (1995).
- [7] "Observation of intermittency in wave turbulence" E. Falcon , S. Fauve and C. Laroche *Phys. Rev. Lett.* **98**, 154501 (2007)

PRODUCTION RAPIDE DE CONDENSATS DE BOSE EINSTEIN D'HÉLIUM MÉTASTABLE

Q.Bouton¹, R.Chang¹, L. Hoendervanger¹, F. Nogrette¹, A.Aspect¹, C.Westbrook¹, D.Clément¹

¹ *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ. Paris Sud, 2 Avenue Augustin Fresnel
91127 PALAISEAU cedex, France*

quentin.bouton@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une approche originale pour réaliser des Condensats de Bose-Einstein gazeux d'Hélium métastable. Cette nouvelle méthode est basée sur l'utilisation d'un piège hybride, formé d'un quadripole magnétique et d'un piège optique. La transition est atteinte avec 2×10^6 atomes, et un condensat pur de 5×10^5 atomes est obtenu dans notre piège optique. Cette approche nous permet de produire un condensat toutes les 6 secondes, soit 3 fois plus rapide que ce qui est reportée dans la littérature. L'Hélium métastable donnant la possibilité d'explorer les corrélations entre atomes, cette réduction du cycle expérimental permet d'être 3^n fois plus rapide dans la mesure de corrélations atomiques d'ordre n .

MOTS-CLEFS : *Hélium métastable; condensation de Bose-Einstein ; piège hybride; cycle court*

1. COLOQ'14

L'étude des corrélations entre particules individuelles est au centre de nombreux phénomènes physique, allant de l'optique quantique [1] à la physique des particules [2]. Une détection de particules individuelles correspondant à une réalisation statistique, un grand nombre de telles détections est nécessaire pour pouvoir faire émerger des signaux de corrélations statistiquement valides. Les progrès technologiques de ces dernières années (sur les sources et l'efficacité des détecteurs) ont permis d'améliorer notre capacité à caractériser les corrélations et de réaliser des tests de physique fondamentale.

Dans la communauté des atomes froids, l'amélioration des systèmes d'imageries a ouvert la voie à la détection d'atomes individuels et la mesure de corrélations in situ [3]. A l'inverse, l'Hélium métastable permet d'explorer les corrélations quantiques dans l'espace des impulsions. Dans cette perspective, le temps de cycle est primordial car les mesures sont typiquement limitées par la stabilité sur de longues prises de données expérimentales.

Nous avons emprunté une nouvelle voie pour atteindre la condensation de Bose-Einstein, en utilisant des techniques récemment réalisées sur d'autres espèces atomiques [4]. Notre approche est la suivante : partant d'un gaz piégé dans un piège magnéto-optique (MOT), nous refroidissons ce gaz grâce aux techniques de refroidissement laser. Ensuite nous chargeons ce gaz dans un piège magnétique quadripolaire. A ce stade, notre gaz est trop chaud pour être transféré directement dans un piège optique (composé de deux bras croisés). Ainsi nous refroidissons le nuage en effectuant une évaporation dite radio-fréquence (RF) : les atomes avec la plus grande énergie se retrouvent dans les états de spin non piégeant grâce au couplage RF. Les atomes restants thermalisent à une température inférieure. A la fin de cette phase, les conditions expérimentales (densité, température,...) sont optimales pour envisager le chargement dans le piège optique bien que la présence du zéro de champ magnétique induise des pertes dite "Majorana" qui sont drastiques pour l'Hélium du fait de sa faible masse. En effet les pertes Majorana, qui résultent d'un suivi non adiabatique du champ, sont inversement proportionnelles à la masse de l'espèce considérée. Le transfert du piège magnétique au piège optique se fait de manière adiabatique en ouvrant lentement le piège quadripolaire. Ce procédé nous permet de charger efficacement un nombre important d'atomes dans le piège harmonique avec un gain de 3 ordre de grandeur dans l'espace des phases. A ce stade, le champ magnétique est éteint et les atomes sont piégés dans le seul piège optique. Enfin nous

procédons à une évaporation optique : nous abaissons la profondeur du piège afin que les atomes les plus énergétiques s'échappent. La transition est atteinte avec 2×10^6 atomes et un condensat pur de 5×10^5 est obtenu toutes les 6 secondes.

Cette technique originale d'obtention de condensat de Bose-Einstein d'Hélium métastable a été développée sur un nouvel appareil expérimental dont l'un des futurs objectifs est la mesure de corrélations en impulsions de gaz de Bose sur réseaux. Les réseaux optiques, formés d'ondes stationnaires, créent un cristal de lumière pour les atomes. Ils permettent ainsi de simuler des Hamiltoniens introduits dans la physique de la matière condensée, comme l'Hamiltonien de Bose-Hubbard décrivant la transition de Mott pour des bosons.

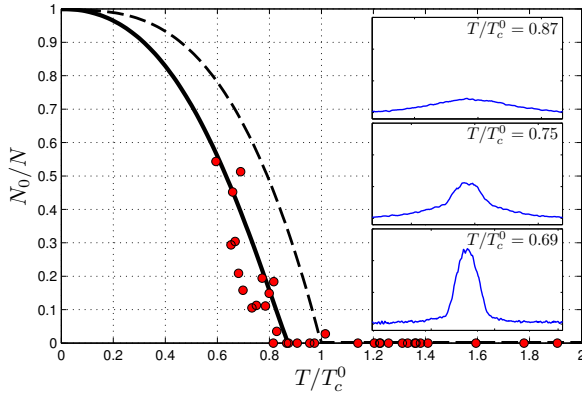


FIGURE 1 : Fraction condensée à travers la transition de Bose-Einstein en fonction de la température. Les points expérimentaux (points rouges) sont comparés à la théorie d'un gaz de Bose idéal (ligne noir en pointillée) et à la théorie incluant les interactions entre atomes en champ moyen dans la partie condensée (ligne noire solide). Les données sont tracées seulement pour $T/T_c^0 \geq 0.6$ car les fits des distributions bi-modal deviennent peu fiables aux basses températures. Image insérée : profil de densité 1D du nuage pris après temps de vol et pour différentes températures à travers la transition.

RÉFÉRENCES

- [1] L. Mandel, and E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum optics*, edited by Cambridge. University Press (1995).
- [2] C. M. S. Collaboration, J. High Energy phys. 90, 091 (2010).
- [3] J. F. Sherson, C. Weitenberg, M. Endres, M. Cheneau, I. Bloch, and S. Kuhr, Nature 467, 68 (2010).
- [4] Y. J. Lin, A. R. Perry, R. L. Compton, I. B. Spielman, and J. V. Porto, Phys. Rev. A 79, 063631 (2009).

PARADOXE DE EINSTEIN-PODOLSKY-ROSEN DANS DES IMAGES UNIQUES

Séverine Denis, Paul-Antoine Moreau, Fabrice Devaux, et Eric Lantz

Département d'Optique, Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté,
25030 Besançon, France

severine.denis@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Nous avons mis en évidence un paradoxe EPR pour tout couple d'images jumelles, sans aucun recours à des propriétés issues d'autres couples d'images.

MOTS-CLEFS ; EPR ; intrication ; EMCCD ; intercorrélation.

1. INTRODUCTION

L'amplification paramétrique du bruit quantique, utilisée pour générer des paires de photons intriqués, a permis au cours de ces dernières années de révéler certaines propriétés quantiques des   tats intriqués. Cela a notamment été rendu possible dans notre équipe par l'emploi de caméras EMCCD (Electron Multiplying Charged Coupled Device), qui ont permis l'enregistrement d'images intriquées à faible niveau de photons [1], et pour une intercorrélation de ces images (Fig. 1), de mettre à jour des corrélations de type EPR (Einstein-Podolsky-Rosen) [2].

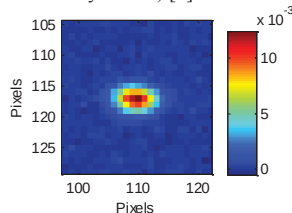


Fig. 1 : Intercorrélation calculées sur 1000 couples d'images jumelles en champ lointain. Un pic se dévoile au centre de symétrie des photons intriqués.

Ces corrélations se sont traduites par des variances sur les probabilités conditionnelles des positions et des impulsions semblant violer le principe d'incertitude d'Heisenberg, et un degré de paradoxe EPR de 595 a ainsi pu être enregistré [3].

Cependant les taux de photons intriqués $R_{cp} = 0,04$ enregistré en champ proche (plan image) et $R_{cl} = 0,07$ enregistré en champ lointain (plan de Fourier), nécessitait la prise en compte d'un minimum de 20 couples d'images pour distinguer les corrélations dues aux photons intriqués [3].

Nous pouvons aujourd'hui observer ces corrélations sur des couples uniques d'images jumelles.

2. TAUX DE PHOTONS INTRIQUEES

Plusieurs éléments doivent être pris en considération lors de l'évaluation du taux de paires de photons intriqués enregistrés dans les images jumelles. En premier lieu, les éléments physiques du montage (tel que représentés en Fig.2 : miroirs, lentilles, filtres, et rendement quantique des caméras) sont susceptibles d'augmenter le taux de photons célibataires en absorbant aléatoirement l'un des photons d'une paire. Nous estimons que le rendement du montage $r_{montage} = 0,32$.

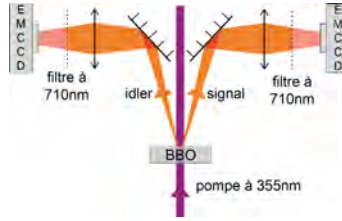


Fig. 2 : Montage expérimental permettant d'enregistrer les images jumelles.

De plus, lors du traitement des images [1], des photons associés à une paire peuvent être supprimés et d'autres créés, entraînant un rendement $r_{images} = 0,84$. Enfin, le bruit extérieur dû à de la lumière parasite, augmente également le nombre de photons célibataires. Le remplacement de certains composant qui fluoresçaient sous l'effet de la pompe nous a permis de rehausser le rendement dû à la lumière parasite r_{bruit} de 0,5 à 0,95.

Il s'en déduit le taux R de photons intriqués dans les images jumelles :

$$R = r_{montage} \times r_{bruit} \times r_{images} = 0,25 \quad (1)$$

Une valeur expérimentale du taux de paires intriquées peut être déterminée en calculant l'intégrale de l'intercorrélation normalisée. Nous avons ainsi enregistré des taux de photons intriqués proches de la théorie, avec $R_{cp} = 0,22$ en champ proche et $R_{cl} = 0,26$ en champ lointain.

3. INTERCORRELATION D'UNE PAIRE D'IMAGES JUELLES

L'augmentation du taux de photons intriqués nous permet aujourd'hui de bénéficier d'un meilleur rapport signal sur bruit du pic d'intercorrélation. Cela lui confère désormais une valeur systématiquement supérieure au maximum des corrélations stochastiques dues aux photons non intriqués, quel que soit le nombre d'images jumelles considérées, même si un seul couple est pris en compte (Fig. 3).

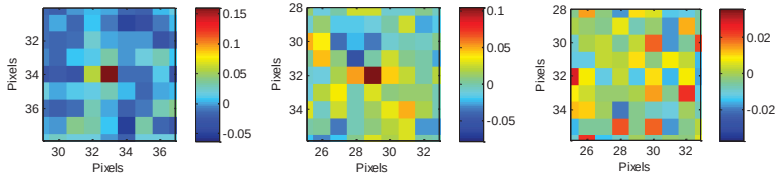


Fig. 3 : Intercorrélation calculée sur un couple d'images jumelles avec un groupage de 8×8 pixels : en champ lointain à gauche, et en champ proche au centre. Intercorrélation entre deux images indépendantes en champs proche à droite.

CONCLUSION

Nous avons pu mettre en évidence la présence d'un paradoxe EPR sur des couples uniques d'images jumelles, et avons par la suite enregistré des degrés de paradoxe de l'ordre de 150 sur ces couples d'images.

RÉFÉRENCES

- [1] E. Lantz, J.-L. Blanchet, L. Furfaro, F. Devaux, "Multi-imaging and Bayesian estimation for photon counting with EMCCDs", Mon. Not. R. Astron. Soc. 386, 2262 (2008).
- [2] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, "Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete ? ", Phys. Rev. 47, 777 (1935).
- [3] P.-A. Moreau, F. Devaux, and E. Lantz, "The Einstein-Podolsky-Rosen paradox in twin images", Phys. Rev. Lett. 113, 160401 (2014).

APPROCHE ASYMPTOTIQUE DES CORRELATIONS DE PHOTONS DANS DES RESEAUX DE GUIDES COUPLES

Christophe Minot^{1,2}, Jean-Marie Moison¹, Alexios Beveratos¹, Isabelle Robert-Philip¹, Nadia Belabas¹

¹ Laboratoire de Photonique et de Nanostructures CNRS UPR 20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France ² Institut Telecom ParisTech, 46 rue Barrault, 75634 Paris 13, France

nadia.belabas@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous analysons la propagation quantique de photons indiscernables dans des réseaux de guides couplés. Notre approche asymptotique met en évidence 4 "modes" pertinents pour élucider l'origine des coalescences de photons observées suite à des injections d'états à 2 photons dans les réseaux. Cette approche modale donne des clefs pour la manipulation (fabrication et discrimination d'états, portes) d'états quantiques de la lumière à l'aide de réseaux de guides couplés.

MOTS-CLEFS : Réseaux de guides, corrélations de photons, approche asymptotique, guidonique

1. INTRODUCTION : RESEAUX DE GUIDES POUR LE TRAITEMENT QUANTIQUE INTEGRE

Les réseaux de guides couplés et plus généralement les systèmes à base de guides optiques sont des dispositifs compacts et flexibles pour la manipulation de la propagation de la lumière [1]. Récemment, des études sur le transport de lumière quantique dans des réseaux de guides [2] ont permis d'envisager de nouvelles voies pour des circuits photoniques quantiques avancés sur puce. Ces circuits sont susceptibles d'atteindre une complexité et une flexibilité inégalées en terme de capacités de calcul, de nombre d'états d'entrée et de configuration des propriétés quantiques.

2. MODES LOCALISES ET MODES PROPRES DE FLOQUET BLOCH

Dans les expériences et propositions théoriques de la littérature, les photons indiscernables sont généralement vus comme des marcheurs localisés dans un site précis du circuit photonique poursuivant une marche aléatoire quantique. L'état de la lumière après propagation dans un réseau de guides se calcule de façon exacte et complète par intégration des équations de Heisenberg des opérateurs création intervenant dans la description de l'état de lumière initial injecté. Pour un état d'entrée à 2 photons, l'état de sortie est caractérisé par la mesure ou le calcul d'une carte de corrélation $\Gamma(n,m)$ qui donne la probabilité de détecter un photon en sortie du guide n et un photon en sortie du guide m . Des exemples de corrélations calculées pour un réseau homogène (Fig. 1b) font apparaître des effets de coalescence et de dégroupement des 2 photons.

Notre étude dans les réseaux de guides couplés [3] repose au contraire sur une décomposition asymptotique "modale" de la propagation des photons injectés à l'entrée ($z=0$). Nous montrons que les amplitudes du champ dans chacun des guides individuels (indiqués par n) d'un réseau de guides homogène de constante de couplage interguide C sont bien décrites par 2 contributions qui dépendent de la zone du réseau de guides considérée à la sortie: au centre, autour de $n=0$ point d'injection de la lumière, ou en bord de propagation, autour de $n=N=2Cz$ ou $-N$ les guides extrêmes accessibles à z . Ces deux zones sont schématisées en bleu et rouge en Fig. 1. Au bord, les 2 fonctions a_n (Eq. 1) rendent compte de l'amplitude du champ classique. Ces contributions de bord, localisées dans l'espace réel, sont associées en seconde quantification à des opérateurs de création de photon dans les guides N et $-N$, $\alpha_{n=N,-N}^+$. Au centre ce sont les battements de modes de Floquet-Bloch $b_{n,k=0}$ et $b_{n,k=\pi}$ (Eq.1), associés à des opérateurs de créations de photons $\beta_{k=0,\pi}^+$ dans un mode propre de l'espace réciproque, qui fournissent la répartition du champ dans les guides :

$$a_n(z) = 2^{1/3} \text{Ai}(0) \frac{e^{i\pi/2(n+2Cz)}}{\sqrt{2Cz}} \quad b_{n,k}(z) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{z}} \left(\frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2C}} e^{-ink} e^{-2iCz} \right). \quad (\text{Eq. 1})$$

3. COALESCENCE ET DEGROUPEMENT DE PHOTONS. DISCRIMINATION D'ETATS.

Pour comprendre les traits saillants des cartes de corrélation en sortie après injection d'un état à deux photons indiscernables dans un réseau homogène, nous pouvons dès lors, et suivant la zone

d'intérêt, faire interférer les modes excités par l'état d'entrée. En utilisant les $\alpha_{n=N, -N}^+$, nous avons compris et interprété les coalescences et dégroupements de photons observés aux bords (équations en regard des calculs complets en Fig. 1b). Nous retrouvons ainsi analytiquement toutes les caractéristiques prédites par un calcul quantique complet. On note une différence de phase entre les deux motifs de coalescence apparemment semblables (états d'entrée $|11\rangle_{01}$ et $|\xi^+\rangle$). L'étude du centre des cartes de corrélation montre bien la différence entre ces 2 états. Elle est éclairée elle aussi par l'approche asymptotique, qui rend bien compte des motifs en damiers observés $(1+(-1)^{n+m})$: L'évolution au cours de la propagation de la région centrale exprimée avec les modes de Floquet-Bloch $\beta_{k=0,\pi}^+$ dans l'espace réciproque met en évidence les oscillations plus rapides bien connues de l'état NOON $|\xi^+\rangle$ (similaires au $\cos 8Cz$ pour l'état $|11\rangle_{01}$) ainsi que le comportement particulièrement stable de $|\xi^-\rangle$ au cours de la propagation (Fig.1c). Les expressions asymptotiques au centre font apparaître qu'on y observe une coalescence pour l'état d'entrée $|11\rangle_{01}$ et un dégroupement de photons pour $|\xi^-\rangle$ dans l'espace réciproque.

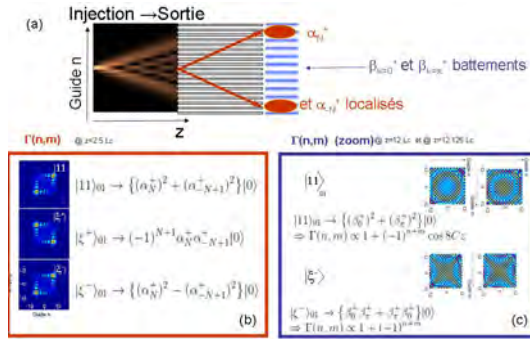


Fig. 1 : (a) Propagation pour une injection de lumière classique cohérente en $n=0$ à $z=0$ et jusqu'à $z=2,5L_c$ avec $L_c=1/2C$. Les flèches définissent les directions de propagation principales qui délimitent les zones où nos solutions asymptotiques sont pertinentes. (b) Cartes de corrélation $\Gamma(n,m)$ après propagation à $z=2,5L_c$ pour 3 états à 2 photons indiscernables injectés en $z=0$ dans les deux guides centraux $n=0$ et $n=1$ $|11\rangle_{01}$, $|\xi^+\rangle=1/\sqrt{2}(|02\rangle+|20\rangle)_{01}$ et $|\xi^-\rangle=1/\sqrt{2}(|02\rangle-|20\rangle)_{01}$: coalescence pour $|11\rangle_{01}$ et $|\xi^+\rangle$ et dégroupement pour $|\xi^-\rangle$, qui se lisent dans les expressions asymptotiques en termes de modes de bord localisés. (c) Zone centrale des cartes de corrélation: interférences entre modes de Floquet-Bloch et stabilité de l'état $|\xi^+\rangle$.

CONCLUSION

Nous présentons une analyse asymptotique modale quantitative de la propagation de 2 photons indiscernables après injection localisée dans un réseau de guides en nous appuyant sur le comportement asymptotique de l'amplitude du champ dans les directions de propagation pertinentes. Nous retrouvons les cartes de corrélations obtenues par un calcul complet que nous éclairons en termes d'interférences entre deux familles de contributions: des contributions de bord dans l'espace réel qui conduisent à de la coalescence en bord de propagation, ainsi que des contributions délocalisées se propageant au centre du réseau pour lesquels les coalescences se produisent dans l'espace réciproque. Notre approche modale peut être étendue à d'autres états non classiques de la lumière et à des réseaux de guides fonctionnalisés par modulation des constantes de couplage [4], ouvrant la voie à des nouvelles stratégies de manipulation modale de la lumière quantique pour des états à grand nombre de photons et des complexités de calcul quantique accrues.

REFERENCES

- [1] D. N. Christodoulides, F. Lederer, and Y. Silberberg, Nature 424,817, 2003. F. Lederer, G. I. Stegeman, D. N. Christodoulides, G. Assanto, M. Segev, and Y. Silberberg, Phys. Rep. 463,1, 2008.
- [2] A. Politi, M. Cryan, J. Rarity, S. Yu, and J. O'Brien, Science 320,5876, 2008. Y. Bromberg, Y. Lahini, R. Morandotti and Y. Silberberg, Phys. Rev. Lett. 102,253904, 2009. A. Peruzzo, M. Lobino, J.C.F. Matthews, N. Matsuda, A. Politi, K. Poulios, X.Q. Zhou, Y. Lahini, N. Ismail, K. Worhoff, Y. Bromberg, Y. Silberberg, M.G. Thompson, and J.L. O'Brien Science 329,1500, 2010.
- [3] C. Minot, J.-M. Moisson, A. Beveratos, I. Robert-Philip, and N. Belabas, Eur. Phys. J. D (2015) 69: 42
- [4] J.M. Moisson, N. Belabas, C. Minot, J.A. Levenson, Opt. Lett. **34**, 2462 (2009). J.M. Moisson, N. Belabas, J.A. Levenson, C. Minot, Phys. Rev. A 86, 033811 (2012).

TRANSPORT ET ACCUMULATION D'IONS AU SEIN DE PIÈGES RADIO-FRÉQUENCE LINÉAIRES DE GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTE

M.R. Kamsap¹, J. Pedregosa-Gutierrez¹, C. Champenois¹, D. Guyomarc'h¹, M. Houssin¹,
M. Knoop¹

¹ Aix Marseille Université, CNRS, PIIM UMR 7345, 13397, Marseille, France

caroline.champenois@univ-amu.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons des résultats expérimentaux concernant le transport de nuages d'ions. La mise en évidence d'un comportement non symétrique entre aller et retour nous permet de proposer une méthode d'accumulation des ions dans une des zones de piégeage. Cette méthode ne repose pas sur l'utilisation combinée d'une méthode de refroidissement et permet d'envisager la fabrication d'échantillons comportant plusieurs espèces d'ions différentes.

MOTS-CLEFS : ions piégés; accumulation de particules chargées

1. TRANSPORT D'UN NUAGE D'IONS

Un nuage d'ions confiné en piège radio-fréquence (RF) linéaire et refroidi par laser est un exemple de plasma non-neutre, un plasma qui ne contient que des particules de même charge. L'équilibre thermique des plasmas non-neutres a été largement étudié par Dubin, O'Neil *et coll.* surtout dans le contexte des pièges de Penning, puis extrapolé aux pièges radio-fréquence (pour une revue complète, voir [1]). Nous nous intéressons à la dynamique des grands nuages d'ions en piège RF et à leurs propriétés hors d'équilibre. Pour cela, nous avons construit un dispositif basé sur deux pièges RF en ligne, formant trois zones de piégeage différentes, où règne un potentiel de confinement de profil différent (voir Fig. 1). Une



FIGURE 1 : Dispositif expérimental avec de droite à gauche un double quadrupole (4 barreaux et une électrode centrale qui délimite deux zones de piégeage) et un octupole (8 barreaux). La longueur d'un quadrupole est de 20 mm.

des problématiques que cette configuration permet d'aborder est le transport d'un nuage d'ions par la translation du puits de potentiel. La durée d'un tel transport et son efficacité (c'est-à-dire la capacité à transporter sans perdre les ions) est un enjeu, par exemple pour la stabilité en fréquence des prototypes d'horloge micro-onde à ions développés par la NASA pour son projet de "Deep Space Navigation", et bientôt testés en vol. Dans notre piège, les contraintes géométriques imposent une déformation du potentiel de confinement en même temps que sa translation, ce qui induit un chauffage du mouvement du

centre de masse du nuage, ainsi qu'une plus grande agitation autour du centre de masse[2]. Néanmoins, et bien que le champ électrique local ne soit pas connu exactement, nous avons montré qu'il est possible, au sein du quadrupole, de transporter quelques dizaines de milliers d'ions sur 2 cm en 100 μ s, en limitant la perte d'ions à quelques %. L'efficacité de transport augmente quand le nuage est plus petit et peut atteindre 100 % pour des nuages de moins de 2000 ions [3].

2. TRANSPORT NON-SYMÉTRIQUE ET ACCUMULATION

Une particularité du transport tel qu'il est réalisé dans notre dispositif est que la capacité à forcer les ions à quitter la zone initiale de piégeage dépend crucialement de la durée de ce transport. Comme le montre la Fig. 2, l'alternance entre départ et non départ n'est pas identique si les ions doivent quitter

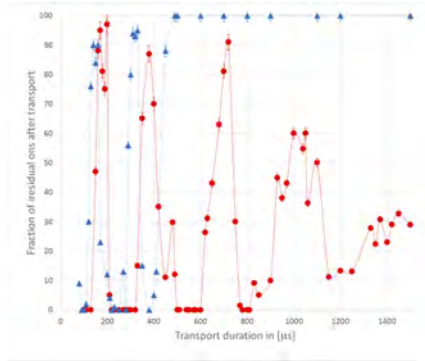


FIGURE 2 : Fraction des ions restant dans la zone de piégeage initiale (au sein du quadrupole) quand la zone de destination est vide, en fonction de la durée du transport : trap I (rouge) ou trap II (bleu), les lignes sont ici pour guider l'oeil.

la zone 1 ou la zone 2 du quadrupole. Cette asymétrie est imputée au potentiel de contact induit par le dépôt de calcium dans la zone 1, qui déplace le potentiel de confinement localement. Nous exploitons cette asymétrie pour réaliser une accumulation des ions en choisissant pour le transport une durée pour laquelle les ions quittent la zone 1 mais pas la zone 2. Cette technique d'accumulation [4] ne repose pas sur le refroidissement des ions mais les expériences réalisées avec des ions refroidis par laser avant accumulation montrent l'obtention de nuages beaucoup plus grands que sans refroidissement, le nuage déjà présent en zone 2 ayant certainement un rôle de thermostat. Cette technique originale permet aussi de réaliser des mélanges d'ions différents, à condition de pouvoir identifier des paramètres de confinement et des durées de transport qui assurent un transport asymétrique pour des masses différentes.

Nous avons extrapolé cette méthode au transfert et à l'accumulation d'ions dans la partie multipolaire du piège et les premières résultats de cette étude seront aussi présentés.

RÉFÉRENCES

- [1] D. H. E. Dubin and T. M. O'Neil, "Trapped nonneutral plasmas, liquids, and crystals (the thermal equilibrium states)," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 71, no. 1, p. 87, Jan 1999.
- [2] J. Pedregosa-Gutierrez, C. Champenois, M. R. Kamsap, and M. Knoop, "Ion transport in macroscopic {RF} linear traps," *International Journal of Mass Spectrometry*, vol. ??, p. ??, 2015.
- [3] M. Kamsap, J. Pedregosa-Gutierrez, C. Champenois, D. Guyomarc'h, M. Houssin, and M. Knoop, "Fast and efficient transport of large ion clouds," *submitted*.
- [4] M. Kamsap, C. Champenois, J. Pedregosa-Gutierrez, M. Houssin, and M. Knoop, "Very fast accumulation of ions in a dual trap," *submitted*.

ÉVÉNEMENTS EXTRÊMES DANS UN LASER À SEMICONDUCTEUR SPATIALEMENT ÉTENDU

F. Selmi¹, Z. Loghmari¹, S. Coulibaly², M. Clerc³, S. Barbay¹

¹ *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, LPN-CNRS UPR20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

² *Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, CNRS-UMR8523, Université de Lille 1, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France*

³ *Departamento de Fisica, Facultad de Ciencias Fisicas y Matematicas, Universidad de Chile, Casilla 487-3, Santiago, Chili.*

sylvain.babay@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons des résultats expérimentaux et théoriques sur la génération d'événements extrêmes dans un laser à cavité verticale à absorbant saturable intégré, spatialement étendu. Nous analysons le rôle du couplage spatial dans la génération de ces événements extrêmes en rapport avec l'apparition d'un régime de chaos spatio-temporel.

MOTS-CLEFS : *laser à absorbant saturable ; VCSEL ; événement extrême ; chaos spatio-temporel.*

1. INTRODUCTION

Les événements rares et extrêmes sont présents dans de nombreux systèmes complexes, des vagues scélérates dans les océans aux crises en finance. En optique, des événements extrêmes ont été identifiés dans la propagation non-linéaire d'impulsions dans des fibres optiques et dans la dynamique temporelle de certains systèmes laser à semiconducteurs. De nombreuses questions demeurent sur les ingrédients nécessaires à l'apparition des événements extrêmes et sur la façon de les contrôler.

2. RÉSULTATS

Dans le travail présenté ici, nous étudions un système dissipatif spatialement étendu quasi-1D : un VCSEL¹ avec absorbant saturable intégré spatialement étendu de conception originale [1]. Nous démontrons l'apparition dans certains régimes d'impulsions rares et de grande amplitude (Fig. 1). Ce système présente la caractéristique de ne pas montrer de dynamique complexe (et donc d'événements extrêmes) sans couplage spatial. Il est donc très différent des systèmes dissipatifs déjà étudiés où les événements extrêmes proviennent de la dynamique chaotique temporelle d'un système sans extension spatiale [2].

Nous analysons le rôle du couplage spatial dans la génération des événements extrêmes. Nous démontrons que la dynamique spatio-temporelle a une longueur de corrélation caractéristique plus petite que la taille du laser. À l'aide de mesures de corrélations croisées, en enregistrant la dynamique en deux endroits différents simultanément, nous en déduisons que la mécanique de

¹ Vertical Cavity Surface Emitting Laser

collision de structures cohérentes ne peut expliquer la génération d'événements extrêmes dans notre système, contrairement à [3] par exemple. À l'aide de simulations numériques, nous identifions plusieurs régimes dynamiques donnant lieu à des distributions de probabilité des amplitudes à queues longues. Nous calculons le spectre de Lyapunov numériquement et mettons en relation la présence d'événements extrêmes à la présence de chaos spatio-temporel dans notre système.

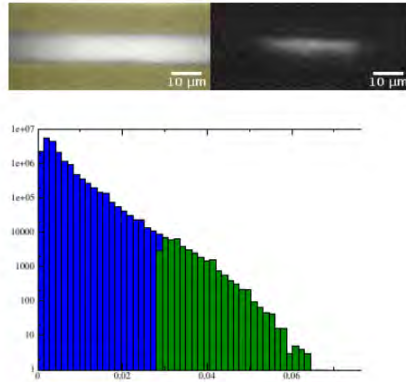


Fig. 1 : Image de la surface du laser quasi 1D au dessous (en haut à droite) et au dessus du seuil (en haut à gauche). En bas : histogramme des hauteurs en échelle log montrant une queue longue. Les événements extrêmes sont en vert.

RÉFÉRENCES

- [1] T. Elsass, K. Gauthron, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz, and S. Barbay, *Eur. Phys. J. D* **59**, 91 (2010).
- [2] C. Bonatto, M. Feyereisen, S. Barland, M. Giudici, C. Masoller, J. R. Rios Leite, and J. R. Tredicce, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 053901 (2011).
- [3] C. Lecaplain, Ph. Grelu, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 233901(2012).

RESONANCES PARAMETRIQUES DANS LES FIBRES OPTIQUES A DISPERSION OSCILLANTE QUASI-PERIODIQUE

Christophe Finot¹, Alexej Sysoliatin² and Stefan Wabnitz³

¹ Laboratoire Interdisciplinaire Carnot Bourgogne, 2178 Dijon, France

² Fiber Optics Research Center, 11933 Moscow, Russia

³ Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università degli Studi di Brescia, 25123Brescia, Italy

christophe.finot@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions numériquement le gain d'instabilité de modulation dans une fibre à dispersion oscillante dont l'amplitude de modulation varie suivant la distance de propagation. Nous mettons en évidence un nouveau phénomène de fission de bandes de gain d'instabilité.

MOTS-CLEFS : *fibre à dispersion oscillante, instabilité de modulation, optique non-linéaire.*

L'instabilité de modulation (IM) d'une onde continue est un sujet qui a été largement étudié dans de nombreuses branches de la physique. En optique non-linéaire fibrée, elle peut se développer en régime de dispersion anormale ou bien en prenant en compte des effets dispersifs d'ordre supérieur ou la biréfringence de la fibre. L'instabilité de modulation peut également être générée en régime normal si la fibre présente une modulation longitudinale et périodique de son profil de dispersion, conduisant à un quasi-accord de phase (IM QAP). Dans ces conditions, des bandes de gain bien séparées et espacées de manière non régulière vont émerger symétriquement de part et d'autre de la pompe [1,2]. Dans ce contexte, nous cherchons alors à savoir de quelle manière des déviations du profil de dispersion par rapport à un profil strictement sinusoïdal peuvent influencer le spectre d'IM QAP.

Pour répondre à cette question importante, nous étudions numériquement l'impact d'une évolution longitudinale linéaire des paramètres principaux d'une fibre hautement non-linéaire ayant une dispersion moyenne normale aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques [3]. À partir de simulations systématiques de l'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL) et d'une analyse approchée basée sur le formalisme de Floquet et l'analyse de stabilité linéaire associée, nous recherchons séparément l'influence de chaque paramètre de la fibre à dispersion oscillante (FDO), i.e. la période spatiale des oscillations de la dispersion, la valeur de la dispersion moyenne et finalement l'amplitude β_{2amp} des oscillations de la dispersion. En fonction du paramètre étudié, des comportements très différents peuvent être observés [4], comme une chute significative de la valeur maximale de gain, l'éclatement et la disparition des bandes d'instabilité ou bien encore l'émergence d'un motif périodique dans le spectre obtenu. Nous avons également mis en évidence que les conséquences d'une évolution linéaire de la période spatiale pouvaient dépendre de la direction de propagation le long dans la FDO.

Pour illustrer quelques-unes des nouvelles propriétés qui apparaissent dans une FOD avec un paramètre croissant ou décroissant de manière linéaire, nous avons résumé sur la Figure 1(a) l'impact de la fluctuation relative de β_{2amp} sur le spectre de sortie. Dans cette configuration, comme la fréquence centrale des bandes paramétriques de résonance ne dépend pas de β_{2amp} , le gain enregistré n'est que modérément affecté par les changements longitudinaux de l'amplitude de

modulation de la dispersion de la fibre. Néanmoins, pour plusieurs bandes de gain d'ordre supérieur (dans le cas présent, pour la quatrième bande d'IM QAP), le gain peut être augmenté de plus de 20 dB. Cet accroissement peut être reproduit par une analyse de stabilité linéaire approchée (voir figure (c)). Une autre caractéristique remarquable est soulignée sur la figure (b) où apparaît un nouveau mécanisme de fission des bandes de gain qui peut être rapproché de l'effet Zeeman et de la séparation des raies spectrales dans un gaz sous l'influence d'un champ magnétique fort et la présence des deux états de spin d'un électron [5].

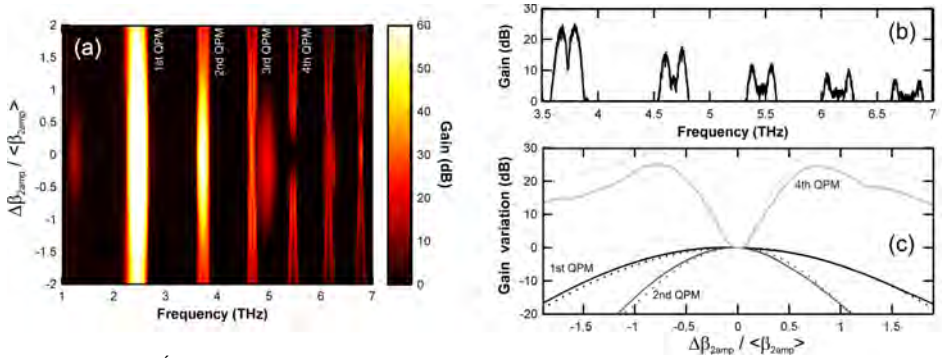


Fig. 1 : (a) Évolution du spectre du gain d'IM en fonction de la valeur du changement linéaire de l'amplitude de fluctuation de la dispersion. Les résultats sont obtenus à partir de la résolution numérique de l'ESNL. (b) Détail des spectres de sortie enregistrés pour $\Delta\beta_{2amp} / \langle\beta_{2amp}\rangle = 2$. (c) Évolution de la valeur maximale du gain en fonction de $\Delta\beta_{2amp} / \langle\beta_{2amp}\rangle$ pour différentes bandes d'instabilité (noir, gris foncé et gris clair pour la première, seconde et quatrième bande d'instabilité respectivement). Les résultats de la résolution numérique de l'ESNL (courbe continue) sont comparés avec les prédictions issues de l'analyse linéaire de stabilité (courbe pointillée). Les paramètres détaillés de ces simulations sont disponibles dans [4].

RÉFÉRENCES

- [1] N. J. Smith, and N. J. Doran, "Modulational instabilities in fibers with periodic dispersion management," *Opt. Lett.* **21**, 570 (1996).
- [2] M. Droques, A. Kudlinski, G. Bouwmans et al., "Experimental demonstration of modulation instability in an optical fiber with a periodic dispersion landscape," *Opt. Lett.* **37**, 4832-4834 (2012).
- [3] C. Finot, J. Fatome, A. Sysoliatin, A. Kosolapov, and S. Wabnitz, "Competing four-wave mixing processes in dispersion oscillating telecom fiber," *Opt. Lett.* **38**, 5361-5364 (2013).
- [4] C. Finot, A. Sysoliatin and S. Wabnitz, "Nonlinear parametric resonances in quasiperiodic dispersion oscillating fibers", *Opt. Commun.* **348**, 24-30 (2015).
- [5] P. Zeeman, "Doublets and triplets in the spectrum produced by external magnetic forces," *Phil. Mag.* **44**, 55-60 (1897).

UN LASER ORGANIQUE SOLIDE A FILM MINCE DE TRES GRANDE FINESSE SPECTRALE AVEC UN RESEAU DE BRAGG VOLUMIQUE

Oussama Mhibik¹, Sébastien Forget¹, Dan Ott², George Venus², Ivan Divliansky², Leonid Glebov², et Sébastien Chénais¹

¹ Laboratoire de Physique des Lasers, UMR CNRS 7538, Sorbonne Paris Cité, 93430 Villetaneuse, France

² CREOL, the College of Optics and Photonics, University of Central Florida,, Orlando, Florida, USA

Sebastien.chenais@univ-paris13.fr

De nombreuses architectures de lasers à films minces organiques ou hybrides ont été récemment proposées, la plupart pouvant fonctionner en régime monomode longitudinal. Cependant les largeurs spectrales sont, au mieux, de l'ordre de la fraction de nanomètre, correspondant à des longueurs de cohérence de quelques mm, insuffisantes pour de nombreuses applications. Nous démontrons une nouvelle architecture de laser organique solide basée sur une cavité verticale externe, dans laquelle un réseau de Bragg volumique (VBG) assure à la fois le rôle de filtre spectral intracavité et de coupleur de sortie. Nous avons ainsi pu obtenir des impulsions laser limitées par Transformée de Fourier de largeur spectrale picométrique ; en allongeant la durée des impulsions de pompe jusqu'à 20 ns, une largeur spectrale de 0.26 pm a pu être obtenue, soit une longueur de cohérence de 1 m. Ces résultats ouvrent la voie à de nouvelles applications pour les lasers organiques à film mince, et constituent également une alternative beaucoup plus compacte aux cavités classiques à réseaux utilisées dans les lasers à colorant solides ou liquides.

MOTS-CLEFS : Réseau de Bragg Volumique (VBG) ; largeur spectrale ; laser organique ; colorant.

1. INTRODUCTION

Les lasers dont le milieu à gain est un film mince organique ou hybride organique/inorganique sont potentiellement accordables sur tout le spectre visible, réalisables sur tout type de substrat avec des techniques éprouvées issues de la microélectronique ou du graphisme (dépôt à la tournette, impression jet d'encre ou roll-to-roll), et avec un très faible coût [1]. De tels lasers ont été démontrés avec des films polymères ou des cristaux liquides dopés par des colorants, avec des semi-conducteurs organiques, des boîtes quantiques colloïdales ou encore très récemment avec des pérovskites hybrides[2]. Le pompage électrique est théoriquement possible dans de nombreux matériaux, mais il reste aujourd'hui un des grands challenges scientifiques du domaine ; néanmoins les récentes démonstrations de pompage par diode laser ou même par LED[3] permettent d'ores et déjà de réaliser des dispositifs à très bas coût et compacts.

Il existe de nombreuses architectures laser adaptées aux films minces organiques : microcavités, lasers à rétroaction distribuée, etc. Dans tous les cas, quand un fonctionnement monomode longitudinal est possible, les spectres sont larges, typiquement > 0.1 nm. Même si le pompage se fait obligatoirement sous forme d'impulsions ns (à cause des états triplets dans les molécules organiques), ces impulsions sont beaucoup plus larges que la limite de Fourier. Cela s'explique en premier lieu par des temps de vie de photons dans la cavité très faibles, de l'ordre de la ps, liées soit à des cavités trop courtes[4], soit à des pertes réparties trop grandes. L'utilisation d'une structure à cavité verticale externe, que nous avons baptisée VEC SOL[5] (Vertical External Cavity Surface-emitting Organic Laser), permet de résoudre ce problème, mais au détriment d'un fonctionnement naturellement très multimode. Il est donc nécessaire d'ajouter un filtre spectral

intracavité, qui doit être extrêmement sélectif étant donné que la compétition de modes est très inefficace dans les milieux organiques à très large bande de gain. Nous avons utilisé pour cela un réseau de Bragg volumique (VBG), qui conjugue une très forte efficacité de diffraction en réflexion (>98%) et une finesse spectrale de 35 pm qui permet de garantir un fonctionnement monomode pour des cavités millimétriques[6]. La largeur spectrale (voir figure) a été mesurée avec un interféromètre de Michelson, et la courbe de visibilité des franges en fonction du délai $V(\tau)$ comparée à l'autocorrélation de l'enveloppe du champ, calculée simplement à partir du profil mesuré d'intensité $I(t)$ d'après :

$$g(\tau) = \frac{\int \sqrt{I(t)} \sqrt{I(t+\tau)} dt}{\int I(t) dt} \quad (\text{eq. 1})$$

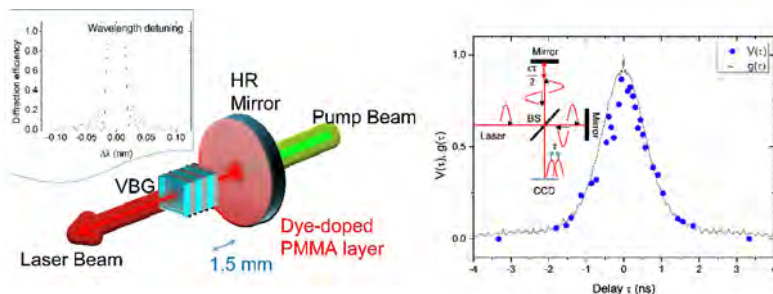


Fig. 1 : à gauche : dispositif expérimental. La couche active est un film de PMMA dopé avec de la rhodamine 640 déposé à la tournette sur un miroir concave. En insert : réflectivité du réseau de Bragg volumique. A droite : mesure de la longueur de cohérence du laser (voir texte pour détails).

Comme le montre la figure 1, $V(\tau)$ et $g(\tau)$ sont superposables, ce qui prouve que les impulsions obtenues (de 400 ps) sont limitées par Transformée de Fourier, avec une longueur de cohérence de 20 cm et une largeur spectrale de 1.25 pm. Lorsque les impulsions de pompe sont plus longues (20 ns), un spectre de 0.26 pm de large est obtenu (200 MHz, 1 m de longueur de cohérence), 4 fois au-dessus de la limite de Fourier. Dans tous les cas le dispositif expérimental est très compact (< cm³)

Ce travail ouvre des perspectives d'applications nouvelles pour ce type de lasers, dans les domaines de l'holographie dynamique, de la mesure cohérente, ou de la spectroscopie à haute résolution par exemple. Dans ce dernier cas, la possibilité de réaliser des VBG à pas variable dans la direction transverse permet d'envisager des sources visibles de grande finesse spectrale largement accordables, à l'image des traditionnels lasers à colorant mais avec un gain colossal en termes d'encombrement et de facilité d'utilisation.

References

- [1] Forget S and Chénais S 2013 *Organic Solid-State Lasers* | Springer (Springer-Verlag)
- [2] Deschler F, Price M, Pathak S, Klüntberg L E, Jarausch D D, Higler R, Hüttner S, Leijtens T, Stranks S D, Snaith H J, Atattire M, Phillips R T and Friend R H 2014 High photoluminescence efficiency and optically pumped lasing in solution-processed mixed halide perovskite semiconductors *J. Phys. Chem. Lett.* **5** 1421–6
- [3] Wang Y, Morawska P O, Kanibolotsky A L, Skabara P J, Turnbull G a. and Samuel I D W 2013 LED pumped polymer laser sensor for explosives *Laser Photonics Rev.* **7** 71–6
- [4] Bulovic V, Kozlov V G, Khalifin V B and Forrest S R 1998 Transform-limited, narrow-linewidth lasing action in organic semiconductor microcavities *Science* (80-.). **279** 553–5
- [5] Rabbani-Haghighi H, Forget S, Chénais S and Siove A 2010 Highly efficient, diffraction-limited laser emission from a vertical external-cavity surface-emitting organic laser. *Opt. Lett.* **35** 1968–70
- [6] Efimov O M, Glebov L B, Glebova L N, Richardson K C and Smirnov V I 1999 High-Efficiency Bragg Gratings in Photothermorefractive Glass *Appl. Opt.* **38** 619

VERS UN LASER ORGANIQUE SOLIDE A CAVITE EXTERNE POMPE PAR LED

Thomas Gallinelli¹, Sébastien Forget¹, O.Mhibik¹, Thierry Billeton¹ et Sébastien Chénais¹,

¹ Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France

thomas.gallinelli@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Le présent poster présente nos premiers résultats vers la réalisation d'un laser organique à cavité externe pompé par LED. Ceux-ci nous permettent d'envisager l'obtention d'un laser bénéficiant du faible coût des LED ainsi que des matériaux organiques jouant le rôle de milieux amplificateurs.

MOTS-CLEFS : *laser organique ; cavité externe ; LED*

1. INTRODUCTION

Les lasers organiques solides [1] présentent une alternative à bas coût et compacte aux lasers accordables sur un large spectre dans le visible. Leurs atouts reposent sur la variété de colorants offrant une grande flexibilité d'utilisation en termes de longueur d'onde laser, ainsi que sur les gains forts qui leur sont associés (typiquement de l'ordre de 10 à 100 cm^{-1}). En revanche, les matériaux organiques subissent une photo-dégradation importante et l'influence significative des états-triplets les limitent au régime impulsif. Ils restent néanmoins des matériaux de choix notamment en raison de leur très faible coût. Couplé à un pompage par LED, ils peuvent conduire à des systèmes lasers complets extrêmement compact et très peu chers (quelques dizaines ou centaines d'euros). L'amélioration significative des performances des LED ces dernières années permet en effet aujourd'hui d'envisager leur utilisation en tant que système de pompage. Ainsi en 2008 a été réalisé le premier laser organique solide pompé par LED par Yang et al. [2]. Il reposait sur une cavité DFB (Distributed FeedBack) [3] qui permet des seuils particulièrement bas mais souffre entre autres d'une faible efficacité ainsi que d'une qualité de faisceau médiocre. Nous ambitionnons de conserver l'avancée du pompage par LED mais utilisé dans une géométrie à cavité externe qui au-delà de sa facilité de mise en place permet aussi d'émettre un faisceau laser limité par la diffraction.

2. ARCHITECTURE

L'architecture étudiée est une cavité externe pompée transversalement, fig 1. L'option à cavité externe a déjà prouvé sa faisabilité et ses avantages notamment avec la technologie VECSEL (Vertical External Cavity Surface-emitting Organic Laser) réalisée au LPL par Rabbani et al [4]. Celle-ci se révèle néanmoins inutilisable pour un pompage par LED du fait de l'impossibilité actuelle d'atteindre les seuils requis de l'ordre de 10 mJ/cm^2 contre 60 J/cm^2 pour une LED commerciale à des durées de pulses de 100ns. En conséquence et afin de profiter des gains élevés des milieux organiques nous avons opté pour un pompage transverse sur des longueurs de milieu allant de 0.5 à plus d' 1 cm (la longueur du milieu étant fixé par notre choix de cavité et les limitations en terme d'épaisseur du milieu amplificateur). L'épaisseur minimale requise pour le milieu amplificateur est fixée de manière à éviter tout guidage ou diffraction du mode laser afin d'obtenir un faisceau de qualité spatiale optimale $M^2 = 1$ ce qui nous amène à des épaisseurs comprises entre 0.5 et 1 mm .

3. LE MILIEU ORGANIQUE

Le choix du polymère constitutif du milieu a donc été fixé d'une part par la possibilité d'atteindre l'épaisseur requise par les méthodes usuelles de synthèses (spin-coating par exemple)

ainsi que par la compatibilité du polymère avec nos colorants. La résine SU8-21500 de Microchem a été retenue pour sa haute viscosité et sa grande transparence théorique. Nous avons travaillé à la rendre utilisable en tant que milieu amplificateur, c'est-à-dire à en faire un milieu de forme et de qualité interne optimales. Différentes méthodes de synthèse ont été testées (spin-coating, double-coating, simple dépôt) et seuls le moulage et le double-coating ont donné des résultats satisfaisants. Le moulage a été réalisé grâce à un moule en polydiméthylsiloxane (PDMS) à partir de structures préliminaires identiques à la structure finale attendue de forme parallélépipédique. Le SU8 a ensuite été coulé et réticulé thermiquement pour obtenir des barreaux solides pouvant être retravaillés si besoin (polissage essentiellement). Ces milieux ont ensuite été caractérisés (absorption, perte, diffraction et diffusion éventuelles) puis insérés dans une cavité similaire à notre objectif final puis pompés par laser afin de déterminer la faisabilité du pompage par LED.

4. RESULTATS

Un barreau de SU8 dopé à 0.02% de pyrométhène 597 a pu être pompé à l'aide d'un laser solide doublé en fréquence à 532nm pulsé à 20ns. Nous avons ainsi obtenu un laser à 584nm avec un seuil évalué à 370kW/cm^2 soit deux ordres de grandeur au-dessus de nos LED. Ce résultat relativement insatisfaisant est lié à différents facteurs tels que les propriétés de la cavité, un affinement possible de la taille du faisceau de pompe mais aussi au polymère SU8. En effet il apparaît que ce dernier absorbe, indépendamment de tout ajout de colorant, une part non négligeable ce qui se retrouve à l'œil par un défaut de transparence des barreaux synthétisés. Nous envisageons deux voies afin de corriger ces défauts. La première consisterait à réaliser le milieu dans un autre polymère dont la transparence est conservée, alors que l'autre impliquerait de nous diriger vers une architecture à milieu mince et donc à cavité externe guidée.

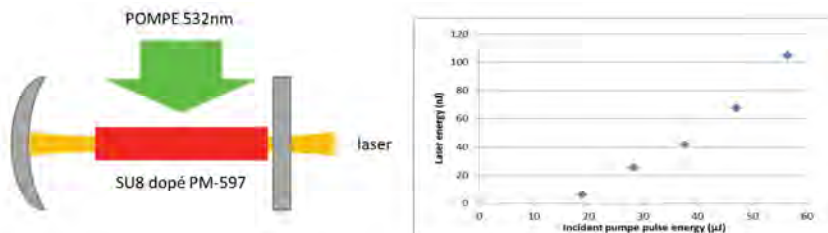


Fig. 1 : (a) architecture laser organique solide à cavité externe pompée transversalement. (b) courbe d'efficacité de pompage (E_{pompe}) en fonction de l'énergie de pompe incidente.

Cette étude est réalisée au sein d'un projet ANR commun avec le laboratoire Charles Fabry et la PME Effilux (projet Edelweis). Nous remercions vivement Mr Joseph Lautru de l'ENS Cachan pour sa contribution à l'élaboration des milieux amplificateurs organiques.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Forget, S. C. (2013). *Organic Solid State Lasers*. Springer.
- [2] Y. Yang, & a. (2008). Hybrid optoelectronics: A polymer laser pumped by a nitride light-emitting diode. *Appl. Phys. Lett.*
- [3] H. Kogelnik, C. V. Shank (1972). *J. Appl. Phys.* 43, 2327
- [4] H. Rabbani-Haghighi, & a. (2010). Highly efficient, diffraction-limited laser emission from a vertical external-cavity surface-emitting organic laser. *Opt. Lett.*, pp. 1968-1970.

IMPRESSION JET D'ENCRE DE LASERS ORGANIQUES SOLIDES**O.Mhibik¹, S.Forget¹, S. Chénais¹, S.Sanaur²**¹ *Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France*² *Département of Bioelectronics, Centre Microélectronique de Provence, 880, route de Mimet 13541 Gardanne - France*

Oussama.Mhibik@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un laser organique à cavité verticale externe largement accordable réalisé par technologie jet d'encre. Cette technique permet de réaliser des « pixels » lasers à partir de différents matériaux organiques pour couvrir une large plage spectrale d'émission. Les performances obtenues à partir d'une encre commerciale transparente issue de l'industrie graphique sont comparables avec celles observées dans un polymère aux qualités optiques excellentes mais pas directement imprimable (PMMA). Cette technique permet d'envisager la fabrication de systèmes laser peu chers, sur des grandes surfaces, et même jetables après photodégradation.

MOTS-CLEFS : *laser organique, impression jet d'encre*

L'impression jet d'encre[1] est aujourd'hui une technique émergente permettant d'imprimer des composants électroniques et optiques. L'avantage majeur de cette technique est qu'elle permet d'imprimer pour un coût très bas de grandes surfaces à une vitesse de production importante. L'impression jet d'encre est en particulier très prometteuse dans le domaine de l'électronique organique, où elle a déjà fait ses preuves pour la fabrication de nombreux composants tels que des transistors à effet de champ[2], des diodes électroluminescentes (OLEDs)[3], des cellules photovoltaïques ou plus récemment des lasers organiques[4].

Les lasers organiques à film mince solides sont capables de produire un rayonnement accordable sur tout le spectre visible, et peuvent être fabriqués de façon très simple et peu onéreuse (traditionnellement par spin coating). Il existe une bibliothèque de matériaux quasi infinie couvrant tout le spectre allant du proche UV au proche infrarouge. Les matériaux étant amorphes, il n'y a pas de critère d'accord de maille à respecter et il est très facile de mélanger ou de déposer côte à côte (ou sous forme de couches successives si la solubilité des matériaux le permet) différents matériaux émettant dans des gammes spectrales différentes. Dans ce cadre, l'impression jet d'encre est particulièrement prometteuse pour *moduler et structurer latéralement* le milieu à gain, car elle permet notamment de déposer côte à côte, avec une excellente résolution, un nombre arbitraire de matériaux. Ce genre de « motifs » spatiaux n'est pas réalisable par spin coating par exemple. On peut ainsi réaliser des matrices de pixels laser, chaque pixel étant constitué d'un colorant organique émettant sur une gamme de longueur d'onde donnée. Par translation du spot de pompe, on peut ainsi obtenir un dispositif réellement accordable de façon continue sur des centaines de nanomètres. Alors que les précédents travaux sur les lasers imprimés portaient sur des matériaux semiconducteurs organiques ou sur des cristaux liquides dont les propriétés n'avaient pas été optimisées pour l'impression, nous proposons ici d'utiliser comme base une encre commerciale (U6415), issue du monde du graphisme et dont les propriétés d'impression ont été déjà optimisées (viscosité, tension superficielle, bouchage des buses...), mais qui n'avait encore pas été employée dans le contexte de l'optoélectronique. Cette encre permet de réaliser des films à la fois transparents, de faible rugosité et relativement épais. Nous avons donc cherché à formuler une encre

active à partir de ce matériau en incorporant un colorant laser (par exemple ici de la rhodamine 640 et du pyrrométhène 597). Des tests en cavité laser externe nous ont permis ensuite de valider l'approche en comparant l'encre à une matrice polymère connue pour son exceptionnelle transparence dans le visible : le polyméthacrylate de méthyle (PMMA.)

Les « pixels » de quelques mm de large et épais de 25 μm ont été déposés sur une lame de verre, elle-même intégrée dans une cavité laser plan concave (voir figure 1).

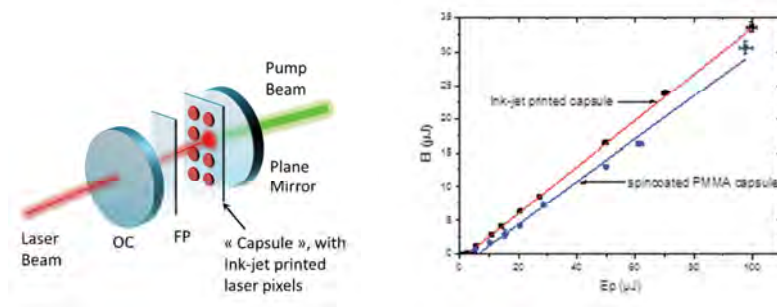


Figure 1 : schéma expérimental de la cavité laser et performances obtenues

Ce type de cavité ouverte permet d'insérer un étalon Fabry-Perot intracavité pour obtenir une accordabilité continue sur quelques dizaines de nm pour chaque pixel[5]. Elle permet également d'avoir un faisceau laser limité par la diffraction, ce qui est inhabituel pour les lasers organiques à film minces très majoritairement réalisés sous forme de guide d'onde à rétroaction distribuée[6].

Un rendement de l'ordre de 30% a été démontré, avec une énergie de sortie supérieure à 30 μJ . Les performances sont comparables à celles obtenues avec le même dispositif utilisant du PMMA. Une accordabilité sur 100 nm (de 570 à 670 nm) a été démontrée avec deux matériaux organiques, et il n'y a pas de limite à l'extension au spectre visible entier.

Les « capsules de gain » ainsi fabriquées sont très bon marché, et sont donc jetables et remplaçables après dégradation : cela ouvre la voie à des lasers visibles accordables ultra bas-coût.

RÉFÉRENCES

- [1] P. Calvert, "Inkjet Printing for Materials and Devices," *Chem. Mater.*, vol. 13, no. 10, pp. 3299–3305, Oct. 2001.
- [2] H. Sirringhaus, T. Kawase, R. H. Friend, T. Shimoda, M. Inbasekaran, W. Wu, and E. P. Woo, "High-resolution inkjet printing of all-polymer transistor circuits," *Science*, vol. 290, no. 5499, pp. 2123–6, Dec. 2000.
- [3] T. R. Hebner, C. C. Wu, D. Marcy, M. H. Lu, and J. C. Sturm, "Ink-jet printing of doped polymers for organic light emitting devices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, no. 5, p. 519, Feb. 1998.
- [4] X. Liu, S. Klinkhammer, and K. Sudau, "Ink-jet-printed organic semiconductor distributed feedback laser," *Appl. Phys. Express*, vol. 5, pp. 3–5, 2012.
- [5] O. Mhibik, T. Leang, A. Siove, S. Forget, and S. Chénais, "Broadly tunable (440–670 nm) solid-state organic laser with disposable capsules," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 4, pp. 41112–41114, 2013.
- [6] H. Rabbani-Haghighi, S. Forget, S. Chénais, and A. Siove, "Highly efficient, diffraction-limited laser emission from a vertical external-cavity surface-emitting organic laser," *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 12, pp. 1968–1970, 2010.

LASER ORGANIQUE SOLIDE POMPE PAR DIODE

Z.Zhao¹, O.Mhibik¹, M.Nafa¹, S. Chénais¹ et S.Forget¹

¹ Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France

sebastien.forget@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons le premier laser organique à cavité verticale externe pompé par diode laser. Cette configuration permet d'associer le faible coût associé à l'utilisation de diodes laser bleues comme sources de pompage et une très forte luminance rendue possible par la cavité externe (grande efficacité optique-optique et faisceau laser limité par la diffraction). Plusieurs ordres de grandeur en luminance sont ainsi gagnés par rapport aux structures à faibles seuils laser telles que les résonateurs à réseau de Bragg distribués utilisés jusqu'à maintenant.

MOTS-CLEFS : *laser organique, pompage par diode*

Les lasers organiques solides en film minces[1], [2] sont devenus des alternatives crédibles aux lasers à colorant, sources à supercontinuum ou OPO pour obtenir un rayonnement cohérent largement accordable sur tout le domaine visible. Leur principale force est la possibilité de les fabriquer à très faible coût, en raison de la simplicité de leur processus de fabrication (spin coating ou impression jet d'encre par exemple), du faible coût intrinsèque des matériaux organiques, et de la possibilité récente d'utiliser des diodes lasers bleues très abordables comme source de pompage. Ce dernier point est crucial car jusqu'à présent des lasers solides onéreux de type Nd :YAG, doublés ou triplés en fréquence étaient utilisés pour pomper optiquement les lasers organiques solides. La compacité comme le coût total du système s'en retrouvait fortement impactée, et de nombreuses études ont été menées pour parvenir à utiliser un pompage par diode. Cependant, comme la puissance crête des diodes lasers est beaucoup plus faible que celles des lasers solides impulsifs, il n'était jusqu'à présent possible de pomper des lasers organiques solides par diode (et même par LED) qu'en utilisant des résonateurs laser à très bas seuil, comme des lasers en guide d'onde à réseaux de Bragg distribués par exemple[3], [4]. Ces architectures à bas seuil présentent intrinsèquement un faible couplage vers l'extérieur, et donc une énergie de sortie très faible (de l'ordre de quelques pJ ou nJ au mieux). L'efficacité optique-optique est également médiocre (autour de 1%) en raison de la géométrie de pompage transverse. Enfin, l'extraction du faisceau laser de la cavité se fait par diffraction sur le réseau de Bragg, conduisant à un faisceau laser très divergent et généralement non limité par la diffraction. L'ensemble de ces points conduisent à une très faible luminance (en W/m²/sr), ce qui est problématique par exemple pour les applications où la densité de puissance est un paramètre important ou lorsqu'un faisceau laser se propageant en espace libre est souhaité.

Nous présentons ici la première démonstration d'un laser organique solide pompé par diode utilisant une cavité verticale externe[5] (VECSOL pour Vertical External Cavity Surface-emitting Organic Laser). Cette architecture (voir figure 1a) permet de définir proprement un mode de cavité (le faisceau de sortie est limité par la diffraction) et d'utiliser une géométrie de pompage longitudinale (donc une efficacité optique-optique plus importante et une plus grande énergie en sortie). De plus, la géométrie « ouverte » de la cavité permet potentiellement d'insérer des éléments intra-cavité[6], [7] (filtres, cristaux non-linéaires, étalons...), et de contrôler à volonté la transmission du coupleur de sortie, ce qui permet d'optimiser plus facilement le système.

La récente arrivée sur le marché de diodes lasers bleues plus puissantes ($>1\text{W}$ de puissance moyenne) et très bon marché nous a permis de les utiliser comme sources de pompage sur un VEC SOL, bien que ce dernier ait un seuil bien plus élevé que les structures DFB. Nous avons optimisé avec soin la transmission du coupleur de sortie et le recouvrement entre la taille du spot de pompe et celle du mode laser, mais aussi la durée de l'impulsion de pompe. Ce dernier point est crucial pour les lasers organiques solides, qui ne peuvent pas travailler en continu et dont la durée maximale d'impulsion est limitée par le transfert de l'excitation vers des états triplets non-émissifs et de grande durée de vie. Une étude de l'influence de la durée des impulsions de pompe sur l'efficacité du laser nous a permis de déterminer une durée optimale autour de 100 ns, liée à un compromis nécessaire entre le temps de création de l'impulsion dans la cavité et l'accumulation des molécules dans les états triplets.

Avec ces paramètres, une puissance crête de sortie de 3.5W (280 nJ) avec une efficacité optique-optique de 11% a été démontrée (fig 1b). Cela correspond, avec notre faisceau limité par la diffraction ($M^2 = 1$), à une luminance de $8.9\text{ TW/m}^2\text{/sr}$ à 620 nm, ce qui est deux ordres de grandeur plus élevé que tous les lasers organiques solides pompés par diodes publiés jusqu'à maintenant [3], [8]. Nous avons utilisé différents colorants lasers (insérés dans une matrice polymère et déposés par spin-coating) afin de démontrer une plage d'émission s'étendant de 540 à 620 nm.

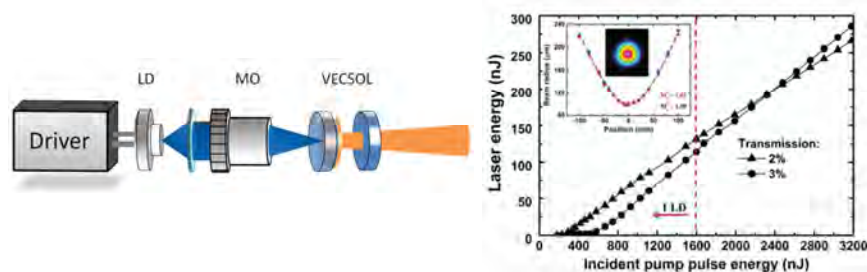


Fig. 1 : (a) structure du VEC SOL pompé par diode. (b) Courbe $P_{\text{sortie}}=f(P_{\text{pompe}})$ pour un VEC SOL à base de DCM à 1% dans le PMMA, pompé avec une (en dessous de $1.6\mu\text{J}$) ou deux diodes lasers couplées par polarisation et pour deux coupleurs de sortie. En insert : profil du faisceau ($M^2=1$ dans les deux directions).

RÉFÉRENCES

- [1] S. Forget et S. Chénais, *Organic Solid-State Lasers* | Springer, Springer s. Springer-Verlag, 2013.
- [2] S. Chénais et S. Forget, "Recent advances in solid-state organic lasers," *Polym. Int.*, vol. 61, no. July 2011, pp. 390–406, 2012.
- [3] S. Klinkhammer, X. Liu, K. Huska, Y. Shen, S. Vanderheiden, S. Valouch, C. Vannahme, S. Bräse, T. Mappes, et U. Lemmer, "Continuously tunable solution-processed organic semiconductor DFB lasers pumped by laser diode," *Opt. Express*, vol. 20, no. 6, pp. 6357–64, Mar. 2012.
- [4] Y. Yang, G. a. Turnbull, et I. D. W. Samuel, "Hybrid optoelectronics: A polymer laser pumped by a nitride light-emitting diode," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 16, pp. 2–3, 2008.
- [5] H. Rabbani-Haghighi, S. Forget, S. Chénais, et A. Siove, "Highly efficient, diffraction-limited laser emission from a vertical external-cavity surface-emitting organic laser," *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 12, pp. 1968–1970, 2010.
- [6] S. Forget, H. Rabbani-Haghighi, N. Diffalah, A. Siove, et S. Chénais, "Tunable ultraviolet vertically-emitting organic laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 13, p. 131102, 2011.
- [7] O. Mhibik, T. Leang, A. Siove, S. Forget, et S. Chénais, "Broadly tunable (440–670 nm) solid-state organic laser with disposable capsules," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 4, pp. 41112–41114, 2013.
- [8] H. Sakata et H. Takeuchi, "Diode-pumped polymeric dye lasers operating at a pump power level of 10 mW," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 11, 2008.

MAGNÉTOMÈTRE À CENTRES NV DU DIAMANT EN CAVITÉ

K. Jensen¹, N. Leefer^{1,2}, Y. Dumeige³, A. Jarmola¹, V.M. Acosta¹, P. Kehayias¹, B. Patton¹,
M. Chipaux⁴, T. Debuisschert⁴, J.-F. Roch⁵, F. Treussart⁵, V. Jacques⁵, D. Budker^{1,2}

¹ Department of Physics, University of California, Berkeley

² Helmholtz Institute Mainz, Johannes Gutenberg University, Mayence

³ FOTON, UMR CNRS 6082, Université de Rennes 1, ENSSAT, Lannion

⁴ Thales Research and Technology, Campus Polytechnique, Palaiseau

⁵ Laboratoire Aimé Cotton, UMR CNRS 9188, Université Paris-Sud et ENS Cachan, Orsay

yannick.dumeige@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons d'utiliser une cavité optique afin d'améliorer la sensibilité d'un magnétomètre optique dont le fonctionnement repose sur la détection de l'état de spin d'un ensemble de centres NV dans le diamant.

MOTS-CLEFS : Centres NV du diamant ; Magnétométrie optique ; Cavités optiques

INTRODUCTION

Les magnétomètres compacts et fonctionnant à température ambiante offrent de nombreuses applications dans les domaines de la sécurité, du géomagnétisme ou du diagnostique médical (ex : magnéto-encéphalographie). Aujourd'hui, les magnétomètres les plus sensibles sont soit des systèmes supraconducteurs SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) soit des magnétomètres atomiques dont le fonctionnement repose sur la mesure de la précession de spin d'atomes alcalins. Ces systèmes permettent d'atteindre des sensibilités record avec un bruit de l'ordre de $1 \text{ à } 0.1 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$. Cependant, ces dispositifs fonctionnent à très basses températures (SQUID) ou possèdent des dimensions qui sont souvent trop importantes pour leur application pratique (magnétomètres atomiques). Une alternative récemment proposée consiste à utiliser la résonance de spin électronique du centre coloré NV du diamant qui peut être sondée de façon optique en utilisant sa luminescence dans le visible. Ce système constitué de l'as-

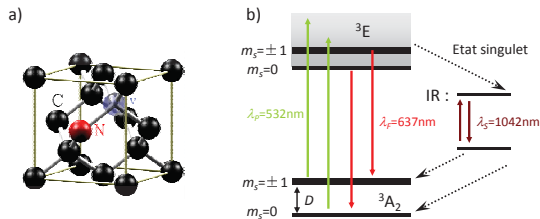


FIGURE 1 : a) Représentation d'un centre NV du diamant. b) Schéma de niveaux simplifié du centre NV. $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ est la longueur d'onde du faisceau de pompe, la raie à zéro phonon de la transition visible est centrée sur $\lambda_r = 637 \text{ nm}$ et $\lambda_s = 1042 \text{ nm}$ correspond au maximum d'absorption de l'état singulet.

sociation d'un atome d'azote (N) et d'une lacune (V) dans la maille du diamant peut être vu comme un atome artificiel piégé au sein de la matrice de diamant (Fig. 1.a). Le centre NV peut être polarisé optiquement dans l'état $m_s = 0$ en utilisant un Laser vert intense (Fig. 1.b). Lorsqu'il est porté dans l'état $m_s = \pm 1$ à l'aide d'un champ micro-onde résonant de fréquence $D = 2.87 \text{ GHz}$, le centre NV peut basculer dans un état métastable singulet de spin ce qui fait chuter son niveau de fluorescence dans le visible. Cette

dernière propriété est utilisée pour lire de manière optique son état de spin. L'application d'un champ magnétique statique lève la dégénérescence $m_s = \pm 1$ par l'intermédiaire de l'effet Zeeman et l'écart en fréquence entre les deux nouvelles résonances permet une mesure précise du champ magnétique [1]. En première approximation, le bruit d'un tel magnétomètre est donné par :

$$\delta B = \frac{2}{\gamma \mathcal{C} \sqrt{N_{ph} T_2^* t_m}}, \quad (1)$$

où γ est le rapport gyromagnétique du centre NV, T_2^* le temps de mémoire de phase du spin, N_{ph} le nombre de photons détectés pendant une durée égale à T_2^* , t_m la durée de la mesure et $\mathcal{C}$ le contraste du signal de fluorescence collecté. Afin de réduire ce bruit, il est possible d'utiliser des ensembles de centres NV afin d'augmenter le nombre de photons émis par l'échantillon de diamant. L'utilisation de diamant ultra pure permet d'atteindre des valeurs de T_2^* comprises entre 150 et 500 ns. La valeur de N_{ph} est limitée par l'efficacité de collection des photons émis dans le diamant dont l'indice est élevé (2.4). Afin de contourner cette limitation, il a été récemment proposé de sonder l'absorption de la transition infrarouge (IR) associée à l'état singulet de spin. L'avantage ici est que le bruit de photons n'est plus limité par l'efficacité de collection de la fluorescence visible mais par la puissance du faisceau IR de sonde qui peut être choisie arbitrairement élevée tant que l'absorption de la transition IR n'est pas saturée [2].

MAGNÉTOMÉTRIE EN CAVITÉ

Les premières expériences exploitant l'absorption IR ont montré qu'à température ambiante le contraste $\mathcal{C}$ du signal d'absorption était très faible (environ 0.3 %). Afin d'améliorer cette valeur, nous proposons d'insérer l'échantillon de diamant dans une cavité résonnante pour le faisceau IR. Les multiples passages du faisceau de sonde permettent alors d'augmenter l'épaisseur optique apparente du diamant ce qui conduit à une augmentation du contraste. Il est même possible d'obtenir un contraste proche de 100 % en utilisant une cavité en régime de couplage critique. Dans ces conditions, des simulations basées sur les équations de taux et un modèle de cavité non-linéaire ont montré qu'il était possible d'atteindre des bruits équivalents d'environ 1 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ pour des échantillons de 10 μm d'épaisseur, une puissance IR de 300 mW et un facteur de qualité d'environ 10^5 [3]. Cette dernière valeur est compatible avec celles mesurées sur des micro-résonateurs à modes de galerie en diamant [4].

Le principe de cette approche a été démontré expérimentalement à partir d'un échantillon de diamant possédant une densité de centres NV de $3.6 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ et une épaisseur 200 μm placé dans une cavité Fabry-Perot. Pour une puissance IR de 2.3 mW, un bruit équivalent (dans la bande DC - 1 kHz) de 2.5 nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ limité par le bruit de fréquence du Laser de sonde a pu être mesuré [5].

CONCLUSION

En réduisant l'impact néfaste du bruit de fréquence du Laser de sonde IR, il serait possible d'atteindre une sensibilité d'environ 70 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Une telle valeur obtenue à température ambiante pour un volume sensible d'environ $1.6 \times 10^{-6} \text{ cm}^3$ offrirait déjà de nombreuses perspectives d'applications.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Taylor, P. Cappellaro, L. Childress, L. Jiang, D. Budker, P. Hemmer, A. Yacobi, R. Walsworth, and M. Lukin, *Nat. Phys.*, vol. 4, p. 810, 2008.
- [2] V. M. Acosta, E. Bauch, A. Jarmola, L. J. Zipp, M. P. Ledbetter, and D. Budker, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, p. 174104, 2010.
- [3] Y. Dumeige, M. Chipaux, V. Jacques, F. Treussart, J.-F. Roch, T. Debuisschert, V. M. Acosta, A. Jarmola, K. Jensen, P. Kehayias, and D. Budker, *Phys. Rev. B*, vol. 87, p. 155202, 2013.
- [4] V. S. Ilchenko, A. M. Bennett, P. Santini, A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, and L. Maleki, *Opt. Lett.*, vol. 38, p. 4320, 2013.
- [5] K. Jensen, N. Leefer, A. Jarmola, Y. Dumeige, M. Acosta, V. P. Kehayias, B. Patton, and D. Budker, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 112, p. 160802, 2014.

MESURE DE LA CONSTANTE DE BOLTZMANN PAR SPECTROSCOPIE LASER

S. Mejri^{1,2}, P. L. T. Sow^{2,1}, O. Kozlova³, C. Ayari⁴, S. K. Tokunaga^{1,2}, C. Chardonnet^{2,1},

S. Briardeau³, B. Darquié^{2,1}, F. Rohart⁵ and C. Daussy^{1,2}

1 Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers, F-93430 Villetaneuse, France

2 CNRS, UMR 7538, LPL, F-93430 Villetaneuse, France

3 Laboratoire Commun de Métrologie LNE-CNAM, F-93210, La Plaine Saint-Denis, France

4 Univ Tunis, Ecole Super Sci & Tech Tunis, Lab Dynam Mol & Mat Photon, Tunis 1008, Tunisia

5 Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, UMR CNRS 8523, Université de Lille, F-59655 Villeneuve d'Ascq cedex, France

christophe.daussy@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons nos plus récents travaux visant la détermination de la constante de Boltzmann, k_B , par spectroscopie d'absorption linéaire de la molécule d'ammoniac autour de 10 μm . Les derniers développements expérimentaux réalisés sur le spectromètre laser infrarouge, notamment par l'asservissement en phase d'une source laser à cascade quantique sur un laser à CO_2 ultra-stable sont présentés. L'amélioration de l'analyse de la forme de raie ainsi qu'une première estimation du paramètre de saturation et de son impact sur la détermination de k_B sont également discutés. Enfin, un bilan des effets systématiques affectant la mesure de k_B par spectroscopie laser est donné pour aboutir à une détermination des conditions expérimentales optimales qui permettront une mesure exacte de cette constante au niveau de la partie par million.

MOTS-CLEFS : *Laser à Cascade Quantique, Spectroscopie moléculaire, Métrologie des fréquences, Constante fondamentale*

La valeur actuelle de la constante de Boltzmann repose essentiellement sur une approche expérimentale, la mesure de la vitesse de propagation du son dans un gaz d'argon ou d'hélium. L'objet de notre travail est de réaliser une mesure de cette constante, fondamentale pour toute la physique, par une nouvelle approche. La valeur mesurée sera ensuite transmise au Comité international des poids et mesures (CIPM) pour être prise en compte lors de la future modification de la définition du kelvin. Ce travail s'inscrit dans un projet plus large de redéfinition de l'ensemble des unités du système international à partir de certaines constantes fondamentales telles que la constante de Planck h , la constante de Boltzmann k_B , ou encore la constante d'Avogadro N_A .

Nous développons une approche originale pour accéder à la constante k_B . La mesure est réalisée par une expérience de spectroscopie laser qui consiste à enregistrer le plus précisément possible le profil Doppler d'une raie d'absorption moléculaire pour une vapeur à l'équilibre thermodynamique (voir figure 1). A basse pression, le profil d'absorption observé est dominé par l'élargissement Doppler lié à l'agitation des molécules du gaz. A chaque molécule est associée une valeur de la vitesse et à chaque valeur de la vitesse moléculaire correspond une fréquence décalée par effet Doppler. De ce fait, le profil d'absorption reproduit la distribution gaussienne de Maxwell–

Boltzmann des vitesses moléculaires. La largeur de cette gaussienne est directement liée à $k_B T$, d'où la possibilité, en mesurant simultanément la fréquence du laser et la température T du gaz, de remonter à la valeur de k_B . La spectroscopie est réalisée dans le moyen infrarouge, autour de $10\text{ }\mu\text{m}$, dans un gaz moléculaire d'ammoniac à faible pression, maintenu dans un thermostat à une température proche de celle du point triple de l'eau.

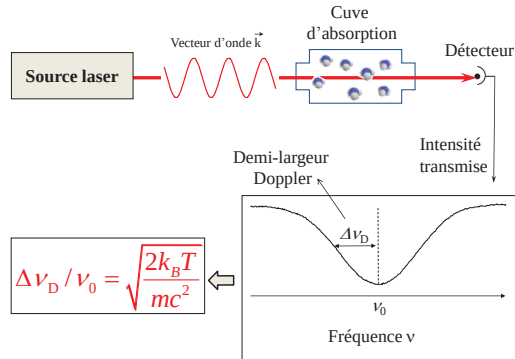


Fig. 1 : principe de la mesure de k_B par spectroscopie laser.

Nous présentons ici nos développements les plus récents pour atteindre la meilleure exactitude possible sur la détermination de k_B [1]. Sur le plan expérimental, ces travaux portent sur le développement d'un nouveau spectromètre laser qui repose sur un Laser à Cascade Quantique (QCL) asservi en phase sur un laser à CO_2 ultra-stable. Ce spectromètre nous a notamment permis de démontrer le fort potentiel des sources QCL pour la métrologie et la spectroscopie dans le moyen infrarouge [2,3]. Parallèlement à ce travail plusieurs améliorations majeures dans l'analyse de la forme de raie en absorption linéaire ont été obtenues. Celles-ci nous permettent aujourd'hui de prendre en compte dans le profil d'absorption non seulement l'effet de la diffusion (l'effet Dicke) mais également la dépendance en vitesse des paramètres collisionnels. Au-delà de ces effets collisionnels, l'impact de la bande passante limitée de la chaîne de détection [4] ainsi que l'élargissement de la raie par la structure hyperfine de la raie d'absorption sont maintenant pris en compte dans le profil de raie. Nous présentons également une première évaluation du paramètre de saturation de la raie sondée, conduisant à une première détermination de l'impact de la saturation sur la mesure de la largeur Doppler et donc sur k_B . Enfin, un bilan des effets systématiques affectant la mesure de la constante de Boltzmann par spectroscopie laser est donné pour aboutir à une détermination des conditions expérimentales optimales qui permettront une mesure exacte de cette constante au niveau de la partie par million.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Mejri *et al.*, *Measuring the Boltzmann constant by mid-infrared laser spectroscopy of ammonia*, accepté Metrologia (2015)
- [2] P.L.T. Sow *et al.*, *A widely tunable 10- μm quantum cascade laser phase-locked to a state-of-the-art mid-infrared reference for precision molecular spectroscopy*, Appl. Phys. Lett. **104**, 264101 (2014)
- [3] B. Argence *et al.*, *Quantum cascade laser frequency stabilisation at the sub-Hz level*, accepté Nature Photonics (2015)
- [4] F. Rohart *et al.*, *Absorption line shape recovery beyond the detection bandwidth limit: application to the Boltzmann constant determination*, Phys. Rev. A **90**, 042506 (2014)

SYNTHÈSE OPTIQUE D'ONDES HYPERFRÉQUENCES ET MILLIMÉTRIQUES À TRÈS BAS BRUIT DE PHASE : RÉSULTATS PRÉLIMINAIRES

Gwennaél Danion¹, Goulc'hén Loas¹, Ludovic Frein¹, Cyril Hamel¹, Anthony Carré¹, Mehdi Alouini¹, François Bondu¹, Alain Brillet², Jean-Pierre Coulon², Frédéric Cleva², Mourad Merzougui², Alexandre Beck³, Guillaume Ducournau³, Jean-François Lampin³, Mohamed Zaknouné³, Christophe Coinon³, Xavier Wallart³, Emilien Peytavit³, Tahsin Akalin³, Grégoire Pillet⁴, Loïc Morvan⁴, Ghaya Baili⁴ and Jérôme Bourderionnet⁴

¹ *Département Optique et Photonique, IPR, Université Rennes 1 CNRS, Rennes, France*

² *ARTEMIS, Observatoire de la Côte d'Azur CNRS, Nice, France*

³ *Groupe photonique THz, IEMN, Université de Lille CNRS, Villeneuve d'Ascq, France*

⁴ *Thales Research and Technology, Palaiseau, France*

francois.bondu@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous avons conçu et construit un système optique de synthèse d'ondes hyperfréquences, millimétriques et submillimétriques à très bas bruit de phase. Les résultats préliminaires montrent une densité spectrale de bruit de phase à 10 kHz de la porteuse d'une onde à 9 GHz limitée par l'appareil de mesure. Pour les bruits plus près de la porteuse, le bruit de phase est limité par une modulation d'amplitude résiduelle : le système est en cours de modifications.

MOTS-CLEFS : *synthèse optique ; térahertz ; stabilisation de fréquence optique*

1. PRÉSENTATION DU DISPOSITIF

Un dispositif de synthèse de fréquence optique est constitué d'un laser bi-fréquence à état solide, un amplificateur optique, une cavité optique de grande stabilité dimensionnelle en matériau ULE ; la puissance et la fréquence de chacune des porteuses optiques sont asservis avec une grande précision [1].

Nous avons développé un laser bi-fréquence bi-polarisation Er:Yb:verre à 1550 nm présentant 800 Hz de largeur de raie sur 1 μ s [2]. Les deux porteuses optiques partagent la même cavité, le même milieu à gain. Un chemin optique spécifique à chacune des porteuses permet l'ajustement grossier de l'écart de fréquence entre 0 et 850 GHz par un étalon, tandis que l'ajustement fin est réalisé par le contrôle de la tension aux bornes d'un cristal électro-optique et de la température. La bande passante disponible pour la correction électrique de fréquence est supérieure à 10 MHz.

Nous avons développé un amplificateur optique qui agit séparément sur chacune des polarisations [3] avec un EDFA suivi d'un SOA. Cette combinaison permet de bénéficier du facteur de bruit favorable de l'EDFA ; de réduire passivement les fluctuations entrantes de puissance lumineuse par oscillations cohérentes de population ; de stabiliser la puissance avec une grande bande passante par correction du courant de pompe du SOA ; de délivrer 12 mW par porteuse optique, permettant ainsi la réduction du bruit de photons.

Les fréquences optiques sont asservies indépendamment sur la cavité ULE par la technique Pound-Drever-Hall avec une grande précision : le signal d'erreur, calibré en bruit de phase, présente un bruit de -160 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. Les porteuses ont des polarisations orthogonales dans la cavité : cela permet une séparation des faisceaux avec un bruit de photon diminué par rapport à des polarisations colinéaires. L'état de polarisation dans la cavité varie à la fréquence d'écart des porteuses optiques, mais pas la puissance lumineuse : la fraction de lumière absorbée ne varie donc pas au premier ordre à la fréquence de battement, réduisant les fluctuations induites de

longueur de la cavité. Les puissances lumineuses sont également stabilisées en sortie de cavité, avec une mesure hors boucle de -150 dBc/Hz à 2 Hz de la porteuse. L'écart de fréquence est transformé en variation de puissance lumineuse en aval de la cavité par un polariseur, puis cet écart est capté par une photodiode rapide : Discovery pour une mesure à 10 GHz, Finisar à 100 GHz, puis développée à l'IEMN à 300 GHz.

2. RÉSULTATS PRÉLIMINAIRES

Nous avons comparé les performances d'un dispositif avec un PN9000 dans la gamme hyperfréquence. Le bruit de fond du PN9000 est mesuré avec un synthétiseur bas bruit de phase. Les résultats sont présentés en figure 1.

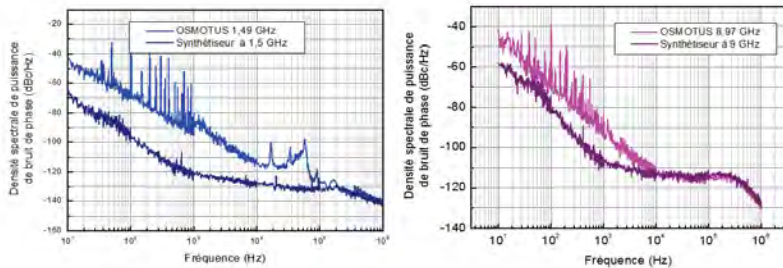


Fig. 1 : Mesures préliminaires de bruit de phase à 1.5 et 9 GHz.

Une estimation des performances à partir des bruits fondamentaux prévoit une densité spectrale de bruit de phase indépendante de la fréquence, limitée par le bruit de photons optiques jusqu'à 10 kHz de la porteuse. Le bruit de longueur de la cavité, de mode commun, devrait être quasiment invisible jusqu'à plusieurs centaines de GHz.

Pour la génération du signal Pound-Drever-Hall, nous avons modulé les faisceaux en phase par le cristal électro-optique dans la cavité laser à 10 MHz. Nous mesurons en fait une modulation parasite d'amplitude, avec un coefficient non maîtrisé variable dans le temps [4]. Ce bruit parasite produit un bruit de phase proportionnel à la fréquence de la porteuse hyperfréquence.

3. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Le bruit de phase mesuré est de -110 dBc/Hz à 10 kHz d'une porteuse à 9 GHz, meilleur que la mesure d'un synthétiseur électronique commercial bas bruit de phase mesuré par un PN9000.

Le bruit est pour le moment limité par un bruit de modulation d'amplitude résiduel. Nous modifions le système en installant des modulateurs de phase en aval des amplificateurs optiques.

Un deuxième dispositif est mis en place. Un battement entre les deux dispositifs permettra de réduire le seuil de bruit de mesure.

RÉFÉRENCES

- [1] Comins, *ULE Material properties*.
- [2] G. Danion, C. Hamel, L. Frein, F. Bondu, G. Loas, et M. Alouini, « Dual frequency laser with two continuously and widely tunable frequencies for optical referencing of GHz to THz beatnotes », *Opt. Express*, vol. 22, n° 15, p. 17673- 17678, juill. 2014.
- [3] G. Danion, F. Bondu, G. Loas, et M. Alouini, « GHz bandwidth noise eater hybrid optical amplifier: design guidelines », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 14, p. 4239- 4242, juill. 2014.
- [4] E. A. Whittaker, M. Gehrtz, et G. C. Bjorklund, « Residual amplitude modulation in laser electro-optic phase modulation », *J Opt Soc Am B*, vol. 2, n° 8, p. 1320-1326, 1985.

CONCEPTION D'UNE NANOCAVITÉ À CRISTAL PHOTONIQUE À FORT FACTEUR DE QUALITÉ POUR L'INTERACTION FORTE ATOMES-MATIÈRE À 811 NM.

Ivens Saber, Kamel Bencheikh, Fabrice Raineri, Guillaume Crosnier, Paul Monnier,
Alejandro Yacomotti, Ariel Levenson

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures CNRS-UPR020
Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

ivens.saber@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la conception d'une cavité à cristal photonique résonante à 811 nm, ayant un facteur de qualité $Q > 10^6$ et un fort confinement pour des expériences d'interaction en régime de couplage fort entre atomes d'Argon métastables et les photons de la cavité.

MOTS-CLEFS : *cristaux photoniques ; cavités à fort Q ; Interaction forte ;*

De nouvelles opportunités en physique atomique et en information quantique émergent de la possibilité d'atteindre le régime de couplage fort entre un atome unique et le champ d'un résonateur optique nanoscopique. Par exemple, les interactions fortes entre lumière-matière dans des structures nanométriques peuvent être utilisées pour créer des circuits optiques simples pour l'information quantique.

L'interaction forte entre atomes et photons nécessite des champs électromagnétiques intenses et très localisés. Afin d'atteindre ce régime dit de l'électrodynamique quantique où un photon suffit pour modifier l'état quantique d'un atome, et inversement, où un atome unique suffit à modifier les propriétés de cohérence du photon, nous proposons une cavité à cristal photonique. En effet les nanocavités à cristal photonique offrent à la fois des faibles volumes modaux ($\leq \lambda^3$) et une forte exaltation du champ électromagnétique. La nanocavité que nous développons servira à l'étude en régime de couplage fort de l'interaction entre des atomes d'Argon métastables et le champ de cette dernière. Cette étude se fera en collaboration avec Gabriel Dutier du Laboratoire de Physique des Lasers (LPL), université Paris-Nord. Les atomes d'Argon métastables, issus d'un piège magnéto-optique, seront envoyés sous forme d'un jet lent (vitesse $\simeq 10$ m/s) à quelques dizaines de nanomètres au dessus de la nanocavité, interagissant ainsi avec la partie évanescente du champ du mode résonant de cette nanocavité. Afin d'atteindre le régime de couplage fort, il est nécessaire que la facteur de qualité Q de cette nanocavité soit supérieur à 10^4 .

La cavité que nous avons choisie pour cette étude, est une nanocavité à cristal photonique dont la résonance optique coïncide avec la transition à 811 nm des atomes d'Argon. C'est une cavité 1D obtenue par la réalisation de trous d'air quasi périodiques dans un guide ruban d'InGaP comme cela est montré dans la figure 1. Le guide a une largeur de 300 nm et une hauteur de 150 nm. Les trous ont un rayon de 60 nm. Afin d'optimiser le facteur de qualité Q et la transmission de la cavité, une ingénierie sur la périodicité des trous a été faite suivant la stratégie développée par Y. Tanaka *et al.* [1] et par A. Bazin *et al.* [2]. Le concept de la stratégie est de modifier l'allure de la décroissance de l'enveloppe du champ électrique dans la bande interdite du cristal photonique constituant les miroirs de la nanocavité. En effet, il a été démontré que le facteur de qualité d'une cavité est limité par les pertes radiatives du champ. Celles-ci sont considérablement réduites si le champ électrique décline suivant un profil gaussien et non exponentiel dans le miroir cristal photonique. Ceci revient à rendre variable linéairement la constante d'atténuation q en fonction de la profondeur de pénétration z dans les miroirs à cristal photonique. Suivant le travail d'A. Bazin *et al.* [2], nous avons dans une première étape évalué l'atténuation q en fonction de la période des trous, puis nous avons fait en sorte de choisir que la période du cristal photonique varie en fonction de z afin de satisfaire la condition $q = Bz$, où B est une constante caractérisant la largeur de l'enveloppe gaussienne du champ électrique.

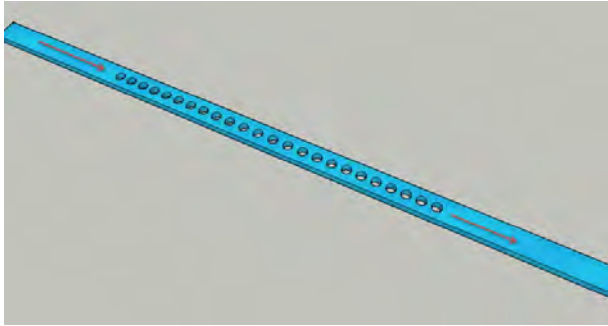


FIGURE 1 : Cavité à cristal photonique 1D. L'épaisseur du guide ruban InGaP est de 150 nm et sa largeur est de 300 nm. Le rayon des trous est de 60 nm. La période des trous varie de 180 nm au centre de la cavité et atteint une valeur maximale de 215 nm. Les flèches rouges indiquent la propagation de la lumière dans le guide et la cavité.

Dans la présentation, nous détaillerons la méthode choisie pour obtenir une nanocavité à cristal photonique 1D résonante à 811 nm, ayant un facteur de qualité $Q > 10^6$. Nous discuterons également les approches choisies pour injecter la lumière dans le guide ruban et pour coupler la lumière dans la cavité tout en minimisant les pertes optiques. Nous développerons aussi les calculs et les simulations numériques (FDTD) effectués pour le développement de cette nanocavité et exposerons les différentes étapes pour la réalisation de cette dernière dans les salles blanches du laboratoire.

RÉFÉRENCES

- [1] Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda, "Design of Photonic Crystal Nanocavity With Q -Factor of $\sim 10^9$," *J. Lightwave. Tech.*, vol. 26, pp. 1532–1539, 2008.
- [2] A. Bazin, R. Raj, and F. Raineri, "Design of Silica Encapsulated High- Q Photonic Crystal Nanobeam Cavity," *J. Lightwave. Tech.*, vol. 32, pp. 952–958, 2014.

BRISURE SPONTANEE DE SYMETRIE DANS DEUX NANOLASERS COUPLES

Philippe Hamel, Samir Haddadi, Fabrice Raineri, Paul Monnier, Gregoire Beaudoin, Isabelle Sagnes, Ariel Levenson and Alejandro M. Yacomotti

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (CNRS UPR 20),

Route de Nozay, Marcoussis, 91460, France

alejandro.giacomotti@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous avons démontré expérimentalement la brisure spontanée de symétrie miroir dans deux nanolasers à cristal photonique couplés. Il s'agit de la première démonstration d'un tel phénomène dans un système micro-photonique. Nous avons mis en évidence à la fois l'existence d'une bifurcation de type *pitchfork* donnant naissance à deux états localisés, et leur commutation rapide à l'aide des impulsions courtes (100 ps). Ceci ouvre la voie à la réalisation de mémoires optiques à bascule (*flip-flop*) intégrées, ainsi qu'à des nouveaux régimes optiques nonlinéaires à faible nombre de photons.

MOTS-CLEFS : *Nanophotonique, cavités optiques, cristaux photoniques, semiconducteurs, dynamique non-linéaire, nanolasers*

1. INTRODUCTION

Des systèmes photoniques multi-cavités, ou "molécules photoniques", sont des briques de base "multi puits de potentiel" idéales pour l'optique quantique avancée et l'optique non linéaire. Un phénomène clé résultant d'un double puits de potentiel est la brisure spontanée de la symétrie (BSS) d'inversion, c'est-à-dire le passage d'un état délocalisé à deux états localisés dans les puits, qui sont des images spéculaires l'une de l'autre. Bien que d'études théoriques aient démontré la BSS dans des systèmes micro et nanophotoniques, la première preuve expérimentale a été rapportée tout récemment [1].

2. RÉSULTATS

Dans ce travail on montre la BSS via une bifurcation de fourche (*pitchfork*), dans deux nanolasers couplés à semiconducteurs. Ceci a pu être obtenu grâce à l'ingénierie de barrière de potentiel séparant les cavités (Fig. 1, gauche). La coexistence des états localisés dans les nanolasers est mise en évidence par leur commutation optique à l'aide d'impulsions courtes (Fig. 1, droite).

Le phénomène de BSS dans ce système repose sur un mécanisme de compétition entre la nonlinéarité optique liée à l'excitation des porteurs de charge dans le semiconducteur, et l'effet tunnel photonique entre les cavités. Il en résulte que la BSS peut être atteinte pour des faibles puissances optiques lorsque l'énergie d'interaction nonlinéaire est du même ordre –ou plus grande– que celle due au couplage inter-cavité. L'abaissement du taux de couplage par la conception de la molécule photonique est donc un point clé pour l'observation expérimentale de la BSS.

3. CONCLUSION & PERSPECTIVES

La brisure spontanée de symétrie a été démontrée pour la première fois en nanophotonique. Ceci ouvre des perspectives intéressantes pour la réalisation de bascules (*flip-flops*) optiques ultra-compactes et intégrées basés sur BSS. De plus, le nombre de photons présents dans chacune des

cavités est faible, de l'ordre d'une centaine. Ainsi, il est possible de prédire qu'une réduction encore plus forte du couplage inter-cavité permettrait des transitions de ce type avec seulement quelques photons dans les cavités, ce qui présente un intérêt majeur pour des applications quantiques avec des photons fortement corrélés.

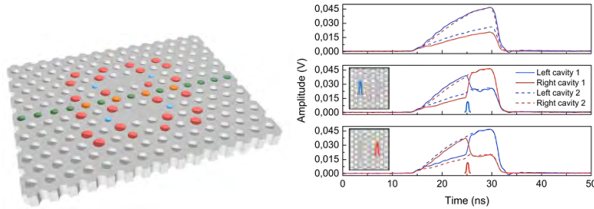


Fig. 1 : Gauche : dessin de la molécule photonique composée de deux cavités L3 en cristal photonique en régime laser. Période de la maille $a = 425$ nm, rayon des trous $r = 0,266a$. Différentes perturbations aux tailles des trous ont été réalisées: les trous bleu ($r_{\text{bleu}} = r - 0,06a$) augmentent le facteur de qualité des cavités, les trous rouge ($r_{\text{red}} = r + 0,05a$) améliorent la directivité des photons émis, les trous vert ($r_{\text{green}} = r - 20\%$) contrôlent la force du couplage et enfin les trous orange ($r_{\text{orange}} = r_{\text{red}} - 20\%$) réunissent les deux derniers effets. Droite : coexistence des états à parité brisée. La commutation se fait grâce à des impulsions courtes (100 ps) sur chacune des cavités. Haut : commutation spontanée. Centre : les impulsions sont appliquées à la cavité de gauche (pic bleu). Bas : la perturbation est appliquée à la cavité de droite (pic rouge).

RÉFÉRENCES

- [1] Nature Photonics **9**, 311–315 (2015)

SPECTROSCOPIE D'IONS UNIQUES AVEC MINIMISATION DES EFFETS MÉCANIQUES DE LA LUMIÈRE

Jean-Pierre Likforman, Vincent Tugayé, Samuel Guibal, Luca Guidoni

Université Paris--Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162 CNRS, F-75205 Paris, France

jean-pierre.likforman@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous développons une méthode de spectroscopie sur un ion unique refroidi par laser qui permet de s'affranchir de l'effet perturbatif que constitue l'action mécanique de la lumière sur l'atome (i.e. Le chauffage laser). Nous comparons les spectres expérimentaux avec une simulation de type Monte-Carlo d'un système à deux niveaux incluant le mouvement de l'atome dans un potentiel harmonique. Cette méthode nous permet de déterminer avec une plus grande précision la fréquence de la transition optique utilisée pour le refroidissement laser à 711 THz ($5s^25S_{1/2} \rightarrow 5p^25P_{1/2}$).

MOTS-CLEFS : ions pégés ; refroidissement Doppler ; spectroscopie

Notre objet d'étude est un ion unique ($^{88}\text{Sr}^+$) dans un piège de Paul linéaire de type piège de surface, et refroidit à la limite Doppler. La technique de refroidissement Doppler utilise, dans le cas présenté ici, un laser de refroidissement et deux lasers dits « re-pompeurs » qui replacent l'atome dans le cycle absorption-émission spontanée (Fig.1). La fréquence de la transition utilisée pour le refroidissement laser $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ à 711THz (422nm) n'est connue qu'à 10MHz près [1]. Pour effectuer une mesure spectroscopique de cette transition, une méthode consiste à mesurer le taux d'émission de photons en fonction de la fréquence du laser de refroidissement. Or, au passage à la résonance, le laser produit non plus un refroidissement Doppler aux fréquences inférieures à la résonance, mais un chauffage Doppler faisant ainsi chuter le taux de fluorescence de l'ion. Cette méthode permet donc de mesurer moins d'une demi-lorentzienne comprenant la partie du spectre aux fréquences inférieures à la fréquence de résonance.

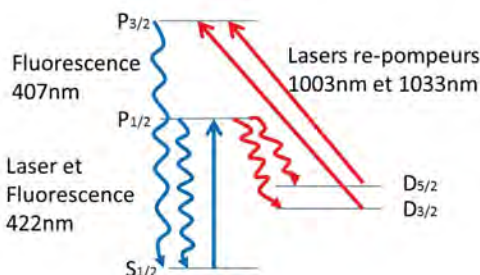


Fig. 1 : Niveaux utiles de l'ion Sr^+ . Le refroidissement ou chauffage laser se produisent par échange d'impulsion entre l'atome et les photons à 422nm. Les lasers re-pompeurs servent à revenir dans le cycle absorption-émission spontanée après relaxation de l'atome vers les états métastables D.

Notre technique de spectroscopie consiste mesurer le taux de fluorescence de l'ion en utilisant peu de photons incidents de manière à minimiser les échanges d'impulsions entre l'atome et

la lumière. Pour cela, nous procédons par séquences temporelles composées d'une séquence de refroidissement, pendant laquelle le laser a une fréquence inférieure à la fréquence de résonance, suivie d'une séquence de mesure de durée ajustée pour réduire les effets de chauffage laser. Lors de cette deuxième séquence, la fréquence du laser est changée à l'aide d'un dispositif acousto-optique pour décrire le spectre de fluorescence de la résonance $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$. En chaque point du spectre, l'ion est soumis à la séquence de refroidissement. Typiquement la séquence de refroidissement dure quelques centaines de μs tandis que la séquence de mesure du spectre dure quelques dizaines de μs . Sur la figure 2 sont représentés plusieurs spectres de fluorescence correspondants à des situations où l'on peut observer ou les effets mécaniques produits par la lumière sur l'ion.

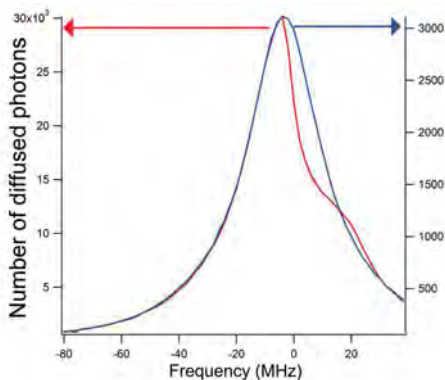


Fig. 2 Spectres de fluorescence d'un ion $^{88}\text{Sr}^+$. La courbe rouge montre une bosse du côté des fréquences les plus élevées, là où le laser produit un effet de chauffage. La courbe bleu ne présente pas cet effet de chauffage car les effets mécaniques de la lumière ont été réduits en diminuant le nombre de photons diffusé par l'ion pendant la mesure.

Les spectres mesurés sans effets mécaniques permettent de déterminer la fréquence de la transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ de l'isotope 88 de l'ion strontium. La diode laser à cavité étendue dont est issue le faisceau de mesure des spectres est asservie en fréquence sur la transition atomique du rubidium neutre (isotope 85) $5s^2S_{1/2} \rightarrow 6p^2P_{1/2}$. Le faisceau de mesure des spectres est ensuite produit par diffraction en double passage dans un cristal acousto-optique. La fréquence nulle de l'axe de la figure 2 correspond à un décalage de 440 MHz entre la diode laser et le faisceau de mesure. On mesure ainsi un décalage de 436.5(5) MHz entre la transition $5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{1/2}$ de $^{88}\text{Sr}^+$ et la transition $5s^2S_{1/2} \rightarrow 6p^2P_{1/2}$ de l'atome neutre ^{85}Rb .

RÉFÉRENCES

- [1] A.G. Sinclair, M.A. Wilson, P. Gill, *Optics Comm.* **190** (2001) 193-203

ROTATION DE POLARISATION MACROSCOPIQUE INDUITE PAR UN SPIN UNIQUE

J. Demory¹, C. Arnold¹, V. Loo¹, A. Lemaître¹, I. Sagnes¹, M. Glazov², O. Krebs¹, P. Voisin¹, P. Senellart¹ and L. Lanco^{1,3}.

¹Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS, 91460 Marcoussis, France

²Ioffe Physical-Technical Institute of the RAS, 194021, St-Petersburg, Russia

³Université Paris Diderot - Paris 7, Département de Physique, 75205 Paris, France

justin.demory@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Intriquer un spin unique avec la polarisation d'un photon unique incident généré par une source externe ouvrirait de nouvelles portes en optique quantique. Cette intrication repose sur la possibilité d'induire une rotation géante de la polarisation d'un photon incident via l'interaction avec un spin unique. Jusqu'à maintenant, néanmoins, les rotations de polarisation observées étaient limitées à quelques millidegrés. Nous démontrons ici, une amplification par trois ordres de grandeur de l'interaction spin-photon en utilisant le spin d'une charge dans une boîte quantique en microcavité. Une rotation de polarisation de $\pm 6^\circ$ est obtenue quand le spin est initialisé optiquement dans un état "up" ou "down". Nous montrons également comment des mesures quantiques et l'intrication quantique peuvent être implémentés avec un système boîte quantique-micropilier réaliste.

MOTS-CLEFS : *boîte quantique, spin, cavité, optique quantique*

Les photons uniques sont des candidats idéaux pour transporter l'information quantique et l'un des défis majeurs est de pouvoir faire interagir ces photons entre eux via une interface lumière-matière efficace. Dans ce contexte, de nombreux travaux de recherche ont visé à implémenter une interface spin-photon, c'est-à-dire une interface entre les qubits volants (photons) et un qubit stationnaire (spin d'un porteur de charge confiné dans un dispositif à l'état solide). Des possibilités prometteuses ont en particulier été ouvertes suite à la démonstration du phénomène de rotation de polarisation induite par un spin unique. Cette rotation Faraday/Kerr, phénomène magnéto-optique bien connu mais appliqué ici à l'interaction avec un spin unique, permet en principe de transférer l'état quantique d'un spin sur l'état quantique des photons transmis/réfléchis. Néanmoins, ces observations de rotation de polarisation induite par un spin unique étaient restées limitées à des angles de rotation de l'ordre de quelques millidegrés.

Dans ce travail, nous démontrons qu'une exaltation géante de l'interaction spin-photon peut-être obtenue en exploitant les effets de l'électrodynamique quantique en cavité : une rotation de polarisation allant jusqu'à $\pm 6^\circ$, dépendante de l'état de spin [1]. Le système étudié est constitué d'une boîte quantique semiconductrice (InAs/GaAs) couplée de façon déterministe [2] à une microcavité optique de type micropilier : cette géométrie de cavité constitue une des interfaces les plus efficaces entre un faisceau incident et un système quantique confiné [3,4]. De plus, la boîte quantique utilisée ici contient un porteur de charge résident dont le spin peut-être initialisé et mesuré optiquement.

Le dispositif expérimental utilisé est illustré Fig 1.b. Un faisceau de pompe et un faisceau de sonde sont focalisés à la surface du micropilier. Le faisceau de pompe polarisé circulairement initialise l'état de spin dans un état "up" ou "down". Le faisceau de sonde est polarisé linéairement

et une rotation de la polarisation réfléchiée dans un sens ou dans l'autre est constatée suivant l'état de spin à l'intérieur de la boîte quantique.

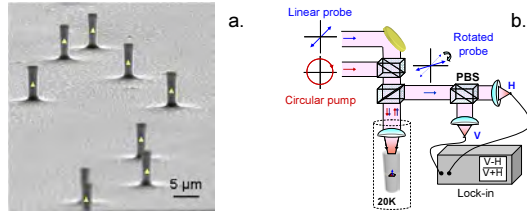


Fig. 1 : a) Image MEB de micropilier. Les triangles jaunes indiquent les positions des boîtes quantiques couplées de manière déterministe avec les modes du micropilier. b) Schéma simplifié du montage expérimental utilisé pour initialiser le spin et mesurer une rotation Kerr sur les boîtes quantiques en microcavité.

La figure 2.a montre l'angle de rotation Kerr en fonction de l'énergie du faisceau de sonde. Une rotation de polarisation de $\pm 6^\circ$ (dépendant de l'état de spin) est démontrée pour le faisceau réfléchi. Ces mesures sont trois ordres de grandeurs supérieures à l'état de l'art précédent, ce qui s'explique par deux particularités du système : La première est l'amplification de l'interaction spin-photon grâce au confinement optique. La seconde est l'efficacité d'interférence entre la lumière directement réfléchiée à la surface et la lumière ayant interagi avec la boîte quantique et ayant été ré-extraite de la cavité (voir Fig 2.b).

Cette nouvelle interface entre photon et mémoire quantique ouvre la voie à un large panel d'expériences pour l'information quantique et la communication quantique longue distance.

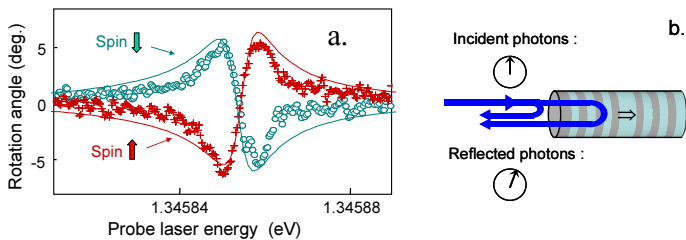


Fig. 2 : a) Démonstration de la rotation Kerr géante induite par un spin unique. L'état de spin est pompé dans un état up ou down grâce à un faisceau polarisé circulairement droite ou gauche. Une rotation Kerr de $\pm 6^\circ$ est observée. b) Les états de polarisation pour le faisceau incident et le faisceau réfléchi.

RÉFÉRENCES

- [1] C. Arnold et al "Macroscopic polarization rotation induced by a single spin", Nature Com. **6**, 6236 (2015)
- [2] A. Dousse et al, "Controlled light-matter coupling for a single quantum dot embedded in a pillar microcavity using far-field optical lithography", Phys. Rev. Lett. **101**, 267404 (2008).
- [3] V. Loo et al, "Optical nonlinearity for few-photon pulses on a quantum dot-pillar cavity device", Phys. Rev.Lett. **109**, 166806, (2012)
- [4] C. Arnold, et al, "Cavity-enhanced real-time monitoring of single-charge jumps at the microsecond time scale", Phys. Rev.X. **4**, 021004, (2014).

JET D'ATOMES FROIDS DENSE ET CANALISÉ OBTENU EN COUPLANT UN MODE DE LAGUERRE-GAUSS A UN 2DMOT

Citlali Cabrera-Gutiérrez¹, Josselin Ruaudel¹, Marion Jacquey¹, Bruno Viaris de Leseigno¹, Laurence Pruvost¹

¹ Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Univ-PSud, ENS Cachan, Orsay, France

laurence.pruvost@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Nous avons réalisé un jet d'atomes froids canalisés à partir d'un piège magnéto-optique à deux dimensions (2DMOT) en cellule dans lequel le laser de repompage est un mode de Laguerre-Gauss (LG) placé sur l'axe de propagation des atomes. A la sortie du 2DMOT, si la puissance du mode de LG est suffisante, il opère comme un piège dipolaire à deux dimensions qui canalise les atomes. A 30 cm de la sortie de la cellule, le jet atomique continu, appelé LG2DMOT, a une densité 200 fois plus grande que dans le cas du 2DMOT usuel avec un flux comparable, de quelques 10^9 atomes/s.

MOTS-CLEFS : *atomes froids, piège magnéto-optique, mode de Laguerre-Gauss*

1. INTRODUCTION

En une dizaine d'années le piège magnéto optique à 2 dimensions (2DMOT) est devenu une des sources d'atomes froids la plus utilisée comme point de départ pour charger des pièges à 3 dimensions, le 3DMOT par exemple. Le 2DMOT produit en effet, à partir d'une configuration simple, un jet atomique froid transversalement (typiquement 0,4 mK pour le rubidium) et lent longitudinalement (10-50 m/s) tout à fait en adéquation avec la capture d'un 3DMOT. Le flux du jet, de l'ordre de 10^8 - 10^{10} atomes/s garantit un chargement rapide et efficace.

Le bémol du 2DMOT est la divergence du jet atomique: quelques 40 mrad, qui à 30 cm donnent un jet de 1 cm de diamètre et dilué d'un facteur 100 par rapport à la sortie de la cellule. Ceci explique pourquoi les utilisateurs de 2DMOT placent la chambre d'expérience près de la cellule du 2DMOT ou utilisent de larges faisceaux laser (donc relativement puissants) pour réaliser le 3DMOT. Réduire la divergence donne au jet atomique plusieurs atouts en particulier celui de pouvoir éloigner la zone d'utilisation et de réduire la puissance des lasers à utiliser en aval.

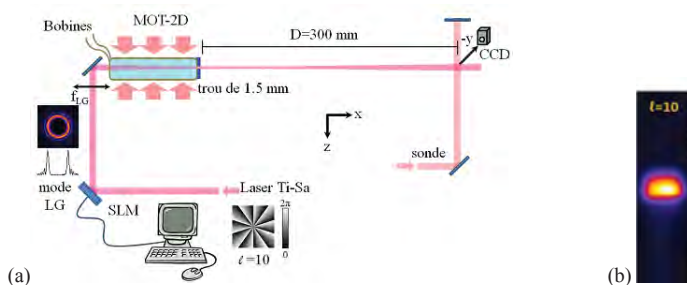


Fig. 1 : (a) Schéma expérimental du LG2DMOT (b) Image de la fluorescence du jet atomique (détection) dans le cas d'un mode LG d'ordre 10.

1. PRINCIPE DU LG2DMOT

Le LG2DMOT est une version du 2DMOT dans laquelle le laser de repompage, façonné en mode de Laguerre-Gauss (LG) par un modulateur à cristaux liquides, est placé le long de l'axe du jet atomique (Fig. 1a) [1]. A l'intérieur de la cellule du 2DMOT le mode LG agit comme repompeur, à la sortie, puisqu'il est désaccordé vers le bleu de la résonance atomique, avec sa forme de tube lumineux il agit comme un piège dipolaire à deux dimensions. Les atomes froids sont ainsi piégés au centre du tube, s'y propagent sans absorber de lumière donc sans être chauffés. Avec un mode de 0,8 mm de diamètre nous avons réalisé un jet atomique d'une divergence de 3 mrad qui garde sa densité initiale. Comme un mode de LG se propage en gardant sa forme, on peut canaliser le jet atomique sur une longue distance. Dimension et densité ont été mesurées par fluorescence à 300 mm de la sortie du 2DMOT (Fig. 1b).

2. FONCTIONNEMENT

Le système a été étudié en fonction de l'ordre du mode LG et de sa puissance. Pour un ordre donné l'étude montre un optimum de flux et de densité qui résulte de la compétition de trois effets: chargement du 2DMOT, capture du piège dipolaire à 2 dimensions et chauffage des atomes pendant leur transit le long du tube lumineux.

A puissance trop basse, le 2DMOT n'est pas correctement chargé et le flux du jet atomique est nul. Une fois la puissance de repompage minimale atteinte, le 2DMOT délivre un jet canalisé qui dépend du puits dipolaire créé, principalement de sa profondeur. L'efficacité de capture croît avec le puits de potentiel. A forte puissance néanmoins les atomes sont chauffés par une absorption résiduelle et s'échappent du tube lumineux avant d'avoir parcouru les 300 mm. Les 3 effets et les 3 zones de fonctionnement sont visibles sur la Fig. 2 pour un ordre du mode valant 4.

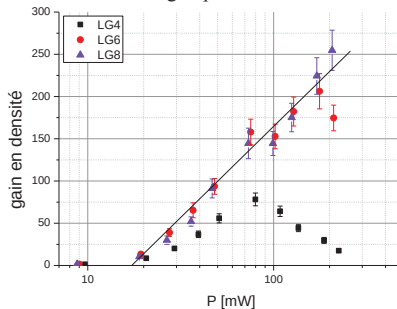


Fig. 2 : Gain en densité du jet en fonction de la puissance du mode LG pour des ordres valant 4, 6 et 8.

CONCLUSION

Le LG2DMOT améliore vraiment une version précédente du 2DMOT canalisé qui utilisait trois lasers [2], car il n'en utilise que deux et est moins contraignant en alignement. Par rapport au 2DMOT usuel il suffit d'en remplacer le laser pousseur par un laser repompeur façonné en mode LG et ayant une puissance suffisante. Typiquement avec 50-100 mW le gain en densité est supérieur à 100 (Fig.2). Le LG2DMOT a été récemment utilisé pour charger rapidement un 3DMOT, résultat préliminaire que nous présenterons, qui pourrait augmenter le taux de répétition des gravimètres et horloges à atomes froids.

RÉFÉRENCES

- [1] C. Cabrera-Gutiérrez, Thèse de doctorat de l'université Paris-Sud, Orsay, 2014.
- [2] V. Carrat, C. Cabrera-Gutiérrez, M. Jacquey, J. R. W. Tabosa, B. Viaris de Lesegno, and L. Pruvost, "Long-distance channeling of cold atoms exiting a 2D magneto-optical trap by a Laguerre-Gaussian laser beam", *Opt. Lett.*, vol. 39, pp. 719-722, 2014.

RELAXATION NON-LINÉAIRE ET ÉMISSION LASER POLYCHROMATIQUE DE POLARITONS EXCITONIQUES CONFINÉS

Gabriele Grosso^{1,2}, Stéphane Trebaol^{1,3}, Michiel Wouters⁴, François Morier-Genoud¹, Marcia T. Portella-Oberli¹, Benoît Deveaud¹

¹ Laboratory of Quantum Optoelectronics, EPFL, CH-1015 Lausanne, Switzerland

² Department of Electrical Engineering and Computer Science, MIT, Cambridge, Massachusetts 02139, United States

³ UMR FOTON, CNRS, Université de Rennes 1, Enssat, F22305 Lannion, France

⁴ 2TQC, University of Antwerp, Universiteitsplein 1, 2610 Antwerpen, Belgium

stephane.trebaol@enssat.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un nouveau mécanisme de relaxation non linéaire de polaritons confinés. Dans ce processus, un laser de pompe monochromatique peut être aiguillé vers différents modes d'un laser à polaritons. La mise en oeuvre de ce mécanisme conduit à la démonstration d'un laser à polaritons polychromatique dont les différentes composantes spectrales peuvent être activées par un contrôle de l'intensité du laser de pompe [1].

MOTS-CLEFS : *Laser ; Optique non linéaire ; Polaritons excitoniques*

1. INTRODUCTION

Les polaritons excitoniques résultent du couplage fort entre un mode d'excitons et un mode de photons. De part la manipulation relativement simple de leur densité et de leur spin, ils sont souvent cités comme candidats potentiels pour la réalisation de traitement du signal tout optique [2]. Nous présentons un nouveau mécanisme de relaxation non linéaire pour des polaritons confinés. Ce mécanisme est ensuite utilisé pour mettre en évidence la démonstration de principe d'un laser à polaritons multi-longueurs d'onde.

Les polaritons sont injectés dans dans un piège optique de $3\mu\text{m}$ de diamètre de telle sorte qu'un régime

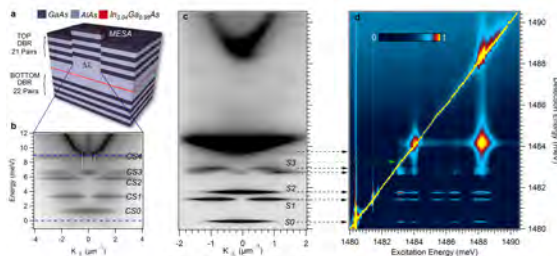


FIGURE 1 : *a* - Structure de la microcavité semiconductrice et du potentiel énergétique du piège optique (mésa). *b* - Simulation numérique des modes photoniques confinés de la mésa. *c* - Mesure de la dispersion sous excitation non résonante. La courbe de dispersion fait apparaître la branche de polariton du haut, du bas et les états de polaritons confinés du bas dans la mésa. Ces états sont indexés comme suit S_j avec $j = 0, 1, 2, 3$. *d* - Emission polaritonique en fonction de l'énergie d'excitation dans le régime de faible puissance d'excitation.

bistable se manifeste. Ce fonctionnement non-linéaire est ensuite imprimé sur les états confinés de plus faibles énergies (S2, S1, S0) au travers d'un mécanisme de relaxation efficace combinant interaction phononique et stimulation bosonique. Au dessus, du seuil non-linéaire, tous les états confinés présentent

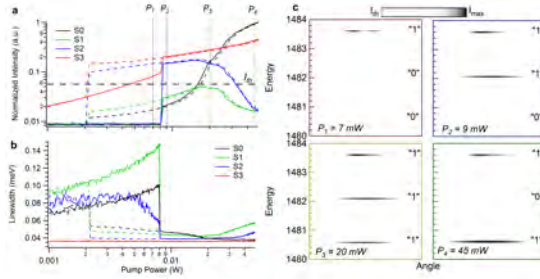


FIGURE 2 : *a* - Intensité normalisée de l'émission résolue spectralement des modes de polaritons confinés en fonction de l'augmentation (trait plein) et de la diminution (trait pointillé) de la puissance de pompe. *b* - Largeur spectrale des états confinés en fonction de la puissance de pompe. *c* - Les encarts présentent la dispersion expérimentale des états confinés pour différentes puissances du laser de pompe. L'état de sortie des trois modes peut être contrôlé (0 - 1) en ajustant la puissance du laser de pompe.

un comportement laser dont la cohérence est mise en évidence par un affinement spectral. L'ensemble des résultats expérimentaux est validé et reproduit dans le cadre de l'équation de Gross-Pitaevskii généralisée.

2. RELAXATION NON LINÉAIRE DE POLARITONS CONFINÉS

Le composant est fabriqué dans une microcavité en GaAs comprenant un unique puits quantique en InGaAs (Fig.1a). Le piège photonique est obtenu par gravure et résulte en un potentiel de confinement pour les photons de 9 meV (Fig.1b) donnant lieu à des états discrets de polaritons (Fig.1c) [3]. Le processus de relaxation dans le mesa est étudié par photoluminescence résonante en régime linéaire. Une relaxation très efficace est observée pour l'état S3 que nous attribuons au temps de vie très long du mode de polaritons (Fig.1d).

3. ÉMISSIONS LASER MULTIMODALES

L'idée principale de notre travail est d'utiliser la relaxation efficace du niveau S3 et d'imprimer son comportement fortement non linéaire sur les états de plus basses énergies. Un comportement bistable avec un seuil non linéaire est ainsi obtenu en décalant légèrement l'énergie du laser de pompe au dessus du niveau S3[4].

Au dessus du seuil, la bistabilité se manifeste sur l'état S3 (Fig.2a). Par le processus de relaxation, se comporte se réplique sur les états S2, S1 et S0. Au dessus du seuil, le système évolue comme un laser multimode dont les émissions sont situées à différentes énergies. En s'appuyant sur le comportement fortement non linéaire du système, des opérations logiques simples peuvent être démontrées. Il est possible de fixer un seuil de détection en intensité (I_{th}), comme montré sur la fig.2a, permettant ainsi d'allumer (1) et d'éteindre (0) les modes confinés tour à tour en fonction de la puissance du laser de pompe (Fig.2c). Par ailleurs, l'état de polarisation du laser de pompe est totalement conservé pendant le processus de relaxation permettant ainsi de réaliser des opérations logiques avec les différents modes de polaritons.

RÉFÉRENCES

- [1] G. Grosso, *et al.*, Phys. Rev. B **90**, 045307 (2014)
- [2] D. Snoke, Nature Nanotech., **8**, 393 (2013); A. Kavokin, Nature Photon., **7**, 591 (2013)
- [3] R. Kaitouni, *et al.*, Phys. Rev. B **74**, 155311 (2006)
- [4] A. Baas, *et al.*, Phys. Rev. A **69**, 023809 (2004)

MODES GÉOMÉTRIQUES DANS LES CAVITÉS LASER PARTIELLEMENT DÉGÉNÉRÉES

Nicolas Barré, Marc Brunel, Marco Romanelli

Institut de Physique de Rennes, UMR Université Rennes I - CNRS 6251, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes Cedex, France

marco.romanelli@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une méthode pour calculer le profil des modes géométriques qui oscillent dans une cavité laser partiellement dégénérée. Cette méthode consiste à projeter une distribution d'essai du champ sur un sous-ensemble de modes de même ordre modulo N , N étant l'ordre de dégénérescence du résonateur. La méthode permet de construire analytiquement le profil des modes, et d'avoir une image physique de la formation des structures transverse observées. On obtient un bon accord avec des simulations numériques de type Fox-Li, ainsi qu'avec les expériences.

MOTS-CLEFS : *Cavités laser ; dégénérescence partielle*

L'intérêt pour les cavités optiques dégénérées est apparu dès que les premiers lasers ont été développés [1]. En effet, les propriétés auto-imageantes des cavités dégénérées donnent au laser beaucoup de liberté quant au choix du profil spatial. Ainsi, en condition de dégénérescence le mode peut s'auto-ajuster pour optimiser le recouvrement avec le gain [2], et extraire ainsi un maximum de puissance [3]. De par le grand nombre de degrés de liberté disponibles à dégénérescence, des nombreux profils transverses originaux ont été observés, comme les modes géométriques [4] ou les modes à plusieurs *waists* [5]. Nous avons développé un modèle qui explique toutes ces observations, et d'autres encore [6]. Ce modèle permet de se rendre compte qu'en effet les observations de [5] rentrent aussi dans la catégorie des modes géométriques. Dans les configurations de cavité et de pompage les plus simples, il est possible de calculer analytiquement le profil du mode laser, en bon accord avec les résultats de simulations numériques de type Fox-Li ainsi qu'avec les expériences (Fig. 1).

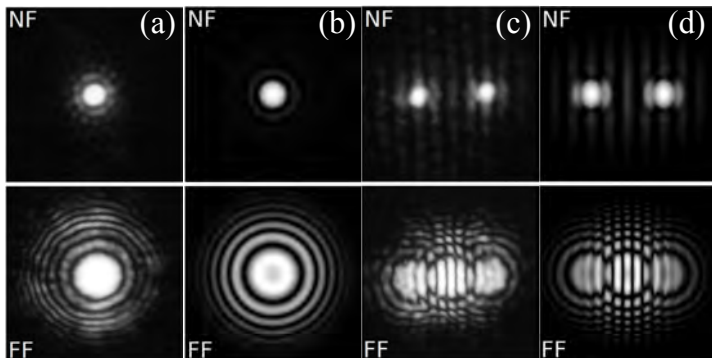


FIGURE 1 : Modes géométriques observés à dégénérescence ($L = R_c/2$). Pompage sur l'axe optique : (a) expérience ; (b) simulation Fox-Li. Pompage hors axe : (c) expérience ; (d) simulation Fox-Li. NF : champ proche. FF : champ lointain.

La cavité laser que nous utilisons est constituée d'un miroir plan et d'un miroir concave. Le milieu actif est un cristal de Nd :YAG de 1 mm d'épaisseur, dont la face d'entrée joue le rôle d'un miroir plan parfaitement réfléchissant. Le miroir de sortie a un rayon de courbure $R_c = 20$ cm, et un coefficient de réflexion $R = 98\%$. Nous considérons ici la dégénérescence d'ordre 4 ($\psi_G = 2 \tan^{-1}(L/z_R) = \frac{2\pi}{4}$), atteinte pour une longueur de cavité $L = R_c/2$. Dans cette configuration, $\mathbb{M}^4 = \mathbb{I}$, $\mathbb{M}$ étant la matrice $ABCD$ d'un aller-retour dans la cavité. De plus, les modes HG de même ordre modulo 4 sont dégénérés en fréquence. Dans ces conditions, il est possible, à partir de n'importe quelle distribution transverse initiale de champ $u_0(x, y)$, de construire un mode propre géométrique en projetant $u_0(x, y)$ sur une des quatre sous-familles de modes de même ordre modulo 4 [6]. Il existe donc à priori N manières différentes, pour une dégénérescence d'ordre N , de construire un mode propre à partir d'une même distribution u_0 ; de plus, comment choisir u_0 ? Bien qu'il soit difficile de donner une formulation rigoureuse de ce problème, dans beaucoup de cas l'ambiguïté peut-être levée en choisissant une distribution initiale qui maximise l'intégrale de recouvrement entre le profil du mode et celui du gain [7] ; on peut procéder de la même manière pour déterminer lequel parmi les N modes géométriques a le plus de chances d'osciller. On obtient ainsi, tant dans le cas de pompage sur l'axe que pour le pompage hors axe, un profil de mode en très bon accord avec les simulations numériques de type Fox-Li et les expériences (Fig. 2).

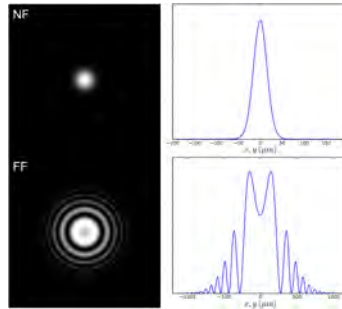


FIGURE 2 : Mode géométrique construit analytiquement, dans le cas d'un pompage sur l'axe optique.

RÉFÉRENCES

- [1] J. A. Arnaud, "Degenerate optical cavities", Appl. Opt. **8**, 189 (1969).
- [2] V. Couderc, O. Guy, A. Barthelemy, C. Froehly, and F. Louradour, "Self-optimized resonator for optical pumping of solid-state lasers", Opt. Lett. **19**, 1134 (1994).
- [3] Q. Zhang, B. Ozygus, and H. Weber, "Degeneration effects in laser cavities", Eur. Phys. Journ. - Appl. Phys. **6**, 293 (1999).
- [4] J. Dingjan, M. van Exter, and J. Woerdman, "Geometric modes in a single-frequency Nd :YVO4 laser", Opt. Comm. **188**, 345 (2001).
- [5] C.-H. Chen, P.-T. Tai, W.-F. Hsieh, and M.-D. Wei, "Multibeam-waist modes in an end-pumped Nd :YVO4 laser", J. Opt. Soc. Am. B **20**, 1220 (2003).
- [6] N. Barré, "Étude de la sélection des structures transverses stationnaires dans les lasers", thèse de doctorat (2014) ; N. Barré et al., article en préparation.
- [7] N. Barré, M. Romanelli, and M. Brunel, "Role of cavity degeneracy for high-order mode excitation in end-pumped solid-state lasers", Opt. Lett. **39**, 1022 (2014).

LES MARCHES ALEATOIRES (QUANTIQUES) DANS LES MILIEUX ALEATOIRES

Hugo Defienne¹, Marco Barbieri⁴, Etienne Werly¹, Benoit Chalopin³, Beatrice Chatel³, Ian Walmsley², Brian Smith², Sylvain Gigan¹

¹Laboratoire Kastler Brossel, ENS-PSL Research University, CNRS,

UPMC-Sorbonne universités, Collège de France ; 24 rue Lhomond, F-75005 Paris, France

²Clarendon Laboratory, University of Oxford, Parks Road, Oxford, OX1 3PU, United Kingdom

³Laboratoire de Collisions, Agrégats, Réactivité (CNRS UMR 5589), IRSAMC, Université Paul Sabatier, 31062 Toulouse, France

⁴Università degli Studi Roma Tre, Via della Vasca Navale 84, 00146, Rome, Italy

hugo.defienne@lkb.ens.fr

RÉSUMÉ

Les milieux optiques complexes, comme des couches de peinture ou des fibres multimodes, peuvent être utilisés comme des structures optiques multimodes afin de réaliser des marches quantiques de photons. Les méthodes de contrôle de front d'onde, développées pour imager ou focaliser la lumière à travers ces milieux aléatoires, s'étendent aux états non-classiques de la lumière et permettent alors de contrôler la propagation des photons réalisant ces marches. Les résultats d'expériences de manipulation de photon uniques et de paires de photons à travers des milieux complexes ouvrent d'importantes perspectives relatives aux procédés de calcul et de communication quantique.

MOTS-CLEFS : *Optique quantique ; milieux complexes ; optique adaptative*

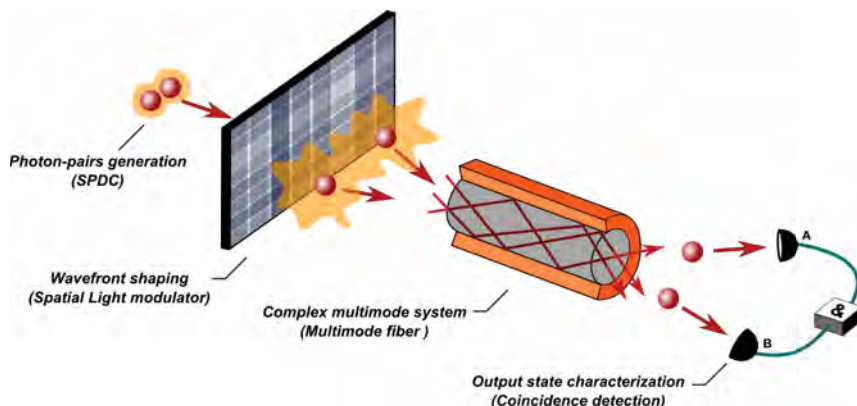
1. INTRODUCTION

Les marches aléatoires quantiques de photons sont maintenant considérées comme un outil de modélisation puissant à la base de nombreux algorithmes de calcul et de simulation quantique. Leur réalisation expérimentale a fait un bond en avant avec le développement des structures optiques intégrées, comme en témoigne la forte activité du domaine au cours de ces dix dernières années [5]. Ces plateformes optiques souffrent néanmoins d'importantes limites liées à leur procédé de fabrication. En particulier, le faible nombre de modes qu'elles sont capables de coupler efficacement reste un problème qu'il convient de dépasser pour rendre compétitif les algorithmes de calcul quantique dont elles sont le support par rapport à ceux des ordinateurs classiques.

En parallèle de ces recherches, l'optique des milieux complexes a récemment concentré une forte attention à travers l'utilisation des méthodes de modulation de front d'onde pour contrôler la lumière s'y propageant [1]. Une approche multimodale des milieux diffusants – introduisant le concept de matrice de diffusion optique - a notamment été développée dans notre groupe. Associée aux méthodes de contrôle de front d'onde, elle est utilisée pour imager ou focaliser la lumière à travers les milieux complexes [2]. Les milieux complexes, comme des couches de peintures ou les fibres multimodes, sont donc des plateformes optiques que l'on peut caractériser et qui offrent un couplage optique cohérent entre un très grand nombre de modes. Elles se présentent donc comme un dispositif photonique très intéressant pour y établir des marches quantiques de photons.

Dans notre travail, nous avons utilisé ces milieux ainsi que les méthodes de contrôle de front d'onde afin d'implémenter et de contrôler des marches aléatoires quantiques. Des photons uniques et des paires de photons ont ainsi été guidés à travers des couches de peinture et des fibres multimodes.

2. EXPERIENCES



Expérience permettant l'implémentation et le contrôle de marches quantiques de paires de photons dans une fibre multimode.

Les expériences réalisées ont permis de démontrer le contrôle déterministe de la propagation d'états non-classiques. D'une part, la modulation de front d'onde a permis de focaliser des photons uniques se propageant dans une couche de peinture dans des modes de sortie arbitrairement sélectionnés [3]. D'autre part, des paires de photons ont été guidées sélectivement afin d'optimiser les coïncidences entre différents modes de sortie. Dans ce cas, la contribution des interférences quantiques au processus de focalisation a été caractérisée [4].

3. CONCLUSION

Cette étude démontre qu'il est possible d'étendre l'utilisation des méthodes de contrôle de front d'onde, développées avec de la lumière classique, aux états non-classiques de la lumière, en manipulant à la fois les interférences classiques et quantiques se produisant dans le milieu. Cette capacité de contrôle permet de transformer un système complexe en une plateforme multimode reprogrammable, ce qui lui conférerait un avantage conséquent par rapport aux dispositifs existants, en plus du très grand nombre de modes qu'elle couple.

L'association inédite entre l'optique quantique et le contrôle de la lumière dans les milieux complexes a permis la réalisation et le contrôle de marche quantiques à plusieurs photons dans des milieux très multimodes. En généralisant les méthodes de modulation de front d'onde aux états non-classiques, ces expériences apportent une contribution significative au domaine de l'optique dans les milieux complexes. Par ailleurs, la possibilité d'utiliser de nouvelles plateformes multimodes reconfigurables contribue à accélérer la réalisation de calculateurs quantiques compétitifs.

[1] Mosk *et al.*, *Review. Nat Photon* 6, 283–292. (2012)

[2] Popoff, S. M. *et al.* Measuring the transmission matrix in optics: an approach to the study and control of light propagation in disordered media. *PRL* 10, 104. 100601 (2010).

[3] Defienne, H. *et al.* Nonclassical light manipulation in a multiple-scattering medium. *Opt. Lett.* 39, 6090–6093 (2014).

[4] Defienne, H. *et al.* Control of two-photon quantum walk in a complex multimode system by wavefront shaping. arXiv:1504.03178 [quant-ph]

[5] Publications récentes d'optique quantique dans des structures intégrées: A. Peruzzo, *et al.*, *Science* 329, 1500 (2010) ; A. Schreiber, *et al.*, *Science* 336, 55 (2012) ; A. M. Childs, D. Gosset, Z. Webb, *Science* 339, 791 (2013) ; T. M. Tillmann, *et al.*, *Nature Photonics* 7, 540 (2013) ; A. Crespi, *et al.*, *Nature Photonics* 7, 545 (2013) ; J. B. Spring, *et al.*, *Science* 339, 798 (2013) ; M. A. Broome, *et al.*, *Science* 339, 794 (2013).

MESURE DE PRECISION DU RAPPORT D'EMBRANCHEMENT DE L'ÉTAT $P_{1/2}$ SUR UN ION Sr^+ UNIQUE REFOUILLÉ DANS UN PIÈGE SURFACIQUE

Jean-Pierre Likforman¹, Samuel Guibal¹, Vincent Tugayé¹, Luca Guidoni¹

¹ Université Paris–Diderot, Sorbonne Paris Cité,
Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162 CNRS, F-75205 Paris, France

luca.guidoni@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous avons mesuré le rapport d'embranchement de l'état excité $P_{1/2}$ vers le deux états $S_{1/2}$ (fondamental) et $D_{3/2}$ (métastable) dans le cas de l'ion $^{88}\text{Sr}^+$. Cette expérience, basée sur une technique de comptage de photons récemment proposée [1], nous a permis d'améliorer de plus d'un ordre de grandeur la précision de la mesure par rapport à la littérature. Le résultat est en excellent accord avec les modèles théoriques les plus récents [2]. Ce travail démontre les performances des dispositifs de piégeage microfabriqués dans le domaine de la spectroscopie de précision.

MOTS-CLEFS : ions piégés ; refroidissement laser ; spectroscopie ; micropièges surfaciques

La mesure des grandeurs spectroscopiques dans le cas des atomes complexes et leur comparaison aux calculs théoriques permet d'affiner de plus en plus la compréhension de la structure atomique. Les espèces atomiques désignées comme étalons secondaires [3] revêtent un intérêt particulier de ce point de vue et le cas de l'ion $^{88}\text{Sr}^+$ a été donc étudié en détail [2]. Les mesures de précision dans le cas des ions piégés ont en particulier bénéficié des techniques sophistiquées mises en oeuvre lors du développement des expériences d'information quantique. En particulier, une technique permettant de mesurer le rapport d'embranchement à partir de l'état excité $P_{1/2}$ vers le deux états $S_{1/2}$ (fondamental) et $D_{3/2}$ (métastable) a été récemment proposée et appliquée à l'ion $^{40}\text{Ca}^+$ [1]. Nous appliquons ici cette même technique à l'ion d'intérêt métrologique $^{88}\text{Sr}^+$ dont nous mesurons le rapport d'embranchement avec une précision accrue de plus d'un ordre de grandeur par rapport à la meilleure mesure de la littérature. Cette mesure est en excellent accord avec les derniers calculs théoriques en date [2].

L'expérience est basée sur un piège surfacique microfabriqué de taille caractéristique (taille transverse des électrodes radiofréquence) $120\text{ }\mu\text{m}$. Un ion unique $^{88}\text{Sr}^+$ est créé par photoionisation et piégé dans le dispositif inséré dans une enceinte où la pression est inférieure à 5×10^{-11} mbar. La technique du refroidissement Doppler de l'ion est mise en oeuvre en adressant la transition $5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{1/2}$ ($\nu = 711\text{ THz}$, $\lambda = 422\text{ nm}$). L'accumulation de la population atomique dans l'état métastable est empêchée en adressant la transition $4d^2D_{3/2} \rightarrow 5p^2P_{1/2}$ à 275 THz par un laser dit "reporteur".

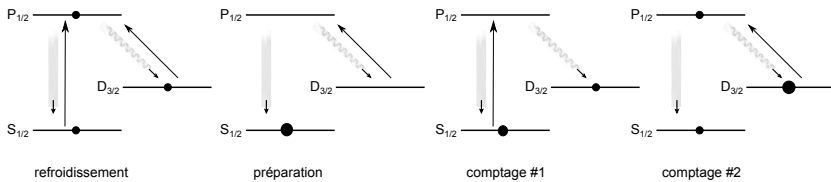


FIGURE 1 : Séquence expérimentale utilisée pour la mesure du rapport d'embranchement. la durée typique de la phase de refroidissement est de la milliseconde. les autres phases durent quelques dizaines de microsecondes.

En suivant la technique de la référence [1], et comme illustré dans la figure 1, après une phase de refroidissement d'une durée typique de la milliseconde, l'ion est soumis à une séquence de mesure au cours de laquelle il est d'abord préparé dans l'état fondamental, puis excité dans l'état $P_{1/2}$ par le seul laser à 711 THz (comptage des photons émis), puis soumis au seul laser "repompeur" (comptage des photons émis). Grâce au fait que pour un large choix des paramètres expérimentaux le nombre des photons compté ne dépend pas des détails de l'excitation et grâce au fait que l'efficacité de détection expérimentale (de l'ordre de 1×10^{-3}) ne rentre pas dans l'expression finale du rapport d'embranchement, la précision de la mesure est en principe limitée seulement par le nombre total de photons comptés.

En répétant ces séquences un grand nombre de fois (de l'ordre de 3×10^5), il nous a été possible de réduire la principale source d'erreur due à la statistique de comptage et d'extraire de nos mesures le rapport d'embranchement $R = 17.42(0.24)$. Ce nombre peut être interprété comme le nombre de photons moyens émis sur la transition $P_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$ avant d'émettre un photon sur la transition $P_{1/2} \rightarrow D_{3/2}$. Cette valeur est en excellent accord avec la référence [2] qui évalue ce même rapport d'embranchement à 16.98(0.28). La précédente détermination expérimentale de 13.4(2.0) [4] est en revanche en léger désaccord avec ces deux résultats.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Ramm, T. Pruttivarasin, M. Kokish, I. Talukdar, and H. Häffner, "A New Optical Fiber-Precision Measurement Method for Branching Fractions of Excited $P_{1/2}$ States Applied to $^{40}\text{Ca}^+$," *Phys. Rev. Lett.*, vol.111, 023004, 2013.
- [2] D. Jiang, B. Arora, M. S. Safronova, and C. W. Clark, "Blackbody-radiation shift in a $^{88}\text{Sr}^+$ ion optical frequency standard," *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, vol.42, 154020, 2009.
- [3] International Committee for Weights and Measures 2006 *Proc. Sessions of 95th Meeting (October 2006)* <http://www.bipm.org/utis/en/pdf/CIPM2006-EN.pdf>.
- [4] A. Gallagher, "Oscillator Strengths of Ca II, Sr II, and Ba II," *Phys. Rev.*, vol.157, pp 24-30, 1967.

VERS UNE MESURE DE LA VIOLATION DE LA SYMETRIE DE PARITE DANS LES MOLECULES CHIRALES PAR SPECTROSCOPIE VIBRATIONNELLE

Sean K. Tokunaga^{1,2}, Alexander Shelkovnikov^{1,2,3}, Papa Lat Tabara Sow^{1,2}, Bérengère Argence^{2,1}, Sinda Mejri^{2,1}, A. Goncharov^{1,2,4}, Olivier Lopez^{2,1}, Christophe Daussy^{1,2}, Anne Amy-Klein^{1,2}, Christian Chardonnet^{2,1}, Benoît Darquie^{2,1}

¹ *Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers, 93430 Villetaneuse, France*

² *CNRS, UMR 7538, LPL, 93430 Villetaneuse, France*

³ *P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences, 119991 Moscow, Russia*

⁴ *Institute of Laser Physics of SB RAS, Novosibirsk, 630090 Russia*

benoit.darquie@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

La force nucléaire faible ne conserve pas la symétrie de parité. Ceci n'a encore jamais été mis en évidence sur des systèmes moléculaires et devrait se traduire par une différence infime entre les niveaux d'énergie des deux énantiomères d'une molécule chirale. Il en résulte, si l'on compare leur spectre vibrationnel, des différences de fréquences que nous avons l'intention de mesurer par spectroscopie laser. Nous présentons ici nos résultats les plus récents dans cette direction

MOTS-CLEFS : *spectroscopie moléculaire de précision dans l'infrarouge moyen ; tests de physique fondamentale ; métrologie des fréquences ; lasers à cascade quantique*

1. INTRODUCTION

La violation de la parité (VP) dans les molécules chirales n'a encore jamais été observée. Induite par la force nucléaire faible, la VP devrait se traduire par une différence de fréquence si l'on compare la même transition rovibrationnelle de deux énantiomères d'une molécule chirale. Cet effet est cependant très fin et sa mesure est un réel défi expérimental. Se lancer dans cette expérience difficile est important pour plusieurs raisons. La mise en évidence de la VP dans les molécules chirales constituerait un test du modèle standard de l'univers dans le régime des basses énergies, ou pourrait même aider à sonder la physique au-delà du modèle standard. Une telle mesure aiderait à répondre à des questions ouvertes de physique nucléaire et pourrait en outre être confrontée aux protocoles de calculs utilisés en chimie quantique relativiste. Il a également été suggéré que la VP ait un lien avec l'homochiralité biologique, le très fort déséquilibre en quantité observé sur terre entre configuration droite et gauche pour les molécules biologiques.

2. MOLECULES CONSIDEREES ET DISPOSITIF EXPERIMENTAL ENVISAGE

Jusqu'à présent aucune expérience n'a atteint la sensibilité suffisante pour observer ces différences de fréquence infimes. Des calculs de chimie théorique prévoient, pour des complexes chiraux de métaux lourds, des décalages en fréquence dus à la VP de l'ordre de 1 Hz pour des transitions à 30 THz [1,2]. Bien que ce niveau de sensibilité représente un défi, il peut être atteint par la technique d'interférométrie de Ramsey à 2 photons sur un jet. Plusieurs espèces candidates prometteuses ont été synthétisées, mais à l'état solide à température ambiante. Nous avons donc travaillé au développement d'un dispositif d'interférométrie de Ramsey dans le moyen infrarouge permettant de la mise en jet de molécules solides et utilisant des lasers à CO₂ ultra-stables, référencés aux standards de fréquence primaires parisiens grâce à un lien optique fibré. Avec un tel

dispositif, nous espérons atteindre une sensibilité relative d'environ 10^{-15} (~ 10 mHz) sur la différence de fréquence entre énantiomères [1].

3. RESULTATS RECENTS

Nous présentons ici des études préliminaires récentes du méthyltrioxorhénium (MTO), une molécule achirale test dont les dérivés chiraux, récemment synthétisés, devrait présenter un effet de PV à environ 10^{-14} [2]. Des spectres de haute résolution du MTO ont été enregistrés [3,4], en cellule (à température ambiante et cryogénique) et en jet supersonique. Ce travail nous a permis d'identifier plusieurs éléments clés du dispositif expérimental qui nécessitaient des améliorations, avant de pouvoir envisager une mesure de PV. Le premier de ces éléments est le manque d'accordabilité de nos lasers à CO_2 ultra-stables. Nous présentons nos efforts actuels vers leur remplacement par des lasers à cascade quantique (QCL) [5,6], la toute dernière technologie laser dans l'infrarouge moyen présentant une accordabilité remarquable. Par ailleurs, notre dispositif de jet moléculaire supersonique actuel ne permet d'atteindre des flux que très modestes pour des espèces solides à température ambiante comme le MTO ou ses dérivés chiraux. Nous prévoyons de surmonter cette difficulté en développant un jet moléculaire issu d'une cellule cryogénique dans laquelle les molécules, après ablation laser, sont refroidies par collisions avec un gaz tampon (*buffer-gas-cooled molecular beams*). Nous présenterons nos travaux récents sur la mise en œuvre du *buffer-gas cooling* sur des espèces polyatomiques et présenterons des premiers spectres de MTO en cellule cryogénique.

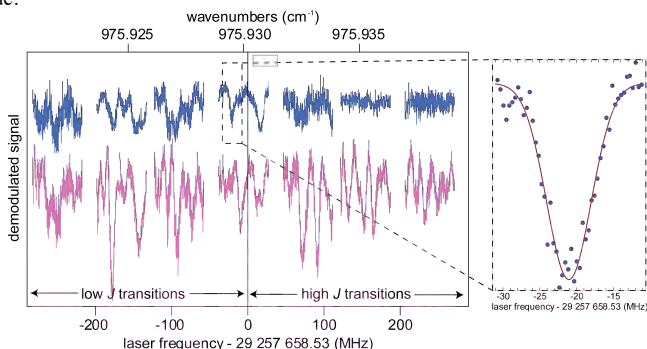


Fig. 1 : Spectres d'absorption linéaire d'un jet supersonique de MTO (0 MHz correspond à la raie d'émission R(20) du laser à CO_2). Courbe du bas, rose (du haut, bleue) : température translationnelle ≥ 5 K (~ 1 K).

RÉFÉRENCES

- [1] B. Darquié et al, "Progress Toward the First Observation of Parity Violation in Chiral Molecules by High-Resolution Laser Spectroscopy," *Chirality*, vol. 22, pp. 870-884, 2010.
- [2] N. Saleh et al, "A chiral rhénium complex with predicted high parity violation effects: synthesis, stereochemical characterization by VCD spectroscopy and quantum chemical calculations," *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 15, pp. 10952-10959, 2013.
- [3] C. Stoeffler et al, "High resolution spectroscopy of methyltrioxorhénium: towards the observation of parity violation in chiral molecules," *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 13, pp. 854-863, 2011.
- [4] S. K. Tokunaga et al, "Probing weak force induced parity violation by high resolution mid-infrared molecular spectroscopy," *Mol. Phys.*, vol. 111, pp. 2363-2373, 2013.
- [5] P.L.T. Sow et al, "A widely tunable $10\text{-}\mu\text{m}$ quantum cascade laser phase-locked to a state-of-the-art mid-infrared reference for precision molecular spectroscopy," *App. Phys. Lett.*, vol. 104, p. 264101, 2014.
- [6] B. Argence et al, "Quantum cascade laser frequency stabilization at the sub-Hz level," accepté pour publication dans *Nature Photon.*, 2014.

DETERMINATION POLARIMETRIQUE DE L'ORIENTATION D'UN NANOEMETTEUR

C. Lethiec¹, L. Thu N'Guyen¹, J. Laverdant², C. Javaux³, B. Dubertret³, F. Pisanello⁴, L. Carbone¹, L. Coolen¹, A. Maître¹

1. Institut des Nanosciences de Paris, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75252 Paris cedex 05, France

2. Institut Lumière Matière, Université de Lyon, Université Lyon 1, Villeurbanne, France

3. Laboratoire de Physique et d'Etude des Matériaux, ESPCI, UPMC, CNRS, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris, France

4. Università del Salento, via per Monteroni, 73100 Lecce, Italy

agnes.maitre@insp.upmc.fr

RÉSUMÉ

L'orientation d'un émetteur placé dans une nanostructure est cruciale pour une interaction lumière matière optimisée. Nous proposons ici une méthode polarimétrique pour déterminer l'orientation d'un dipôle émetteur.

MOTS-CLEFS : *nanoémetteur, polarimétrie, dipôle, orientation*

1. INTRODUCTION

Le couplage d'un nanoémetteur à une nanostructure permet de contrôler et optimiser ses propriétés d'émission qui peut ainsi être rendue plus efficace, plus directive, plus rapide... Cependant un couplage efficace nécessite de pouvoir assurer l'accord aussi bien spectral que spatial et enfin que le nanoémetteur soit orienté correctement. L'accord spectral consiste à faire coïncider la fréquence d'émission et la fréquence de résonance de la nanostructure. Cet accord peut être difficile à atteindre dans le cadre de cavités diélectriques très fines, mais est relativement facile à atteindre en plasmonique car les résonances sont alors très larges. L'accord spatial a longtemps été un défi et aujourd'hui encore de nombreuses réalisations expérimentales sont basées sur des dépôts aléatoires d'émetteurs suivis d'une post sélection drastique. Néanmoins depuis quelques années plusieurs méthodes efficaces utilisant par exemple, un repérage préalable de l'émetteur avant la réalisation de la nanostructure [1] ont permis de positionner l'émetteur exactement au maximum du champ résonant. Des facteurs de Purcell élevés dans des antennes plasmoniques [2] ont par exemple été obtenus par ces techniques. Cependant pour être efficace, il est indispensable que le dipôle associé à l'émetteur soit bien orienté parallèlement au champ résonant. Le contrôle de l'orientation de l'émetteur reste encore problématique. Nous proposons ici non pas d'orienter l'émetteur mais de déterminer son orientation afin de sélectionner avant de réaliser la nanostructure, les émetteurs correctement orientés.

L'imagerie défocalisée [3] est une méthode efficace et bien établie pour avoir une information qualitative sur l'orientation d'un dipôle. Néanmoins, cette méthode n'est pas pertinente pour la plasmonique les diagrammes de rayonnement des émetteurs situés à proximité d'une interface métallique, étant plus ou moins les mêmes, quelle que soit leur orientation. Nous proposons donc ici une méthode polarimétrique [4] permettant d'extraire l'information sur l'orientation du dipôle.

2. DETERMINATION POLARIMETRIQUE DE L'ORIENTATION D'UN EMETTEUR

Un nanoémetteur peut être considéré soit comme un simple dipôle (une molécule par exemple) soit comme la somme de deux dipôles orthogonaux et incohérents (nanocristaux de CdSe/ZnS par exemple). Par analogie, des billes de polymère remplies de molécules de colorant et de 200nm de diamètre peuvent être modélisées comme un dipôle 3D (somme de 3 dipôles incohérents orthogonaux).

La dynamique, la polarisation et le diagramme d'émission d'un émetteur unique couplé à une structure photonique dépendent de la dimensionnalité du dipôle associé à l'émetteur, et de son orientation par rapport à la structure. La méthode détaillée dans [4] consiste tout d'abord à déterminer la dimensionnalité du dipôle en étudiant la polarisation d'émission de collections statistiques de centaines d'émetteurs orientés aléatoirement. La distribution d'anisotropie, définie comme $(I_x - I_y)/(I_x + I_y)$ où x et y sont deux directions de polarisation orthogonale, est limitée par ses valeurs extrêmes qui sont une signature de la dimensionnalité du dipôle. On établit ainsi que des nanocristaux de CdSe/CdS sont des dipôles 2D[4] et nanobatonnets de CdSe/CdS des dipôles 1D[5].

Une fois la dimensionnalité du dipôle connue, on peut déterminer à l'échelle individuelle son orientation. En analysant à l'aide d'un polariseur son émission, la phase et le contraste de la courbe sinusoidale ainsi obtenue permettent de déterminer l'orientation du dipôle dans l'espace. Cette analyse a été pour des nanocristaux de CdSe/CdS et de CdS/ZnS [4] ainsi que pour des nanobatonnets de CdSe/CdS [5]

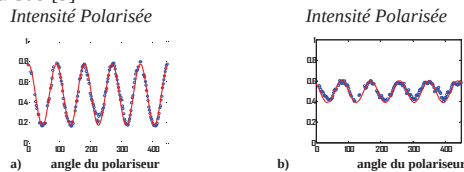


Fig 1 : intensité transmise par le polariseur d'analyse pour un nanoémetteur unique en fonction de l'angle de rotation du polariseur. Ligne rouge : simulation, points bleus ; points expérimentaux. a) CdSe/CdS nanobatonnets, (1D dipole) , b) CdSe/CdS nanocristaux

CONCLUSION

La détermination polarimétrique de l'orientation d'un dipôle est complémentaire de l'imagerie défocalisée et en prend en particulier le relais dans le cadre de la plasmonique. Une information quantitative sur l'orientation du dipôle dans l'espace est obtenue.

REFERENCES

- [1] A. Dousse, L. Lanco, J. Suczynski, E. Semenova, A. Miard, A. Lemaitre, I. Sagnes, C. Roblin, J. Bloch, P. Senellart, "Controlled Light-Matter Coupling for a Single Quantum Dot Embedded in a Pillar Microcavity Using Far-Field Optical Lithography", *Phys. Rev. Lett.* **101**, 267404 (2008).
- [2] C. Belacel, B. Habert, F. Bigourdan, F. Marquier, J-P. Hugonin, S. Michaelis de Vasconcellos, X. Lafosse, L. Coen, C. Schwob, C. Javaux, B. Dubertret, J-J. Greffet, P. Senellart, A. Maître, *Controlling spontaneous emission with plasmonic optical patch antennas*, *Nanoletters* **13** 1516 (2013) <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/nl3046602>
- [3] Sepiol J., Jasny J, Keller J., Wild U.P., Single molecules observed by immersion mirror objective. The orientation of terrylene molecules via the direction of its transition dipole moment, *Chemical Physics Letters*, **273**, 444 (1997)
- [4] C. Lethiec et al, "Three-dimensional orientation measurement of a single fluorescent nanoemitter by polarization analysis", *Phys. Rev. X* **4**, 021037 (2014), <https://journals.aps.org/prx/pdf/10.1103/PhysRevX.4.021037>
- [5] C. Lethiec et al, "Polarimetry-based analysis of dipolar transitions of single colloidal CdSe/CdS dot-in-rods", *New Journal of Physics* **16**, 093014 (2014) , <http://iopscience.iop.org/1367-2630/16/9/093014/>

UN REGISTRE D'ATOMES UNIQUES DANS UNE MICRO-CAVITÉ POUR LA GÉNÉRATION D'ÉTATS INTRIKUÉS MULTIPARTICULES

Francesco Ferri¹, Sébastien Garcia¹, Claire Lebouteiller¹, Torben Pöplau¹, Eckhard Wallis¹, Guillaume Coppola¹, Jakob Reichel¹, Romain Long¹

¹ Laboratoire Kastler Brossel, Ecole Normale Supérieure - 24 Rue Lhomond, 75005 Paris, France

francesco.ferri@lkb.ens.fr

RÉSUMÉ

On décrit les éléments principaux d'un nouveau projet expérimental pour la création d'intrication quantique dans ensembles atomiques mesoscopiques (~ 100 particules). Le setup, en phase de construction avancée, réunit des techniques de QED dans une micro-cavité et de microscopie pour gaz quantiques en réseau. Cela permettra d'explorer des nouveaux schémas pour la production d'intrication et de caractériser l'état quantique du système au niveau du single qubit.

MOTS-CLEFS : *Intrication ; Micro-cavités ; Microscopie de gaz quantiques*

1. INTRODUCTION

La création et la caractérisation de systèmes quantiques intriqués a connu un très grand développement pendant les dernières années. La génération d'états intriqués avec un grand nombre de particules reste un défi, du point de vue fondamental ainsi que quant au développement de technologies quantiques. La création d'intrication dans des larges ensembles est souvent accompagnée par l'impossibilité de caractériser complètement l'état quantique du système. Le but du projet expérimental en question consiste à générer états intriqués mésoscopiques (jusqu'à 100 qubits) en gardant la résolution sur la mesure de l'état quantique au niveau du single qubit.

Dans ce projet, l'intrication est générée entre des qubits encodé sur des états hyperfins d'atomes de ^{87}Rb . L'ensemble atomique est couplé à une cavité optique fibrée à haute finesse, qui permet d'atteindre le régime de couplage fort. Au coeur du setup expérimental en construction il y a la possibilité de réaliser des mesures quantiques non destructives sur l'ensemble d'atomes grâce à la cavité. Ces mesures réalisées à travers la cavité permettent premièrement d'introduire l'intrication quantique dans l'ensemble ; deuxièmement, elles permettent de caractériser l'état quantique avec la résolution d'un seul qubit. Un résultat récent obtenu dans notre équipe a montré la création d'états intriqués de plus de 40 atomes en utilisant cette méthode [1]. Dans le nouveau setup les atomes seront piégés dans un réseau optique 1D le long de l'axe de la cavité, en formant une chaîne d'atomes uniques. Il sera ainsi possible d'observer et adresser chaque atome dans la cavité par moyen d'un microscope à haute résolution. En plus, l'utilisation de faisceaux laser orthogonaux à la cavité permettra de réaliser manipulation complexe sur l'ensemble atomique. Cela ouvre à la création d'états intriqués non symétriques et au développement de nouveaux schémas pour la création d'intrication.

2. SETUP EXPÉRIMENTAL

Pour la production d'états intriqués multiparticules, on se servira d'une cavité Fabry-Perot fibrée (FFP) ; une telle cavité se produit entre deux miroirs courbés qui sont réalisés sur les extrémités de deux fibres optiques l'une en face à l'autre [2]. Cette cavité à haute finesse permet d'atteindre le régime de couplage fort de la QED en cavité. Le laser de probe est résonant avec la transition D_2 du ^{87}Rb ($\lambda_{\text{probe}} = 780 \text{ nm}$). Un réseau optique intra-cavité avec une distance entre les sites égal à λ_{probe} permet de piéger au maximum un atome dans chaque site (Fig. 1a). Cela permet d'éviter les collisions entre les atomes, qui constituent des importantes sources de pertes dans les expériences passées, et en même temps de garder un couplage identique de chaque atome à la cavité. Après avoir accompli plusieurs tests pour en

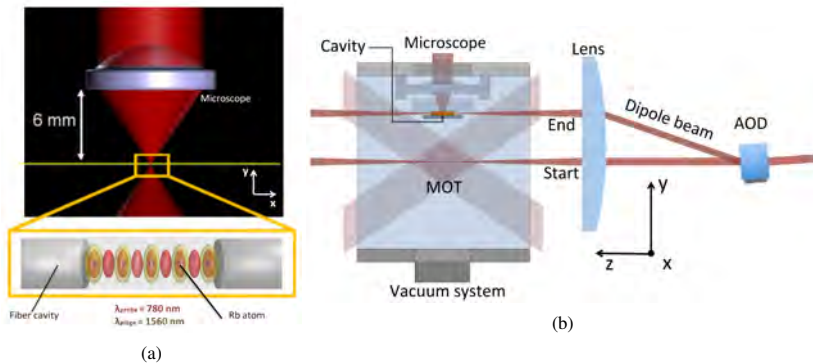


FIGURE 1: (a) Représentation du réseau intracavité et du microscope pour l'adressage des singles sites. (b) Schéma du transport des atomes froids du MOT dans la cavité FFP.

vérifier les propriétés, la cavité FFP est maintenant en phase de construction. Dans les dernières années, beaucoup de progrès ont été faits dans notre équipe en ce qui concerne la fabrication des miroirs pour la réalisation d'une cavité fibrée. Cela nous permet notamment de contrôler précisément la biréfringence de la cavité FFP. Dans le setup en construction, la manipulation des atomes de ^{87}Rb est faite entièrement dans une seule cellule en verre à ultra vide (Fig. 1b). Dans chaque cycle expérimental, les atomes sont fournis par un dispenser pulsé et refroidit dans une piège magnéto-optique (MOT) situé au centre de la cellule. La cavité fibrée sera placée 1.5 cm au dessus du MOT. Les atomes froids peuvent atteindre la cavité grâce à un transport en piège dipolaire à faisceau unique focalisé (Fig. 1b). Le faisceau dipolaire se déplace grâce à un déflecteur acousto-optique situé dans le foyer de la lentille. En exploitant le fait que le déplacement se fait dans la direction de piégeage fort, on peut transporter les atomes rapidement (100 ms) avec des pertes d'atomes assez faibles ($< 10\%$). Ce résultat permet de garder un temps assez court pour chaque cycle expérimental, qui est important dans le contexte d'expériences qui demandent beaucoup de mesures (*e.g.* tomographie quantique). Le transport n'implique pas une réduction de l'accès optique dans la cavité et il est donc compatible avec l'utilisation des faisceaux transverses.

3. PROCHAINS DÉVELOPPEMENTS ET PERSPECTIVES

La construction du setup expérimental avance rapidement. La prochaine étape sera la construction et la mise sous vide de la cavité Fabry-Perot fibrée, au coeur de la réalisation de mesures quantiques non-destructive. On pourra ainsi explorer des nouveaux techniques pour la génération des états intriqués multiparticules, à partir de la dynamique Zénon quantique [3]. Dans un stade plus avancé, on pourra se servir des transitions Raman pour réaliser un modèle de Dicke effectif, dont la présence d'une transition de phase est prévue [4], avec la création d'intrication au point critique.

RÉFÉRENCES

- [1] Haas, F., Volz, J., Gehr, R., Reichel, J., Estève, J. (2014) Entangled States of More Than 40 Atoms in an Optical Fiber Cavity. *Science*. 344 :180.
- [2] Hunger, D., Steinmetz, T., Colombe, Y., Deutsch, C., Hänsch, T. W., and Reichel, J. (2010). A fibre Fabry-Perot cavity with high finesse. *New J. Phys.* 12 : 065038.
- [3] Facchi, P. and S. Pascazio (2002). Quantum Zeno Subspaces. *Phys. Rev. Lett.* 89 : 080401.
- [4] Dimer, F., B. Estienne, A. S. Parkins and H. J. Carmichael (2007). Proposed realization of the Dicke-model quantum phase transition in an optical cavity QED system. *Phys. Rev. A* 75 :013804

MANIPULATION D'ATOMES DE RYDBERG POUR L'INGÉNÉRIE QUANTIQUE

Sylvain Ravets¹, Henning Labuhn¹, Daniel Barredo¹, Thierry Lahaye¹, Antoine Browaeys¹

¹ Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Univ Paris Sud, 2 avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau cedex, France

sylvain.ravets@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Cet article décrit nos récents travaux sur un système d'atomes neutres piégés dans des matrices de pinces optiques. Lorsqu'ils sont excités vers des états de Rydberg, les atomes sont sujets à de fortes interactions dipole-dipole, nous permettant de générer des états quantiques pertinents pour la simulation d'ensembles de spins en interaction. Nous avons tout d'abord caractérisé ces interactions dans des systèmes élémentaires contenant deux atomes. Dans deux régimes d'interaction distincts (interactions de van der Waals [1] ou interactions dipole-dipole résonantes [2, 3]), nous avons démontré la possibilité d'implémenter différents Hamiltoniens de spin (Hamiltonien d'Ising ou Hamiltonien d'échange). Pour des systèmes contenant quelques atomes à quelques dizaines d'atomes (Fig. 1b), nous avons enfin mesuré l'évolution cohérente d'ensembles de spins soumis à ces deux types d'Hamiltoniens [3]. Ces résultats sont particulièrement prometteurs pour la simulation quantique de modèles magnétiques topologiquement frustrés par exemple.

MOTS-CLEFS : Atomes de Rydberg ; Interactions dipolaires ; Hamiltoniens de spin

1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Notre système expérimental est basé sur un ensemble de pièges dipolaires (pinces optiques) de taille micrométrique permettant de manipuler des atomes uniques de ^{87}Rb . Un modulateur spatial de lumière nous permet de créer des arrangements bidimensionnels arbitraires de pièges séparés par quelques microns de distance (Fig. 1a). Nous avons démontré le piégeage d'atomes uniques dans des matrices contenant jusqu'à cent pièges, dans différentes configurations géométriques (Fig. 1b). Nous excitons les atomes vers des états de Rydberg de manière cohérente par des transitions à deux photons et reconstruisons les populations dans les différents états en fin de séquence.

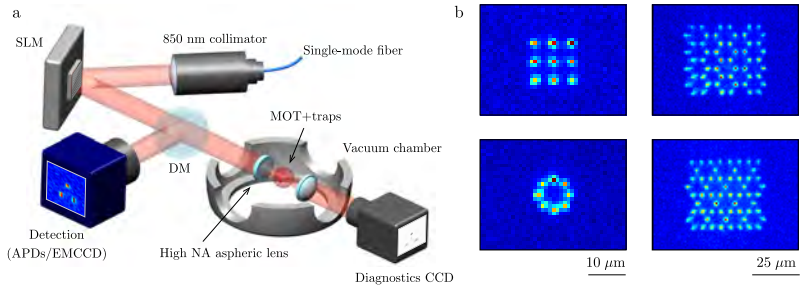


FIGURE 1 : a, Schéma du dispositif expérimental permettant le piégeage et la manipulation d'atomes individuels. b, Fluorescence émise par des atomes piégés dans des matrices de pinces optiques micrométriques, pour différentes géométries [4].

2. DIFFÉRENTS HAMILTONIENS DE SPIN

Nous avons tout d'abord caractérisé les interactions entre atomes dans différents régimes sur des systèmes élémentaires contenant quelques atomes :

- **Interaction de van der Waals** dans le cas de deux atomes excités dans le même état de Rydberg [1]. Le couplage entre états à deux particules par le Hamiltonien dipole-dipole conduit au déplacement de l'énergie du niveau doublement excité au second ordre de la théorie des perturbations. On montre que la dynamique d'excitation du système est gouvernée par un Hamiltonien de type Ising :

$$\hat{H}_\varepsilon = \sum_{i \neq j} J_{ij} \hat{\sigma}_i^z \hat{\sigma}_j^z . \quad (1)$$

- **Interactions dipole-dipole résonantes** en présence d'une dégénérescence entre états à deux particules couplés par l'interaction dipole-dipole [2, 3]. Nous avons observé cette interaction au premier ordre de la théorie des perturbations et démontré son caractère cohérent [2]. Pour deux atomes excités dans des états de Rydberg différents [3], on montre que les dynamiques d'interaction observées sont bien décrites par un Hamiltonien d'échange :

$$\hat{H}_{XY} = \sum_{i \neq j} J_{ij} \left(\hat{S}_i^+ \hat{S}_j^- + \hat{S}_i^- \hat{S}_j^+ \right) . \quad (2)$$

3. APPLICATIONS

Pour des ensembles plus larges d'atomes nous avons étudié le comportement de systèmes soumis à ces deux types d'Hamiltoniens de spin :

- **Transfert d'énergie dans une chaîne de spin.** Nous avons étudié la propagation d'une excitation de spin dans une chaîne contenant trois spins [3]. Nous avons montré que la dynamique observée est bien reproduite par un modèle sans paramètre ajustable dans lequel nous avons inclus et analysé le rôle des imperfections expérimentales résiduelles.
- **Dynamique d'excitation d'un ensemble de spins soumis à un Hamiltonien d'Ising.** Dans des matrices complètement remplies contenant jusqu'à 9 atomes ou des matrices partiellement remplies contenant jusqu'à 49 atomes, nous avons enfin récemment mesuré l'évolution cohérente de particules soumises à un Hamiltonien d'Ising après un quench quantique.

CONCLUSION

Nous avons montré que nous disposons d'un dispositif expérimental adapté à la simulation quantique d'ensembles de spins en interaction et particulièrement versatile. Ceci en fait un système idéal pour l'implémentation d'autres applications prometteuses dans un futur proche, incluant la production d'états intriqués multi-particules ou la propagation d'excitations dans de larges ensembles de spins.

RÉFÉRENCES

- [1] D. Barredo, S. Ravets, H. Labuhn, L. Béguin, A. Vernier, F. Nogrette, T. Lahaye, and A. Browaeys, "Demonstration of a Strong Rydberg Blockade in Three-Atom Systems with Anisotropic Interactions", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 112, pp. 183002, 2014.
- [2] S. Ravets, H. Labuhn, D. Barredo, L. Béguin, T. Lahaye, and A. Browaeys, "Coherent dipole-dipole coupling between two single Rydberg atoms at an electrically-tuned Förster resonance," *Nat. Phys.*, vol. 10, pp. 914–917, 2014.
- [3] D. Barredo, H. Labuhn, S. Ravets, T. Lahaye, A. Browaeys, and C. S. Adams, "Coherent Excitation Transfer in a Spin Chain of Three Rydberg Atoms," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 114, pp. 113002, 2015.
- [4] F. Nogrette, H. Labuhn, S. Ravets, D. Barredo, L. Béguin, A. Vernier, T. Lahaye, and A. Browaeys, "Single-Atom Trapping in Holographic 2D Arrays of Microtraps with Arbitrary Geometries," *Phys. Rev. X*, vol. 4, pp. 021034, 2014.

PHOTONIQUE QUANTIQUE INTÉGRÉE AVEC DES GUIDES D'ONDES PPLN ET SiO_2

Panagiotis Vergyris¹, Thomas Meany², Tommaso Lunghi¹, James Downes², M. J. Steel², Michael J. Withford², Olivier Alibart¹, Sébastien Tanzilli¹

¹ Université Nice Sophia Antipolis, Laboratoire de physique de la matière condensée, CNRS, UMR 7336, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France

² Centre for Ultrahigh bandwidth Devices for Optical Systems (CUDOS), MQ Photonics Research Centre, Department of Physics and Astronomy, Macquarie University, North Ryde, 2109 NSW, Australia

Panagiotis.VERGYRIS@unice.fr

RÉSUMÉ

L'optique intégrée est une technologie privilégiée pour la démonstration d'éléments clefs destinés au traitement de l'information quantique. En principe, elle permet réalisation d'états quantiques avancés grâce à la génération et la manipulation au sein d'un même circuit de plusieurs paires de photons indépendantes. Nous proposons une approche hybride, qui exploite les avantages de deux technologies de fabrication différents, et nous permet de générer de façon *annoncée* deux photons intriqués dont l'état quantique est contrôlable. Ce circuit incorpore des guides d'onde inscrits par laser femtoseconde (FLDW) sur verre et des guides d'ondes périodiquement polarisés (PPLN/W) sur un cristal de niobate de lithium par échange protonique.

MOTS-CLEFS : *photonique intégrée, niobate de lithium, inscription directe de guides d'ondes par laser, génération d'états NOON*

1. INTRODUCTION

De nombreuses recherches dans le domaine de l'information quantique ont démontré le fort potentiel de l'optique intégré par rapport à la configuration en optique massive pour la réalisation de circuits optiques destinés au traitement de l'information quantique [1]. L'utilisation de guide d'onde micrométriques permet de réduire considérablement la taille du système en réunissant plusieurs fonctions optiques dans un seul circuit photonique. Même si plusieurs plateformes peuvent être utilisées pour la fabrication de tels circuits, aucune à l'heure actuelle n'a été identifiée comme idéale. Par exemple, le niobate de lithium représente aujourd'hui la référence en termes d'efficacité non-linéaire grâce aux techniques de fabrication de guide périodiquement polarisés (PPLN/W). Toutefois, ce type de composant requiert plusieurs étapes de fabrication qui augmentent les risques d'échecs et réduit la reproductibilité. Une alternative est représenté par l'inscription de circuits par un laser femtoseconde (FLDW) qui permet la réalisation à la demande de circuits optique sans besoin de masque de lithographie. Malheureusement le coefficient non-linéaire du SiO_2 ne suffit pas pour générer efficacement des paires de photons. Une approche originale s'appuie sur une plateforme hybride tirant parti des avantages offerts par la combinaison de plusieurs support. Une telle approche a déjà fourni des résultats prometteurs, lors de la réalisation de quatre source de photons annoncés multiplexés présentant un taux de génération de photons uniques bien supérieur à celui d'une seule source, tout en maintenant le niveau de bruit de celui d'une source seule [2]. Nous proposons ici une évolution de l'approche suivie dans [2] en proposant la génération de paires de photons intriqués dont l'état est contrôlable par l'utilisateur.

2. PUCE POUR LA GÉNÉRATION DE PAIRES DE PHOTONS INTRIKUÉS.

Notre approche est basée sur un implémentation hybride PPLN/FLDW qui exploite les atouts des deux techniques et compense leurs limites respectives. La Fig. 1 présente les trois puces utilisées

pour réaliser le circuit. Une première puce d'entrée sépare le laser de pompe selon deux modes spatiaux qui sont ensuite utilisés pour alimenter en parallèle deux sources de paires de photons. Ici, chaque source génère respectivement une paire de photons non dégénérés (712 nm → 1560 nm et 1310 nm) grâce à un processus de conversion paramétrique. Les deux paires de photons sont ensuite transmises à la puce de manipulation qui sépare les photons 1310 nm des photons à 1560 nm qui sont dirigés vers un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) équilibré dont la phase relative est contrôlée par effet thermo-optique. Cet interféromètre contrôle l'état quantique des deux photons à 1560 nm délivrés à la sortie de la puce. D'une façon générale, la détection simultanée de 2 photons à 1310 nm sur les bras extérieurs de la puce annonce l'émission de 2 photons à 1560 nm dans état quantique :

$$|\psi\rangle = \frac{(1 - e^{i2\phi(V)}) (|20\rangle + |02\rangle) + i(1 + e^{i2\phi(V)}) |11\rangle}{2\sqrt{2}}. \quad (1)$$

La phase $\phi(V)$ peut être ajustée par effet thermo-optique en modifiant la tension appliquée sur une électrode résistive à base de Ni-Cr située sur un des deux bras du MZI. Si $\phi(V)$ est un multiple entier de π les paires de photons sont encodés dans l'état $|11\rangle$, tandis que si $\phi(V)$ est multiple de $\pi/2$ l'état final correspond à l'état NOON $\frac{|20\rangle + |02\rangle}{\sqrt{2}}$.

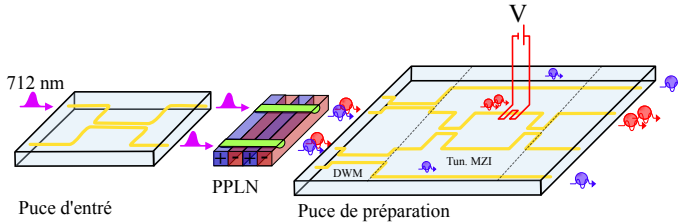


FIGURE 1 : Présentation de la puce photonique hybride à base de guides d'ondes inscrits par laser femtoseconde (FLDW) sur verre et de guides d'ondes périodiquement polarisés sur niobate de lithium.

CONCLUSION

Nous présentons les résultats préliminaires de la réalisation d'un circuit photonique capable de générer des paires de photons annoncées dont l'état quantique peut être modifié à la demande. Le circuit exploite une approche hybride entre deux plateformes : l'écriture de guides d'ondes par laser femtoseconde (FLDW) sur verre et les guides d'ondes périodiquement polarisés dans un cristal de niobate de lithium. Notre approche permet de profiter des avantages de chaque technique de fabrication ainsi que d'en éviter les inconvénients.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Tanzilli, A. Martin, F. Kaiser, M. De Micheli, O. Alibart, D.B. Ostrowsky, *On the genesis and evolution of Integrated Quantum Optics*. Laser & Photonics Reviews, **6** (1), pp.115-143, 2012.
- [2] T. Meany, L., A. Ngh, M. J. Collins, A. S. Clark, R. J. Williams, B. J. Eggleton, M. J. Steel, M. J. Withford, O. Alibart, S. Tanzilli, *Hybrid photonic circuit for multiplexed heralded single photons*. Laser & Photonics Reviews, **8** (3), pp. L42-L46, 2014.

INFLUENCE DES VARIABLES CACHÉES SUR LE CHOIX DES MESURES DANS LES TESTS DE NON-LOCALITÉ QUANTIQUE

Djeylan Aktas¹, Laurent Labonté¹, and Sébastien Tanzilli¹
Anthony Martin², Gilles Pütz², Rob Thew², and Nicolas Gisin²

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

² Group of Applied Physics, University of Geneva, CH-1211 Geneva 4, Switzerland

sebastien.tanzilli@unice.fr, nicolas.gisin@unige.ch

RÉSUMÉ

Certains protocoles d'information quantique exploitent la ressource fondamentale de non-localité, qui peut être potentiellement soumise à des influences externes (source d'intrication, espion). Nous avons étudié expérimentalement la relaxation de la condition d'indépendance des choix de mesure via un témoin d'intrication pouvant être partiellement soumis à l'influence d'une stratégie locale à variables cachées. Pour ce faire, nous avons préparé des paires de photons dans un état pur, non maximalelement intriqué, et montré la violation d'une inégalité de Bell généralisée. Via cette stratégie, nous excluons un champ plus large de mesures localement dépendantes que ce qui peut être obtenu à l'aide de l'inégalité standard de Bell, Clauser, Horne, Shimony et Holt (B-CHSH).

MOTS-CLEFS : *intrication ; non-localité ; test de type Bell*

1. INTRODUCTION

Parmi les témoins d'intrication connus, l'inégalité de B-CHSH est certainement la plus exploitée dans le sens où elle permet de mettre en exergue l'incompatibilité directe qui existe entre les prédictions d'un réalisme local et celles, non-locales, de la physique quantique [1]. Cette inégalité a profondément marqué notre compréhension des fondations de la physique quantique et constitue un pilier du développement des protocoles d'information quantique, liés notamment à la cryptographie et au calcul quantiques, ainsi qu'à la génération de nombres aléatoires. Cependant, et outre l'inefficacité des détecteurs (on parle

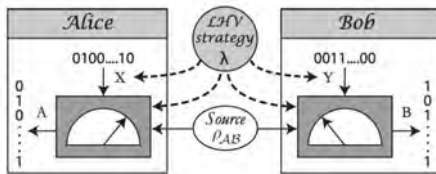


FIGURE 1 : Schéma standard de mesure de corrélations quantiques en présence de variables cachées locales (LHV). Deux utilisateurs, Alice ($\mathcal{A}$) et Bob ($\mathcal{B}$), possèdent chacun un appareil de mesure. Chaque appareil prend une entrée binaire (x, y) et retourne une sortie binaire (a, b). La stratégie à variables cachées peut reproduire les corrélations quantiques. Ce scénario est appelé "stratégie de localité dépendante de la mesure".

d'échantillon significatif), des échappatoires existent, liés aux hypothèses de localité, d'indépendance et de libre arbitre sur les choix des mesures. Plus spécifiquement, l'hypothèse relative à l'indépendance des choix des mesures vis à vis de la source ou d'une partie adverse revêt un caractère particulièrement intéressant. Il convient en effet de borner l'influence que peut avoir une variable cachée λ sur les choix locaux des bases de mesure des deux utilisateurs, Alice et Bob (voir Fig. 1). Formellement, si l'on dénote respectivement x et y les choix de bases pour la mesure chez Alice et Bob, cette condition s'écrit $P(xy|\lambda) = P(x|y)\forall x, y, \lambda$. Cette hypothèse est d'ailleurs très naturelle. En effet, si λ et les choix de mesures x et y étaient entièrement corrélés, alors il existerait une sorte de conspiration cosmologique, parfois appelée hyper-déterminisme, stipulant que tout serait prédéterminé à l'avance, ce qui n'est pas satisfaisant en soi. Mais qu'en est-il du cas intermédiaire où λ influence partiellement les choix des bases x et

y chez Alice et Bob ? Cette question concerne spécifiquement les protocoles de cryptographie quantique où l'influence pourrait être due à une partie adverse.

2. INÉGALITÉ ET DÉPENDANCE LIMITÉE DE LA MESURE (MDL)

Plusieurs méthodes de relaxation de cette dernière hypothèse ont déjà été étudiées. La piste que nous avons retenu pour notre démonstration expérimentale est celle qui propose une dépendance *limitée* de la mesure (MDL), écrite sous la forme $0 < \ell \leq P(xy|\lambda)$, où ℓ est la borne qui limite l'influence sur les choix des mesures [2]. En d'autres termes, même si le choix des mesures est influencé par une variable cachée locale λ , tout couple (x, y) a la possibilité de se produire à chaque répétition de l'expérience avec une probabilité d'au moins ℓ . À l'aide de cette supposition, il a été prouvé théoriquement qu'il existe des corrélations quantiques non-locales pour tout $\ell > 0$ via l'emploi d'une inégalité de Bell généralisée et spécifiquement formulée pour une démonstration expérimentale. Il est intéressant de remarquer que si l'on voulait se cantonner à utiliser l'inégalité B-CHSH, la plus petite valeur de ℓ que l'on pourrait tolérer correspondrait à $\ell \geq \frac{2-\sqrt{2}}{4} \approx 0.146$. Comme le montre la Réf. [2], toutes les corrélations qui dépendent des choix des mesures satisfont l'inégalité suivante :

$$\ell P(0000) - (1 - 3\ell)(P(0101) + P(1010) + P(0011)) \stackrel{MDL}{\leq} 0, \quad (1)$$

où $P(abxy)$ représente la probabilité jointe d'obtenir le résultat a pour Alice et b pour Bob s'ils ont respectivement appliqué les mesures x et y .

3. RÉALISATION EXPÉRIMENTALE ET CONCLUSION

Suivant cette démonstration théorique, nous avons montré une violation de l'inégalité MDL définie à l'Eq. 1 appliquée à un état non maximalelement intriqué en polarisation, produit à l'aide d'une source de paires de photons commerciale mais adaptée aux besoins de l'expérience. Comme l'indique la Fig. 2 (état + insert en haut à gauche), la fidélité de l'état produit est de 99% vis à vis de l'état théorique. Via des choix adaptés des orientations des analyseurs chez Alice et Bob pour tester l'état donnée en Fig. 2, nous avons obtenu des violations de l'inégalité MDL pour des valeurs de ℓ allant jusqu'à 0.090. Par conséquent, cette démonstration exclue, en présence d'une stratégie adverse limitée, une gamme plus large de modèles locaux que ce qu'il est possible d'obtenir avec une inégalité de type B-CHSH [3].

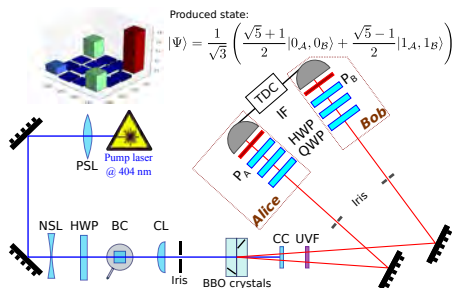


FIGURE 2 : Dispositif expérimental permettant de générer et analyser l'état non maximalelement intriqué selon l'inégalité MDL (Eq. 1). Un laser à 404nm pompe deux cristaux de BBO produisant des paires de photons à 808 nm par conversion paramétrique. La lame demi-onde (HWP) et le cristal birefringent (BC) servent à ajuster la polarisation du laser de pompe, et ainsi les poids de la superposition cohérente de l'état intriqué pur attendu. Un cristal de compensation (CC) et différents filtres sont placés avant la détection. $|0\rangle$ et $|1\rangle$ représentent respectivement les états de polarisation vertical et horizontal des photons.

RÉFÉRENCES

- [1] J. B. Altepeter, E. R. Jeffrey, P. G. Kwiat, S. Tanzilli, N. Gisin, and A. Acín, "Experimental Methods for Detecting Entanglement", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 195, pp. 033601, 2005.
- [2] G. Pütz, D. Rosset, T. J. Barnea, Y.-C. Liang, N. Gisin, "Arbitrarily Small Amount of Measurement Independence is Sufficient to Manifest Quantum Nonlocality," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, pp. 190402, 2014.
- [3] D. Aktas, S. Tanzilli, A. Martin, G. Pütz, R. Thew, N. Gisin, "Demonstration of Quantum Nonlocality in presence of Measurement Dependence," *e-print arXiv :1504.08332*, to appear in *Phys. Rev. Lett.*, 2015.

CRYPTOGRAPHIE QUANTIQUE LONGUE DISTANCE À BASE D'INTRICATION DÉMULTIPLEXÉE EN LONGUEUR D'ONDE

Djeylan Aktas, Bruno Fedrici, Florian Kaiser, Laurent Labonté, et Sébastien Tanzilli

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

laurent.labonte@unice.fr, sebastien.tanzilli@unice.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la réalisation expérimentale d'un lien de cryptographie quantique, établi sur 150 km, basé sur l'exploitation combinée d'un générateur de paires de photons intriqués large bande et de composants au standard des télécoms permettant le démultiplexage du spectre initial dans des paires de canaux corrélés en longueur d'onde chez les utilisateurs finaux. Nous démontrons d'une part l'augmentation linéaire du débit de clefs brutes générées avec le nombre de paires de canaux employés, et d'autre part l'obtention de débits record situés un ordre de grandeur au-delà de l'état de l'art relatif aux réalisations similaires.

MOTS-CLEFS : *Cryptographie Quantique, Intrication, Liens DWDM*

1. INTRODUCTION

Garantir la confidentialité des échanges de données est un enjeu crucial de notre société. La cryptographie quantique (CQ) apporte une façon unique et sûre d'établir, entre deux partenaires distants, des chaînes de bits parfaitement aléatoires mais corrélés. Toutefois, les imperfections liées à l'implémentation expérimentale des cryptosystèmes sont multiples (efficacité et bruit des détecteurs, pertes, statistique d'émission des photons, etc.), si bien que leurs performances restent limitées en termes de débit et de distance [1]. D'autre part, la CQ à variable discrète nécessite l'emploi du régime de photons uniques et, contrairement au monde classique, la réplification parfaite des états quantiques transmis est impossible. Cependant, grâce aux progrès récents, certaines contraintes expérimentales peuvent être contournées, permettant d'envisager le déploiement d'un réseau de communication quantique proposant les mêmes fonctions que son pendant classique. L'heure est à l'exploitation des stratégies permettant d'augmenter les distances et les débits des liens QC, tels que le multiplexage spectral [2, 3] et spatial [4]. Nous discutons dans ce qui suit la réalisation expérimentale d'une solution visant à tirer profit, de manière optimale, du multiplexage en longueur d'onde au sein d'un lien de CQ à "haut débit" et établi sur 150 km.

2. RÉALISATION EXPÉRIMENTALE & RÉSULTATS

Nous exploitons ici une variante du protocole d'Ekert au sein de laquelle nous analysons des paires de photons intriqués en énergie-temps via une configuration expérimentale de type Franson (voir Fig. 1). La source est constituée d'un laser continu à 769.88 nm excitant un cristal non-linéaire de type guide PPLN. Les paires de photons produites sont ensuite séparées de façon déterministe via des filtres de Bragg large bande ayant pour fonction d'acheminer une moitié du spectre à Alice et l'autre moitié à Bob. Tous deux disposent chacun d'un interféromètre d'analyse (identiques) de type Michelson et de composants télécoms DWDM à 8 canaux, chaque canal ayant une largeur spectrale de 100 GHz.

L'établissement des clés secrètes est basé sur des mesures d'intrication dans chaque paires de canaux DWDM corrélés chez Alice et Bob. Les corrélations quantiques apparaissent uniquement dans le cas où les canaux DWDM sont placés de manière rigoureusement symétrique de part et d'autre de la dégénérescence du spectre des photons (voir Fig. 2). La visibilité des figures d'interférence à 2 photons attendues, dont l'oscillation dépend de la somme des phases des interféromètres (voir Fig. 1), constitue la figure de mérite du protocole en termes de taux d'erreurs. Nous montrons en Fig. 3 un exemple de mesure réalisée à 0 km pour les canaux appariés ITU 41 & 53 (courbe bleue). La visibilité brute, mesurée sans soustraire les contributions dues au bruit des détecteurs, vaut ici ~99%. Il en va de même pour les 7 autres paires de canaux corrélés.

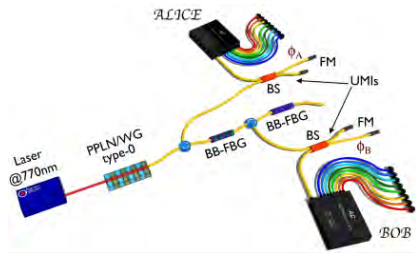


FIGURE 1 : Dispositif expérimental. L'ingénierie de l'accord de phase au sein du cristal non-linéaire (PPLN/WG) permet l'obtention d'un spectre large bande (~ 6 THz $\Leftrightarrow 60$ nm) centré autour de 1539.77 nm. Chez Alice et Bob, les interféromètres (UMLs), entièrement fibrés, sont constitués d'un coupleur 50/50 (BS) et de deux miroirs de Faraday (FM), et les démultiplexeurs en longueur d'onde (DWDM) sont choisis symétriquement vis à vis de la dégénérescence du spectre. PPLN/W : periodically poled lithium niobate waveguide; DWDM : dense wavelength division multiplexing.

Afin d'établir une clé secrète sur 150 km à un taux raisonnable, nous portons le nombre moyen $\bar{n}$ de paires de photons générées par fenêtre spectrale et de détection à ~ 0.05 , tout en prenant garde de respecter le critère de sécurité du protocole. Nous montrons en Fig. 3 (courbe rouge) l'interférogramme obtenu après 150 km de distribution. La visibilité et le débit associés sont respectivement d'environ 90% et 1,1 Hz. Ces résultats, identiques quelle que soit la paire de canaux considérée, permettent d'obtenir un taux total de clé brute d'environ 9 Hz. Ce résultat constitue, à notre connaissance, la réalisation expérimentale exploitant le multiplexage spectral la plus aboutie, démontrant la faisabilité de liens CQ exploitant des ressources similaires à celles des réseaux télécoms actuels.

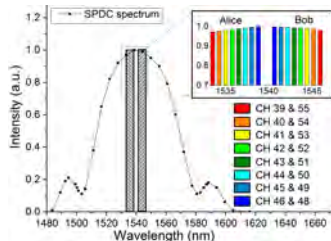


FIGURE 2 : Spectre de fluorescence paramétrique en sortie du guide PPLN (voir Fig. 1). Ce spectre couvre toute la bande C des télécoms et est découpé selon les canaux spectraux au standard ITU. Les bandes 39 à 46 (resp. 48 à 55) sont données à Alice (resp. à Bob).

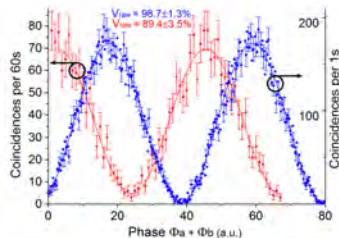


FIGURE 3 : Courbes d'interférence à 2 photons obtenues entre deux canaux corrélés, en fonction de la somme des phases des interféromètres, à 0 (bleue) et 150 km (rouge). Les visibilités brutes des courbes valent respectivement 99 et 90%.

3. CONCLUSION

Nous avons mené une expérience visant à combler l'un des derniers maillons manquant aux liens CQ, *i.e.*, le multiplexage spectral dense. Via cette stratégie, nous avons montré la préservation de l'intrication sur 150 km, permettant d'établir des clés secrètes à un débit record et d'utiliser de façon optimale la capacité d'un lien optique fibré. Grâce à un contrôle actif et adapté des différences de chemins de nos interféromètres permettant de contrecarrer la dispersion chromatique dans ces dispositifs, nous visons aujourd'hui une démonstration permettant d'exploiter parallèlement l'intégrité de la bande C des télécoms.

RÉFÉRENCES

- [1] J. F. Dynes *et al.*, OPEX, **17**, 11440 (2009)
- [2] I. Herbauts *et al.*, OPEX, **21**, 29013 (2013)
- [3] J. Ghalbouni *et al.*, OPEX, **38**, 34 (2013)
- [4] T. Meaney *et al.*, Laser Photon. Rev., **8**, L42 (2014)

INDEX DES AUTEURS

Abgrall, M.	88	Braive, R.	84
Ackemann, T.	6	Brasselet, E.	68
Acosta, V.	150	Brasselet, S.	10
Aka, G.	98	Bretenaker, F.	80
Akalin, T.	154	Brillet, A.	154
Aktas, D.	185, 187	Brousseau, C.	82
Alibart, O.	34, 183	Browaeyss, A.	181
Alis, D.	1	Brunel, M.	12, 126, 168
Alouini, M.	1, 92, 154	Budker, D.	150
Amo, A.	62	Bureau, B.	43
Amy-Klein, Anne	175	Cabart, C.	41
Amy-Klein, Anne	88, 94	Cabrera-Gutiérrez, C.	164
Arcizet, O.	25	Cadène, A.	78
Argence, Bérengère	88	Calvez, L.	43
Argence, Bérengère	175	Camara, A.	6
Armaroli, Andrea	8	Camelin, P.	14
Arnold, A.	6	Canaguier-Durand, Antoine	58
Attias, A.-J.	27	Canaguier-Durand, Antoine	102
Aubert, J.-J.	1	Canuel, B.	124
Audo, K.	92	Capitaine, E.	20
Baili, Ghaya	154	Carbone, L.	177
Balla, N.	10	Carminati, R.	102
Balle, S.	14	Carré, A.	154
Barbay, S.	138	Cavanna, A.	41
Barbier, Margaux	96	Chalopin, B.	170
Barbieri, M.	170	Champenois, C.	136
Barontini, G.	38	Chanteau, B.	88
Barré, N.	168	Chaparro, D.	14
Barredo, D.	181	Chardonnet, C.	88, 94, 175
Battesti, R.	78	Charra, F.	27
Beaudier, A.	106	Chatel, B.	170
Beaudoin, G.	84, 158	Chaves De Souza Segundo, P.	64, 108
Beck, A.	154	Chenais, S.	142, 144, 146, 148
Belabas, N.	134	Cheneau, M.	39
Bencheikh, K.	60, 156	Cheng, B.	112
Bernardes, N.	90	Chériaux, G.	98
Bernien, H.	36	Chevrollier, M.	108
Berroir, J.-M.	41	Chiodo, N.	94
Bertet, P.	73	Chipaux, M.	150
Bertoldi, A.	124	Chowdhury, A.	84
Besnard, P.	1	Cladé, P.	118
Beuzit, J.-L.	55	Clerc, M.	138
Beveratos, A.	134	Cleva, F.	154
Bienfait, A.	73	Coinon, C.	154
Bigo, S.	49	Consortium Sphere, S.	55
Billeton, T.	144	Coolen, L.	177
Bioud, F.Z.	10	Coppola, G.	179
Biraben, F.	118	Cormier, E.	46
Bloch, D.	64, 108, 116, 120	Costille, A.	55
Blok, M.	36	Couderc, V.	20
Boissé, A.	104	Coulibaly, S.	138
Bondu, François	154	Coulon, J.-P.	154
Bourdel, T.	104	Crosnier, G.	156
Bourderionnet, J.	154	Cuevas, A.	90
Boussard-Plédel, C.	43	Cuisset, A.	18
Bouton, Q.	130	D'auria, V.	34
Bouyer, P.	70, 124	Da Silva, A.	98

Danion, G.	154	Georges, T.	1
Darquié, B.	88, 175	Ghalbouni, J.	114
Daussy, C.	88, 152, 175	Gigan, S.	30, 170
De Aquino Carvalho, J.C.	64, 108	Gillot, J.	124
Debuisschert, T.	150	Gillot, P.	112
Defienne, H.	170	Gisin, N.	185
Delaye, P.	96	Giudici, M.	14
Demory, J.	162	Glebov, L.	142
Denis, S.	132	Gomes, P.	6
Devaux, F.	132	Goncharov, A.	175
Deveaud, B.	166	Gorza, M.-P.	110
Diamanti, E.	114	Gouldieff, Céline	106
Diliansky, I.	142	Grezes, C.	73
Djebbar, A.	3	Grognot, M.	86
Dohlen, K.	55	Grosso, G.	166
Donaire, M.	110	Guellati, S.	118
Douillard, Ludovic	27	Guerout, R.	110
Downes, J.	183	Guibal, S.	160, 173
Dréau, A.	36	Guidoni, L.	160, 173
Du, P.	27	Guyomarc'H, D.	136
Dubertret, D.	177	Haas, F.	38
Dubois, G.	38	Haddadi, S.	158
Duboisset, J.	10	Hamel, C.	154
Ducloy, M.	64, 108	Hamel, P.	158
Ducournau, G.	18, 154	Hanson, R.	36
Dumeige, Y.	60, 150	Hensen, B.	36
Dutta, I.	100	Hindle, F.	18
Ebbesen, Thomas	58	Hohmann, L.	38
El Amili, A.	92	Houssin, M.	136
El Bassri, F.	20	Huet, V.	60
Emile, J.	82	Isoya, J.	73
Emile, O.	82	Jacques, V.	73, 150
Erneux, T.	126	Jacquey, M.	164
Esteàve, J.	38	Jaouen, M.	27
Esteve, D.	73	Jarmola, A.	150
Fabre, C.	32	Javaloyes, J.	14
Failache, H.	120	Javaux, C.	177
Fang, B.	100	Jensen, K.	150
Fatome, J.	8	Jin, Y.	41
Fedrici, B.	34, 187	Julien, L.	118
Féron, P.	60	Julsgaard, B.	73
Ferrand, P.	10	Kaiser, F.	187
Ferri, F.	179	Kaiser, R.	6
Fève, G.	41	Kamsap, M.R.	136
Finot, Christophe	8, 140	Kano, H.	20
Fiorini-Debuisschert, C.	27	Kehayias, P.	150
Firth, W.	6	Klimov, V.	116
Fleurbaey, H.	118	Knoop, M.	136
Forget, S.	142, 144, 146, 148	Kreher, D.	27
Fouché, L.	104	Kresic, I.	6
Fouché, M.	78	Kubo, Y.	73
Frein, L.	154	Labeysrie, G.	6
Fusco, T.	55	Labonté, L.	34, 185, 187
Gallinelli, T.	144	Labuhn, H.	181
Gillot, G.	86	Lahaye, T.	181
Galtier, S.	118	Laliotis, A.	64, 108, 116, 120
Garcia, S.	179	Lambrecht, A.	58, 110
Gasecka, P.	10	Lampin, J.-F.	18, 154
Gehr, R.	38	Landragin, A.	100
Geiger, R.	100	Lantz, E.	132
Genet, Cyriaque	58	Laverdant, J.	177

Le Coq, Y.	88	Orieux, Adeline	114
Le Liepvre, S.	27	Orrit, M.	22
Lebouteiller, C.	179	Ott, D.	142
Leefer, N.	150	Pagnoux, D.	20
Lenci, L.	120	Passerat De Silans, T.	64
Lepoutre, S.	104	Patton, B.	150
Leproux, P.	20	Pedregosa-Gutierrez, J.	136
Lethiec, C.	177	Pereira Dos Santos, F.	112
Levenson, Ariel	60, 156	Peytavit, E.	154
Levenson, Ariel	158	Pillet, G.	154
Lezama, A.	120	Pirali, O.	18
Likforman, J.-P.	160, 173	Pisanello, F.	177
Loas, G.	154	Pla, J.	73
Loghmani, Z.	138	Placçais, B.	41
Long, R.	179	Popplau, T.	179
Longchambon, L.	122	Portella-Oberli, M.	166
Lopez, O.	88, 94, 175	Pottie, P.-E.	94
Loutot, C.	20	Pruvost, L.	66, 82, 164
Lucas, J.	43	Pütz, G.	185
Lunghi, T.	183	Quéfé, F.	16
Ly, A.	80	Quintin, N.	94
Maître, A.	177	Raineri, F.	156, 158
Marconi, M.	14	Randoux, S.	128
Marguerite, A.	41	Rasoloniaina, A.	60
Markham, M.	36	Ravets, S.	181
Marris-Morini, D.	52	Reichel, J.	38, 179
Martin, A.	185	Reiserer, A.	36
Mataloni, P.	90	Reynaud, S.	58
Mathevet, F.	27	Rios Leite, J.R.	64
Maurin, I.	64, 108, 116, 120	Riou, I.	124
Maury, A.	110	Rivière, A.	78
Meany, T.	183	Rizzo, C.	78
Mejri, S.	175	Robb, G.	6
Merlet, S.	112	Robert-Philip, I.	84, 134
Merzougui, M.	154	Roch, J.-F.	73, 150
Mhibik, O.	142, 144, 146, 148	Romanelli, M.	12, 126, 168
Millot, G.	8	Roy, Pascale	18
Minot, C.	134	Ruaudel, J.	164
Moelmer, K.	73	Ruitenbergh, J.	36
Moison, J.-M.	134	Saber, I.	156
Monken, C.	90	Sagnes, I.	158
Monnier, P.	156, 158	Salomon, G.	104
Moreau, P.-A.	132	Sanaur, S.	146
Morier-Genoud, F.	166	Santarelli, G.	94
Mortier, M.	60	Santos, M.	90
Morton, J.	73	Sauvage, J.-F.	55
Morvan, L.	154	Savoie, D.	100
Moufarej, E.	116, 120	Sciarrino, F.	90
Mouillet, D.	55	Selmi, F.	138
Mouret, G.	18	Sghaier, T.	27
Nafa, N.	148	Shelkovnikov, A.	175
Natoli, J.-Y.	106	Smith, B.	170
Nazabal, V.	43	Sow, L.	175
Nez, F.	118	Steel, M.	183
Ngah, L.A.	34	Stefani, F.	94
Nguyen, L.T.	177	Subran, C.	1
Nicolodi, D.	88	Suret, P.	128
Onorato, M.	128	Sysoliatin, A.	140
Oppo, G.-L.	6	Szymanski, B.	80
Oria, M.	108	Tammaro, S.	18
Orieux, Adeline	90	Tanzilli, S.	34, 183, 185, 187

Tesio, E.	6	Wagner, F.	106
Thew, R.	185	Walczak, P.	128
Thomas, S.	118	Wallart, X.	154
Tokunaga, S.	175	Wallis, E.	179
Trapateau, J.	114	Walmsley, I.	170
Trebaol, S.	166	Wehner, S.	36
Treussart, F.	150	Werly, E.	170
Trillo, S.	8	Wiotte, F.	94
Troles, J.	43	Withford, M.	183
Tugayé, V.	160, 173	Wouters, M.	166
Twitchen, D.	36	Yacomotti, A.	60, 156, 158
Vallet, Marc	12, 126	Yeo, I.	84
Varis De Lesegno, B.	82	Zabkov, I.	116
Venus, G.	142	Zaknounge, M.	154
Vergyris, P.	183	Zaquine, Isabelle	114
Viaris De Lesegno, B.	164	Zaquine, Isabelle	96
Villalba, S.	120	Zhang, X.	43
Vion, D.	73	Zhao, Z.	148
Voölz, J.	38	Zissis, G.	76
Wabnitz, Stefano	140		

