



Programme et publications COLOQ

Date: Mardi, 03.07.2018	
11:00 - 12:30 Auditorium	O1-C: Session Orale COLOQ #1
14:00 - 16:00 Auditorium	O2-C: Session Orale COLOQ #2
Date: Mercredi, 04.07.2018	
17:30 - 19:00 Salle B19bis	PO-01 B: Session posters COLOQ #1
Date: Jeudi, 05.07.2018	
16:45 - 18:45 Salle B19bis	PO-02 B: Session posters COLOQ #2
Date: Vendredi, 06.07.2018	
8:30 - 10:30 Auditorium	O7-C: Session Orale COLOQ #3
11:00 - 12:30 Auditorium	O8-C: Session Orale COLOQ #4

Présentations

O1-C: Session Orale COLOQ #1

Heure: Mardi, 03.07.2018: 11:00 - 12:30 · Salle: Auditorium

11:00 - 11:40

Invitée

Spectroscopie par peignes de fréquence à deux microns

A. Parriaux, K. Hammani, G. Millot

ICB UMR 6303 CNRS/Université Bourgogne Franche-Comté, France; guy.millot@u-bourgogne.fr

Nous démontrons une nouvelle méthode de conversion de deux peignes de fréquence mutuellement cohérents dans une fibre hautement non linéaire. La méthode est basée sur l'instabilité de modulation d'ordre 4 qui permet une conversion de 1,57 μm à 2 μm . Les peignes à deux microns sont utilisés pour la spectroscopie d'absorption du dioxyde de carbone.

11:40 - 12:05

Invitée

SEMICONDUCTOR SECOND-ORDER NONLINEAR NANOPHOTONICS

C. Gigli, G. Marino, V. F. Gili, I. Roland, M. Ravaro, I. Favero, G. Leo

Laboratoire MPQ, Université Paris Diderot & CNRS; giuseppe.leo@univ-paris-diderot.fr

The last years have witnessed a huge progress in dielectric nanophotonics, with a transition from linear and $\chi^{(3)}$ properties to intrinsically stronger $\chi^{(2)}$ effects. Here we provide an overview of our contribution to this new research domain, from the demonstration of second harmonic generation in AlGaAs nanoantennas to the most recent developments.

12:05 - 12:30

Invitée

MANIPULATION DES INTERACTIONS ENTRE LES PHOTONS ET LES PHONONS DANS LES FIBRES OPTIQUES

J.-C. Beugnot

FEMTO-ST, France; jc.beugnot@femto-st.fr

La diffusion Brillouin permet de générer des phonons grâce à l'interaction entre deux ondes optiques. Ce phénomène peut être contrôlé en utilisant des guides d'ondes de dimensions micrométriques comme des fibres optiques étirées et ouvre la voie de nouvelles applications dans le domaine de la métrologie et du traitement de l'information.

O2-C: Session Orale COLOQ #2

Heure: Mardi, 03.07.2018: 14:00 - 16:00 · Salle: Auditorium

14:00 - 14:40

Invitée

NANOBOB: A CUBESAT MISSION CONCEPT FOR QUANTUM COMMUNICATION EXPERIMENTS IN AN UPLINK CONFIGURATION

E. Kerstel^{1,2}, A. Gardelein³, M. Barthelemy^{2,4}, C. S. U. G. Team², S. Tanzilli⁵, M. Fink⁶, S. K. Joshi⁷, R. Ursin⁶

¹Université Grenoble Alpes, LIPHY, France; ²Centre Spatial Universitaire de Grenoble, France; ³Air Liquide Advanced Technologies, Grenoble, France; ⁴Université Grenoble Alpes, IPAG, France; ⁵Université Côte d'Azur, INPHYNI, France; ⁶IQOQI, Austrian Academy of Sciences, Vienna, Austria; ⁷University of Bristol, UK; erik.kerstel@univ-grenoble-alpes.fr

A ground-to-space quantum key distribution (QKD) mission concept and the accompanying feasibility study for the development of the low earth orbit CubeSat payload are presented. The versatile space segment is compatible with a multiple of QKD protocols, as well as quantum physics experiments.

14:40 - 15:05

Invitée

Implémentation optique reconfigurable de réseaux quantiques complexes

V. Parigi¹, J. Nokkala², F. Arzani¹, F. Galve³, R. Zambrini³, S. Maniscalco², J. Piilo², N. Treps¹

¹LKB, France; ²University of Turku, Finland; ³IFICS, Spain; valentina.parigi@lkb.upmc.fr

Nous proposons une procédure expérimentale optique pour la réalisation de réseaux complexes quantiques. Nous avons établi une correspondance entre des réseaux quantiques complexes et des processus optiques non linéaires multimodes pompés par des peignes de fréquence suivis d'une détection sélective en mode.

15:05 - 15:30

Invitée

Comportement contre-intuitif des états triplets de photons en régime de variables continues

E. A. Rojas Gonzáles^{1,2}, A. Borne³, B. Boulanger⁴, A. Levenson¹, K. Bencheikh¹

¹C2N, France; ²Department of Engineering Sciences, The Ångström Laboratory, Uppsala University, SE-75121 Uppsala, Sweden; ³Weizmann Institutes of Science, Rehovot 7610001, Israel; ⁴Institut Néel, CNRS/Université Grenoble Alpes, 38402 Grenoble, France; kamel.bencheikh@c2n.upsaclay.fr

Nous donnons dans ce papier une description des propriétés quantiques des triplets de photons générés par un processus non linéaire du troisième ordre dans le régime des variables continues. On s'intéresse aux intrications à trois corps que peuvent présenter les triplets.

15:30 - 15:55

Invitée

Photonique Quantique intégrée sur Silicium

F. Mazeas¹, D. Oser², C. Alonso-Ramos², X. Le Roux², D. Pérez-Galacho², E. Cassan², D. Marris-Morini², O. Alibert¹, T. Lunghi¹, E. Picholle¹, S. Tanzilli¹, L. Vivien², L. Labonté¹

¹Université Côte d'Azur, Institut de Physique de Nice, CNRS, Parc Valrose, 06108 Nice, France; ²Université Paris Sud, Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, 91405 Orsay, France; laurent.labonte@unice.fr

Nous présentons l'intégration dense de fonctions optiques linéaires et non-linéaires sur un même substrat de silicium permettant la génération, le filtrage et le routage d'états quantiques. Chacune de ces fonctions sera finement qualifiée, que ce soit de manière classique ou de manière quantique.

PO-01 B: Session posters COLOQ #1

Heure: Mercredi, 04.07.2018: 17:30 - 19:00 · Salle: Salle B19bis

COMPRESSION NON-LINEAIRE DANS UNE CELLULE DE GAZ

L. Lavenu^{1,2}, M. Natile^{3,4}, F. Guichard², Y. Zaouter², X. Délen¹, M. Hanna¹, E. Mottay², P. Georges¹

¹Laboratoire Charles Fabry, Palaiseau; ²Amplitude Systèmes, Pessac; ³Amplitude Technologies, Lisses; ⁴LIDyL, Gif-sur-Yvette; xavier.delen@institutoptique.fr

Nous démontrons la compression temporelle non-linéaire d'une source laser Yb dans une cellule de gaz remplie d'Argon. Les impulsions de 160 μ J 275 fs sont comprimées à 33 fs pour une énergie de sortie de 135 μ J correspondant à une transmission globale de 85%. Cette nouvelle technique de compression temporelle offre de nombreuses perspectives.

Production d'impulsions femtosecondes comprimées par génération paramétrique en simple passage

T. Kouadou, L. La Volpe, S. De, C. Fabre, V. Parigi, N. Treps

Laboratoire Kastler Brossel, France; tiphaine.kouadou@lkb.upmc.fr

Nous développons une expérience de génération paramétrique en simple passage à partir d'impulsions lumineuses femtosecondes. Elle permet de produire, sur une grande plage de fréquences, de la lumière comprimée (squeezed light) dans plusieurs modes spectraux et temporels.

Génération de lumière comprimée multimode dans un micro-résonateur en anneau

É. Gouzien¹, V. D'Auria¹, A. Zavatta^{2,3}, M. Kues⁴, C. Reimer⁴, S. Sciarra⁴, Y. Zhang⁴, R. Morandotti⁴, L. Labonté¹, S. Tanzilli¹

¹Université Côte d'Azur, Institut de Physique de Nice (INPHYNI), CNRS UMR 7010, France; ²LENS and Department of Physics, Università di Firenze, Italia; ³Istituto Nazionale di Ottica (INO-CNR) Largo Enrico Fermi 6, Italia; ⁴INRS Énergie, Matériaux et Télécommunications, Varennes, Québec, Canada; elie.gouzien@unice.fr

Nous avons étudié la génération d'états comprimés multimodes de la lumière par un micro-résonateur gravé sur silicium, substrat présentant une susceptibilité électrique d'ordre trois, en présence de deux pompes. Ceci permet de générer de l'intrication entre plusieurs modes dans le cadre des applications de la lumière aux technologies quantiques.

PIEGEAGE COHERENT DE POPULATION SUR JET THERMIQUE DE CESIUM : COMPARAISON DE METHODES D'EXCITATION

J. Cotxet¹, J. Staes¹, H. Travis¹, P. Perez¹, R. Schmeissner¹, S. Guérandel²

¹Thales Avionics SAS, France; ²Observatoire de Paris; cotxet@etud.insa-toulouse.fr

Le piégeage cohérent de césium (CPT) sur un jet thermique peut exciter une transition d'horloge. Malgré ses avantages, cette approche n'a jamais été adressée de manière industrielle. L'étude présentée ici caractérise l'efficacité du piégeage cohérent des atomes en fonction de la cohérence des sources lasers qui permettent l'interaction CPT.

Manipulation optique de vortex d'Abrikosov dans les supraconducteurs

A. Rochet^{1,2}, W. Magrini¹, A. Bouzdine², P. Tamarat¹, B. Lounis¹

¹LP2N, France; ²LOMA, France; antonine.rochet@institutoptique.fr

Nous avons mis en place une méthode optique permettant de générer in situ une paire de vortex/anti-vortex d'Abrikosov dans un film supraconducteur. Cette technique, en champ lointain, assure la rapidité du procédé et préserve la qualité de l'échantillon. Une unique impulsion laser sépare un vortex d'un anti-vortex de quelques micron.

Heralding of a single collective excitation in a 1D atomic array close to an optical nanofiber

J. Raskop, N. Corzo, A. Chandra, A. Sheremet, J. Laurat

Laboratoire Kastler Brossel, Sorbonne Université, CNRS, ENS-Université PSL, Collège de France; jeremy.raskop@lkb.upmc.fr

Our group focuses on the study of interactions between photons guided by nanoscale waveguides and arrays of trapped atoms. We report on our latest results and on the experimental realization of a heralded single collective excitation in a cold atomic ensemble of atoms trapped in the evanescent field of an optical nanofiber.

Ingénierie d'Etats Quantiques En Fréquence Dans Une Puce Photonique Semi-conductrice

S. Francesconi¹, F. Baboux¹, G. Boucher¹, J. Belhassen¹, A. Lemaître², M. Amanti¹, S. Ducci¹

¹Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, Sorbonne Paris Cité, Université Paris Diderot - CNRS UMR 7162 Paris, France; ²Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS/Université Paris Sud, UMR 9001, 91460 Marcoussis, France; saverio.francesconi@univ-paris-diderot.fr

Nous présentons une nouvelle technique pour contrôler les corrélations en fréquence de paires de photons générées par conversion paramétrique dans une puce en AlGaAs. La méthode proposée permet un contrôle simple et flexible des corrélations en fréquence, sans aucune manipulation externe.

Limites de stabilité des liens optiques fibrés

K. Saab¹, O. Lopez¹, E. Cantin², D. Xu², P.-E. Pottier², A. Amy-Klein¹

¹Laboratoire de physique de laser (LPL), France; ²Laboratoire National de Métrologie et d'Essais, Système de Référence Temps-Espace, France; kassem.saab@univ-paris13.fr

Les liens optiques permettent le transfert quasi idéal d'une fréquence optique ultrastable. L'instabilité d'un lien optique fibré est liée à l'erreur de mesure de phase du signal transmis, en partie due aux effets non réciproques de propagation du signal. Nous présentons une étude des limites en particulier dues aux effets de polarisation.

Génération et détection de lumière comprimée sur puce

F. Mondain¹, T. Lunghi¹, B. Fedrici¹, D. Aktas¹, F. Doutré¹, M. De Micheli¹, A. Zavatta^{2,3}, V. D'Auria¹, S. Tanzilli¹

¹Institut de Physique de Nice (InPhyNi), France; ²Istituto Nazionale Di Ottica, INO-CNR, largo enrico fermi, 50125, Firenze, Italy; ³Lens and Department of Physics, Università Di Firenze, 50019 sesto fiorentino, Firenze, Italy; francois.mondain@unice.fr

Nous présentons ici une puce optique sur niobate de lithium qui combine pour la première fois la génération de lumière comprimée et la partie optique de la détection homodyne associée.

Manipulation multispectrale du moment orbital angulaire d'un faisceau large-bande.

M. Ghadimi Nassiri

CNRS, Université de Bordeaux, France; mikael.ghadimi-nassiri@u-bordeaux.fr

Nous proposons un nouveau type d'outil permettant une interaction spin-orbite modulable sur une large bande spectrale. Ce système est basé sur un réseau de défauts de cristaux liquides localisés adressés en tension.

Photoémission induite par laser de nanopointes de tungstène et de diamant

O. Torresin

LCAR, Université de Toulouse, CNRS; torresin@irsamc.ups-tlse.fr

Nous présentons des résultats expérimentaux d'émission d'électrons à partir de nanopointes de tungstène et de diamant en régime continu et femtoseconde. La différence des régimes d'émission permet une comparaison entre ces deux matériaux.

Optical hybrid entanglement of light for remote state preparation and Einstein-Podolsky-Rosen steering

A. Cavaillès, H. Le Jeannic, J. Raskop, T. Darras, G. Guccione, J. Laurat

Laboratoire Kastler Brossel, France; adrien.cavaillès@lkb.upmc.fr

Having succeeded in generating hybrid continuous- and discrete-variable entanglement of light, we now report on the use of this resource in two hybrid protocols: the remote preparation of arbitrary CV qubits as well as the demonstration of Einstein-Podolsky-Rosen steering, using in both cases high-efficiency homodyne detection setups.

Programmable complex linear transformation with a multimode fiber for quantum information

S. Leedumrongwatthanakun¹, L. Innocenti², H. Defienne^{1,3}, T. Juffmann^{1,4}, A. Ferraro², M. Paternostro², S. Gigan¹

¹Laboratoire Kastler Brossel, ENS-Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Collège de France 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France; ²Centre for Theoretical Atomic, Molecular and Optical Physics, School of Mathematics and Physics, Queens University Belfast, Belfast BT7 1NN, UK; ³Department of Electrical Engineering, Princeton University, Princeton, NJ, 08544, USA; ⁴Faculty of Physics, University of Vienna, Strudlhofgasse 4, 1090 Vienna, Austria; saroch.leedumrongwatthanakun@lkb.ens.fr

Combination of a spatial light modulator and a multimode fiber can be used as a platform for programmable complex linear transformations. We show that two-photon quantum interference can be controlled among different spatial-polarization modes in a deterministic way, thus demonstrating reconfigurable photonic platform for quantum information.

Un microscope à gaz quantique pour une nouvelle expérience d'atomes de strontium ultrafroids.

A. Molineri

Laboratoire Charles Fabry, France; anais.molineri@institutoptique.fr

Nous construisons actuellement une nouvelle expérience d'atome froid sur l'atome de strontium pour étudier la dynamique de systèmes hors-équilibre. Le poster que je présenterais sera axé principalement sur la construction de l'expérience, mettant en avant les avantages expérimentaux du strontium et décrivant le système d'imagerie utilisé.

Bruit relatif d'intensité dans un micro-laser à modes de galerie en verre ZBLALiP dopé Erbium

J.-B. Ceppe^{1,2}, Y. Dumeige¹, P. Féron¹

¹Université de Rennes 1, France; ²Université de Lille, France; jean-baptiste.ceppe@univ-lille1.fr

Nous présentons ici un modèle théorique du bruit d'intensité d'un Laser de classe B prenant en compte un terme de couplage non-linéaire entre les fluctuations du nombre de photons et de l'inversion de population. Ce modèle est ensuite appliqué aux micro-Lasers à modes de galerie en verre ZBLALiP dopé aux ions Erbium.

ÉTUDE DYNAMIQUE DE CAVITE TALBOT AVEC AMPLIFICATEUR OPTIQUE A SEMI-CONDUCTEUR

V. Billault¹, V. Crozatier¹, M. Schwarz¹, G. Feugnet¹, G. Baili¹, H. Guillet de Chatellus²

¹Thales Research and Technology, 1 Avenue Augustin Fresnel, 91120 Palaiseau, France; ²Laboratoire Interdisciplinaire de Physique, CNRS, Université Joseph Fourier, UMR 5588, BP 87, 38402 Saint Martin d'Hères, France; vincent.billault@thalesgroup.com

Nous avons développé un nouveau laser à effet Talbot basé sur un amplificateur optique à semi-conducteur (SOA). Nous avons mis en évidence la dynamique de création et d'extinction du peigne optique, et présentons les premières mesures de bruit de phase et de gigue temporelle pour différentes conditions de Talbot.

ARCHITECTURES DE POMPAGE POUR L'ÉMISSION BIFRÉQUENCE D'UN LASER VECSEL

P. Rigaud¹, S. Janicot¹, G. Baili², F. Guty², I. Sagnes³, G. Beaudoin³, P. Georges¹, G. Lucas-Leclin¹

¹Laboratoire Charles Fabry, IOGS, CNRS, Université Paris-Saclay; ²Thales Research & Technology; ³Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Université Paris-Saclay; sylvie.janicot@institutoptique.fr

Nous décrivons les travaux menés en vue d'améliorer les performances d'un laser VECSEL bifréquence conçu pour une horloge atomique à piégeage cohérent de population. Nous avons en particulier mis en évidence que le pompage sur deux spots distincts est bénéfique tant pour augmenter la puissance laser que pour réduire le bruit d'intensité du laser.

Caractérisation de l'amplificateur du système laser pré-stabilisé pour advanced Virgo

F. Cleva, J.-P. Coulon, F. Kéfélian, M. Merzougui

ARTEMIS, Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Nice, France; frederic.cleva@oca.eu

Advanced Virgo est la version de seconde génération du détecteur d'ondes gravitationnelles Virgo. Sa sensibilité est accrue d'un facteur 10, grâce notamment à l'augmentation de la puissance optique. Un amplificateur 95 W a été étudié et caractérisé. Ses performances mesurées sont compatibles avec les exigences du nouveau système laser pré-stabilisé.

TOMOGRAPHIE DE LA ROTATION DE POLARISATION INDUITE PAR UNE BOÎTE QUANTIQUE UNIQUE EN CAVITÉ

P. Hilaire^{1,2}, C. Anton¹, C. Millet¹, A. Harouri¹, A. Lemaître¹, I. Sagnes¹, O. Krebs¹, N. D. Kimura¹, N. Somaschi¹, P. Senellart¹, L. Lanco^{1,2}

¹C2N CNRS, France; ²Université Paris Diderot; paul.hilaire@c2n.upsaclay.fr

Afin d'estimer les contributions cohérente et incohérente d'un dispositif de cavité-QED, nous avons développé une technique de tomographie de polarisation qui permet de reconstruire complètement la matrice densité de polarisation de la lumière. Cette technique nous permet de déterminer les mécanismes de bruit à l'œuvre dans notre échantillon.

The nonlinear chi(2) directional coupler: a versatile source for continuous variables quantum information

D. Barral Raña¹, N. Belabas¹, K. Bencheikh¹, A. Levenson¹, V. D'Auria², S. Tanzilli²

¹Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies C2N, CNRS, Université Paris-Saclay; ²Université Côte d'Azur, Institut de Physique de Nice (INPHYNI), CNRS UMR 7010; david.barral@c2n.upsaclay.fr

We show the versatility of the nonlinear directional coupler as a source for continuous variables quantum information. We study its operation in the degenerate spontaneous down-conversion, optical parametric amplification and second harmonic generation regimes. We present examples of Gaussian steering and bipartite and quadripartite entanglement.

Utilisation de fibres à couplage inhibé pour le contrôle de l'intrication spectrale de paires de photons

M. Cordier¹, A. Orioux², B. Debord³, F. Gérôme³, A. Gorse⁴, M. Chafer³, E. Diamanti², P. Delaye⁵, F. Benabid³, I. Zaquine¹

¹LTCI, Télécom ParisTech, France; ²LIP6, Laboratoire d'Informatique de Paris 6, CNRS, Université Pierre et Marie Curie, Sorbonne Université, 75005 Paris, France; ³GPPMM Group, XLIM Research Institute, CNRS UMR 7252, Univ Limoges, Limoges, France; ⁴GLOphotonics S.A.S., 123 rue Albert Thomas, Limoges, France; ⁵LCF, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Univ Paris-Saclay, 91127 Palaiseau cedex, France; martin.cordier@telecom-paristech.fr

Nous démontrons expérimentalement comment les propriétés de dispersion des fibres à cœur creux à couplage inhibé permettent de contrôler les corrélations spectrales des paires de photons générées par mélange à quatre ondes dans une fibre remplie de gaz non linéaire.

Des sources semi-conductrices de photons uniques indiscernables

A. Harouri¹, N. Somaschi¹, H. Ollivier¹, G. Coppola¹, C. Anton¹, J. Loredó¹, A. Lemaître¹, I. Sagnes¹, L. Lanco², P. Senellart¹

¹Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, France; ²Université Paris Diderot; abdelmounaim.harouri@c2n.upsaclay.fr

Nous présentons la fabrication reproductible de sources semiconductrices de photons uniques montrant une indiscernabilité supérieure à 90% et une brillance fibrée supérieure à 6%. Ceci est obtenu en excitant de façon résonante un exciton neutre ou chargé piégé dans une boîte quantique placée au centre de la cavité à 50 nm près.

COMBINAISON COHÉRENTE D'AMPLIFICATEURS SEMICONDUCTEURS & CONVERSION NON-LINÉAIRE DANS LE VISIBLE

P. Albrodt, P. Georges, G. Lucas-Leclin

Laboratoire Charles Fabry, IOGS, CNRS, Université Paris-Saclay; gaelle.lucas-leclin@institutoptique.fr

Nous décrivons une source laser reposant sur la combinaison cohérente de trois amplificateurs semiconducteurs. La puissance extraite est de 12,9 W. Le faisceau infrarouge est converti dans le visible dans un cristal de PPLN, avec une efficacité non-linéaire qui atteint 4,5 %/W, et une puissance de 2,1 W à 488 nm est ainsi obtenue.

Etude du bruit d'un laser VECSEL bifréquence pour l'application aux horloges au césium

G. Gredat¹, H. Liu¹, G. Baili², F. Guty², F. Goldfarb¹, I. Sagnes³, F. Bretenaker¹

¹Laboratoire Aimé Cotton (CNRS, ENS Paris-Saclay, Université Paris-Saclay), France; ²Thales Research & Technology, Palaiseau, France; ³Centre de Nanosciences et Nanotechnologie (C2N) (CNRS, Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay), Marcoussis, France; gregory.gredat@u-psud.fr

Nous étudions le bruit d'un laser VECSEL émettant deux ondes polarisées orthogonalement à 852 nm, longueur d'onde utilisée pour sonder les résonances CPT du Césium. Nous décrivons le bruit d'intensité des deux modes, le bruit de phase de leur battement et nous établissons un modèle permettant d'isoler les facteurs cruciaux pour réduire le bruit.

Réduction du bruit d'un laser VECSEL bifréquence par pompage totalement corrélé

G. Gredat¹, H. Liu¹, S. De¹, I. Fsaïfes¹, A. Ly¹, R. Vatré¹, G. Baili², S. Bouchoule³, F. Goldfarb¹, F. Bretenaker¹

¹Laboratoire Aimé Cotton (CNRS, ENS Paris-Saclay, Université Paris-Saclay), France; ²Thales Research & Technology, Palaiseau, France; ³Centre de Nanosciences et Nanotechnologie (C2N) (CNRS, Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay), Marcoussis, France; gregory.gredat@u-psud.fr

Nous présentons un laser VECSEL bifréquence à très bas bruit à la longueur d'onde télécom et la stratégie adoptée à l'aide de bruits de pompe 100% corrélés en phase entre les deux modes. Nous montrons que le dichroïsme induit un effet thermique expliquant une partie du bruit de phase, l'autre contribution étant attribuée à l'émission spontanée.

Détection homodyne résolue spectralement pour l'information quantique avec peigne de fréquences

T. Michel, A. Dufour, Y.-s. Ra, C. Fabre, V. Parigi, N. Treps

Laboratoire Kastler Brossel - Sorbonne Université, France; thibault.michel@lkb.upmc.fr

Nous présentons ici une technique de mesure appelée détection homodyne multipixel. Celle-ci permet de mesurer simultanément l'ensemble des corrélations spectrales d'un champ optique.

Nous utilisons cette technique de mesure afin d'implémenter des protocoles d'information quantique à variables continues utilisant des peignes de fréquences.

Source laser compacte embarquable pour un senseur inertielle à ondes de matière

S. Templier^{1,2}, B. Battelier¹, B. Barrett^{1,2}, P. Cheiney², F. Napolitano², H. Porte²

¹LP2N, France; ²iXBlue, France; simon.templier@institutoptique.fr

Nous proposons une architecture laser incluant un modulateur I&Q qui permet d'une part la réduction du biais sur la mesure d'un interféromètre atomique, d'autre part la simplification de l'architecture en transférant la complexité du contrôle de la diode laser vers la source micro-onde du modulateur.

Centres NV du diamant pour l'analyse spectrale de signaux radiofréquence

L. Mayer, T. Debuisschert

THALES Research and Technology, France; ludovic.mayer@thalesgroup.com

Le centre coloré NV du diamant est un défaut qui possède des propriétés de spin et photophysiques remarquables. En particulier, la détection optique de ses résonances de spin électroniques dans le domaine des radiofréquences peut être exploitée pour réaliser un dispositif compact pour l'analyse spectrale instantanée dans la gamme des GHz.

Corrélations spectrales des bruits dans les lasers VECSELs bifréquences

G. Gredat¹, C. H. Chow¹, A. Ly¹, H. Liu¹, S. De², N. Treps², I. Sagnes³, F. Goldfarb¹, F. Bretenaker¹

¹Laboratoire Aimé Cotton (CNRS, ENS Paris-Saclay, Université Paris-Saclay), France; ²Laboratoire Kastler Brossel (UPMC-Sorbonne Universités, CNRS, ENS-PSL Research University, Collège de France), 4 place Jussieu, 75252 Paris, France;

³Centre de Nanosciences et Nanotechnologie (C2N), CNRS, Université Paris-Saclay, Marcoussis, France; gregory.gredat@u-psud.fr

Nous présentons une analyse des composantes principales des modes de bruit d'un laser VECSEL émettant deux ondes polarisées orthogonalement à 852 nm. Après l'étude de la matrice de covariance étendue des bruits d'intensité, nous rapportons l'apparition de corrélations spectrales en exacerbant les non-linéarités par une modulation de la pompe.

Non réciprocity de l'émission des paires de photons dans les milieux non linéaires non uniformes

T. Harlé¹, M. Cordier², I. Zaquine², P. Delaye²

¹Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School CNRS, Université Paris-Saclay, 91127 Palaiseau, France;

²Laboratoire Traitement et Communication de l'Information, Télécom Paristech, 75013 Paris; thibault.harle@institutoptique.fr

Nous démontrons grâce à un modèle analytique qu'une non-uniformité spatiale de l'accord de phase, dans les sources de paires de photons, s'accompagne d'une non-réciprocité du spectre d'émission, lorsque le sens de propagation est inversé. Il en résulte une dégradation de l'indiscernabilité des paires intriquées dans les montages de type Sagnac.

FULL POLARIZATION CONTROL OF VERTICAL ORGANIC LASERS

O. Mhibik, R. Fedrizzi-Dillenburg, T. Leang, S. Forget, S. Chénais

LPL, France; sebastien.chenais@univ-paris13.fr

Etude des propriétés de polarisation de cavité verticale des lasers biologiques dans lesquels tant le résonateur que le moyen de gain présentent la symétrie cylindrique autour de l'axe de cavité.

07-C: Session Orale COLOQ #3

Heure: Vendredi, 06.07.2018: 8:30 - 10:30 · Salle: Auditorium

8:30 - 9:10

Invitée

PROPAGATION NON LINEAIRE DANS LES FIBRES OPTIQUES MULTIMODES

K. Krupa¹, R. Dupiol^{2,3}, E. Deliancourt², R. Guenard², A. Tonello², M. Fabert², J.-L. Auguste², A. Desfarges-Berthelemot², V. Kermene², A. Barthelemy², U. Minoni¹, D. Modotto¹, G. Millot³, S. Wabnitz^{1,4}, V. Couderc²

¹Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università degli Studi di Brescia, via Branze 38, 25123, Brescia, Italy; ²Université de Limoges, XLIM, UMR CNRS 7252, 123 Avenue A. Thomas, 87060 Limoges, France; ³Université Bourgogne Franche-Comté, ICB, UMR CNRS 6303, 9 Avenue A. Savary, 21078 Dijon, France; ⁴Instituto Nazionale di Ottica del Consiglio Nazionale delle Ricerche (INO-CNR), via Branze 38, 25123, Brescia, Italy; vincent.couderc@xlim.fr

Nous présentons un nouveau type de propagation non linéaire dans les fibres multimodes à gradient d'indice. Celui-ci induit une auto-organisation spatiale de la lumière et se traduit par un transfert de la puissance véhiculée par les modes d'ordre haut vers le mode fondamental. Une amélioration de la brillance du rayonnement en sortie est observée.

9:10 - 9:35

Invitée

Dynamique de condensats de Bose-Einstein dans des réseaux optiques modulés en temps

J. Billy, E. Michon, M. Arnal, V. Brunaud, C. Cabrera-Gutiérrez, A. Fortun, D. Guéry-Odelin

Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité; IRSAMC; Université de Toulouse, UPS; CNRS; Toulouse; juliette.billy@irsamc.ups-tlse.fr

Je présenterai plusieurs expériences réalisées avec des condensats de Bose-Einstein dans des réseaux optiques modulés en phase et/ou en amplitude. Selon la fréquence de modulation choisie, la modulation permet de renormaliser la profondeur du réseau, d'induire une transition de phase dynamique ou encore des transitions interbandes.

9:35 - 10:00

Invitée

Turbulence intégrable en optique : mesure ultrarapide des fluctuations de la phase et de l'amplitude

P. Suret, A. Tikan, R. El Koussaifi, C. Szwarz, S. Bielawski, C. Evain, S. Randoux

Université de Lille - laboratoire PHLAM, France; pierre.suret@univ-lille1.fr

Nous passons en revue les différentes approches expérimentales récentes qui permettent d'étudier la "turbulence intégrable" dans des expériences d'optique fibrée. En particulier nous reportons un dispositif original de mesure ultra-rapide de la phase et de l'amplitude d'ondes lumineuses aléatoires [A. Tikan (et al.), Nat. Photon., 2018].

10:00 - 10:25

Invitée

GÉNÉRATION DE LUMIÈRE SUPER-THERMIQUE HORS-ÉQUILIBRE DANS DES NANOLASERS BIMODAUX

M. Marconi¹, J. Javaloyes², P. Hamel¹, F. Raineri^{1,3}, A. Levenson¹, A. Yacomotti¹

¹C2N, France; ²UIB, Spain; ³Université Paris Diderot, France; mathias.marconi@c2n.upsaclay.fr

Nous étudions la statistique des photons émis par les modes propres d'un système de deux nanolasers à cristaux photoniques couplés en régime de pompage pulsé. Nous montrons que ce processus hors-équilibre est un nouveau mécanisme responsable de la génération de lumière superthermique sur le mode faible d'un laser bimodal.

08-C: Session Orale COLOQ #4

Heure: Vendredi, 06.07.2018: 11:00 - 12:30 · Salle: Auditorium

11:00 - 11:40

Invitée

OPTICAL SELECTION RULES IN 2D MATERIALS BASED ON TRANSITION METAL DICHALCOGENIDES

X. Marie

LPCNO, France; marie@insa-toulouse.fr

The spectacular progress in controlling the electronic properties of graphene has triggered research in alternative 2D crystals. Monolayers of transition-metal dichalcogenides have emerged as promising nanostructures for optics and electronics. In this talk I will give an overview of the optical properties of these 2D semiconductors.

11:40 - 12:05

Invitée

PROPAGATION D'ONDES SONORES DANS UN GAZ DE BOSE SUPERFLUIDE BIDIMENSIONNEL

J. Beugnon

LKB, France; beugnon@lkb.ens.fr

Les ondes sonores peuvent être utilisées pour caractériser le milieu dans lequel elles se propagent. Nous avons étudié expérimentalement la propagation d'ondes sonores dans un gaz de Bose ultrafroid bidimensionnel et mesuré des vitesses du son compatibles avec les prédictions d'hydrodynamique superfluide pour une gamme étendue de températures.

12:05 - 12:30

Invitée

MELANGE D'ONDES ET DETECTION DE PHASE AVEC LES VALVES OPTIQUES A CRISTAUX LIQUIDES

U. Bortolozzo¹, J.-P. Huignard², S. Residori¹

¹INPHYNI, France; ²Jphopto-consultant; stefania.residori@inphyni.cnrs.fr

Nous présentons les propriétés principales des valves optiques et leur réponse non-linéaire qui permet de réaliser le mélange d'ondes selon divers schémas d'interaction. Des exemples d'applications sont présentés, comme la lumière lente, l'interférométrie, la détection à distance et l'holographie dynamique.

ARCHITECTURES DE POMPAGE POUR L'ÉMISSION BIFRÉQUENCE D'UN LASER VECSEL

Philippe Rigaud¹, Sylvie Janicot¹, François Guty², Ghaya Baili¹,
Isabelle Sagnes³, Grégoire Baudoin³, Patrick Georges¹, Gaëlle Lucas-Leclin¹

¹ Laboratoire Charles Fabry, IOGS, CNRS, Université Paris-Saclay, Palaiseau, France

² Thales Research & Technology, Palaiseau, France

³ Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Université Paris-Saclay, Marcoussis, France

gaelle.lucas-leclin@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous décrivons les travaux menés en vue d'améliorer les performances d'un laser VECSEL bifréquence conçu pour une horloge atomique à piégeage cohérent de population. Nous avons en particulier mis en évidence que le pompage sur deux spots distincts est bénéfique tant pour augmenter la puissance laser que pour réduire le bruit d'intensité du laser.

MOTS-CLEFS : *VECSEL ; laser à semiconducteur ; horloge atomique*

1. INTRODUCTION

Le piégeage cohérent (CPT) des atomes de césium en cellule est utilisé pour le développement d'horloges atomiques compactes de haute performance. Il consiste à interroger optiquement la transition d'horloge micro-onde – 9,192 GHz dans le cas du Cs – à partir de deux faisceaux laser résonnants avec un état excité commun [1]. Plusieurs architectures laser ont été proposées et mises en œuvre pour réaliser cette interrogation [2-4]. Nous nous intéressons plus particulièrement au potentiel des lasers à semiconducteur en cavité externe (VECSEL), dans une configuration qui repose sur l'émission simultanée de deux modes laser polarisés perpendiculairement dans une même cavité biréfringente [5]. Le VECSEL bipolarisation bifréquence développé a permis l'obtention d'un signal de spectroscopie CPT, cependant ses performances ne sont pas au niveau métrologique requis. Nous étudions de nouvelles architectures de cavité laser et de pompage qui permettraient de dépasser les limites du laser précédemment développé.

2. PRINCIPE DU LASER BIFRÉQUENCE

Le schéma général du VECSEL bifréquence est représenté en Figure 1. Il consiste en une structure active, constituée d'un miroir de Bragg et d'une couche active conçue pour émettre au voisinage de l'une des transitions optiques du Cs (D1 : 894 nm, D2 : 852 nm), pompée à 670 nm. La cavité est linéaire, fermée par un coupleur de sortie, et comporte a minima une lame séparatrice de polarisation (YVO.) et un étalon Fabry-Perot qui force l'émission monofréquence du laser sur chaque état propre de polarisation.

Dans l'architecture laser développée et validée précédemment à 852 nm [5], les deux faisceaux laser ont un diamètre de 80 μm et ne sont distants sur la structure que de 50 μm , afin de pouvoir être simultanément pompés par le faisceau elliptique issu d'une même voie de pompage. En conséquence, les faisceaux se recouvrent sensiblement, et la compétition entre les deux modes induit des fluctuations d'intensité partiellement anti-corrélées à chacune des fréquences [6]. De plus, le transfert du bruit d'intensité de la source de pompe vers les deux modes laser est important, et le bruit d'intensité de chacun des modes laser est alors de l'ordre de -110 dB/Hz ($f \leq 1$ MHz) dans les conditions de fonctionnement usuelles [5]. Ce sont ces deux aspects – couplage anti-corrélé des modes, transfert de bruit de la pompe – que nous avons cherché à corriger, en étudiant de nouvelles configurations de pompage.

3. ARCHITECTURES DE POMPAGE

Augmenter la séparation entre les deux faisceaux laser sur la structure implique de pouvoir pomper chacun d'eux séparément, en optimisant le recouvrement pompe-laser. La puissance laser extraite sur chaque voie pompée séparément augmente alors sensiblement, grâce à la réduction de l'échauffement de la structure active. Expérimentalement, pour limiter les pertes introduites dans la cavité par une lame épaisse, nous avons choisi d'insérer une lame biréfringente en YVO_4 d'épaisseur 2 mm assurant une séparation $d = 200 \mu\text{m}$ entre les faisceaux pour laquelle nous observons déjà une amélioration des performances laser.

D'autre part, il nous a été possible de corriger l'ellipticité du faisceau de pompe en pré-compensant l'anamorphose induite par la projection du faisceau de pompe sur la structure. Ainsi, le seuil laser diminue et l'efficacité laser augmente grâce au pompage circulaire, qui limite l'échauffement de la structure active et maximise le recouvrement pompe-laser. Dans ces conditions, nous avons mis en évidence une réduction du transfert de bruit d'intensité de la pompe vers le laser (Figure 2).

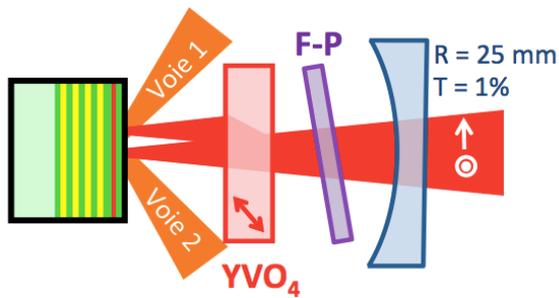


Figure 1 : Schéma de principe du VECSEL bifréquence

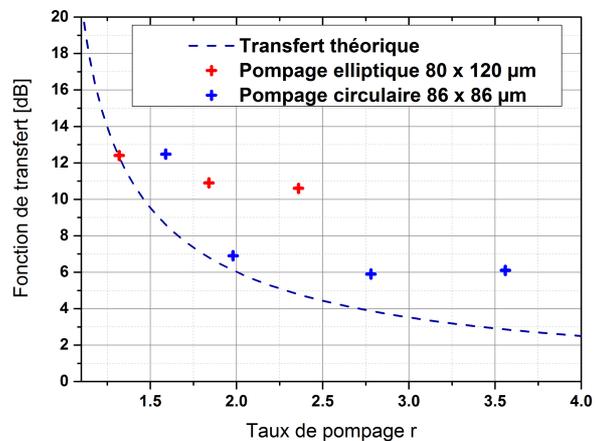


Figure 2 : Transfert de RIN pompe-laser dans la bande $10 \text{ kHz} \leq f \leq 1 \text{ MHz}$, en fonction du taux de pompage r – mesures sur une voie de pompage unique.

4. LASER BIFRÉQUENCE À 890 NM EN CONFIGURATION DOUBLE-SPOT

Nous avons validé l'architecture proposée avec une structure conçue pour émettre au voisinage de 890 nm. Celle-ci est pompée à partir d'une diode laser fibrée, émettant une puissance de 5 W à 670 nm et séparée en deux voies distinctes à l'aide d'un coupleur fibré 50/50. La puissance maximale extraite de la cavité laser, sur *chaque* polarisation, atteint 50 mW. L'étalon Fabry-Perot étant biréfringent, il est possible de privilégier l'émission de chaque polarisation à des fréquences supérieures à l'intervalle spectral libre de la cavité (ici 6 GHz), et d'atteindre une différence de fréquence de 9 GHz correspondant à la transition atomique du Cs. Enfin, nous avons vérifié que, grâce à la séparation importante des deux faisceaux laser sur la structure, les fluctuations d'intensité à chaque fréquence sont en phase.

Remerciements : Ce travail a été en partie financé par l'ANR dans le cadre du projet CHoCoLa. Nous remercions M. Guina, J-P Penttinen et T. Leinonen (Optoelectronics Research Centre, Tampere University of Technology) pour la réalisation de la structure à 890 nm.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Vanier, *Appl. Phys. B*, vol. 81, no. 4, pp. 421–442, Jul. 2005.
- [2] J. Kitching, S. Knappe, and L. Hollberg, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, pp. 553-555, 2002.
- [3] T. Zanon et al, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, 193002, 2005.
- [4] M.A. Hafiz and R. Boudot, *Journal of Applied Physics* 118, 124903, 2015.
- [5] P. Dumont et al, *J. Light. Technol.*, vol. 32, no. 20, pp. 3817–3823, 2014.
- [6] S. De et al, *Phys. Rev. A* 91, 053828, 2015.

BRUIT RELATIF D'INTENSITÉ DANS UN MICRO-LASER À MODES DE GALERIE EN VERRE ZBLALiP DOPÉ ERBIUM

Jean-Baptiste Ceppe¹, Patrice Féron², Yannick Dumeige²

¹ IRCICA USR 3380, Université de Lille, 59650 Villeneuve d'Ascq, France

² Institut Foton UMR CNRS 6082, Université de Rennes I, 22300 Lannion, France

jean-baptiste.ceppe@univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons ici un modèle théorique du bruit d'intensité d'un Laser de classe B prenant en compte un terme de couplage non-linéaire entre les fluctuations du nombre de photons et de l'inversion de population. Ce modèle est ensuite appliqué aux micro-Lasers à modes de galerie en verre ZBLALiP dopé aux ions Erbium.

MOTS-CLEFS : *micro-résonateur ; Laser ; modes de galerie ; bruit d'intensité*

1. INTRODUCTION

Les micro-résonateurs à mode de galerie combinent à la fois fort confinement temporel (haut facteur de qualité Q) et spatial (faible volume de mode \mathcal{V}) [1]. De fait, ce sont des outils particulièrement intéressants pour l'étude de phénomènes non-linéaires, en physique fondamentale ou pour l'intégration de source Lasers de haute pureté spectrale. Cependant, la dynamique du Laser à modes de galerie a été peu étudiée. Les spécificités des micro-Lasers à modes de galerie se retrouvent dans le spectre du bruit d'intensité relatif (RIN) du Laser et l'analyse habituelle du RIN d'un Laser de classe B s'avère insuffisante pour décrire correctement les observations expérimentales effectuées dans le cas d'un micro-Laser à modes de galerie.

2. COUPLAGE NON-LINÉAIRE

Dans un Laser de classe B, les grandeurs caractéristiques décrivant l'interaction entre le milieu atomique et le champ électrique sont l'inversion de population N et le nombre de photons F . Les équations d'évolution des fluctuations de ces grandeurs autour de leur point de fonctionnement au dessus du seuil Laser sont déduites à partir des équations de débit [2] :

$$\begin{cases} \frac{d\delta N}{dt} = -\frac{\eta}{\tau_r}\delta N(t) - \frac{2}{\tau_p}\delta F(t) - 2\kappa\delta N(t)\delta F(t) + \xi_N(t) & (1a) \\ \frac{d\delta F}{dt} = \left(\frac{\eta-1}{2\tau_r}\right)\delta N(t) + \kappa\delta F(t)\delta N(t) + \xi_F(t) & (1b) \end{cases}$$

avec $\kappa = c\sigma/n\mathcal{V}$. η est un terme de pompage, τ_r le temps de récupération du système à trois niveaux, τ_p le temps de vie des photons, c la célérité du vide, n l'indice de réfraction du milieu, σ la section efficace d'émission et \mathcal{V} le volume du mode. ξ_N et ξ_F sont les termes sources de bruit pour l'inversion de population et pour le nombre de photons. Le traitement usuel consiste à linéariser le système 1 en considérant les termes couplés négligeables [3]. Dans un micro-Laser à mode de galerie, le couplage non-linéaire entre δN et δF ne peut pas être négligé et la linéarisation des équations n'est pas possible. Le modèle proposé est basé sur un développement perturbatif des fluctuations δN et δF . En posant $\delta X(t) = \sum_{p=1}^{+\infty} \delta X^{(p)}(t)$, où X représente N ou F , il est possible d'exprimer l'évolution des fluctuations δN et δF d'ordre p par un système de deux équations couplées. Le bruit relatif d'intensité est calculé par la relation :

$$RIN(\omega) = \sum_{p=1}^{+\infty} \frac{\mathcal{T}\mathcal{F} [\langle \delta F^{(p)}(t)\delta F^{(p)}(t-\tau) \rangle]}{\langle F \rangle^2} \quad (2)$$

où les différents ordres du RIN sont calculés séparément.

3. APPLICATION AU LASER À MODES DE GALERIE EN VERRE ZBLALiP DOPÉ ERBIUM

Dans les micro-résonateurs à modes de galerie, le très faible volume de mode \mathcal{V} exalte l'interaction entre les photons et le milieu atomique à travers le coefficient κ . Le spectre de RIN issu d'un micro-Laser à modes de galerie, mesuré expérimentalement, contient des informations sur ce couplage non-linéaire, notamment sur le volume du mode Laser, grandeur difficilement mesurable en régime Laser. Les micro-sphères étudiées sont en verre ZBLALiP dopé aux ions Erbium à 0.1 % et dont le diamètre est d'environ $100 \mu m$. La pompe utilisée est une diode Laser monomode de largeur inférieure à $40 kHz$.

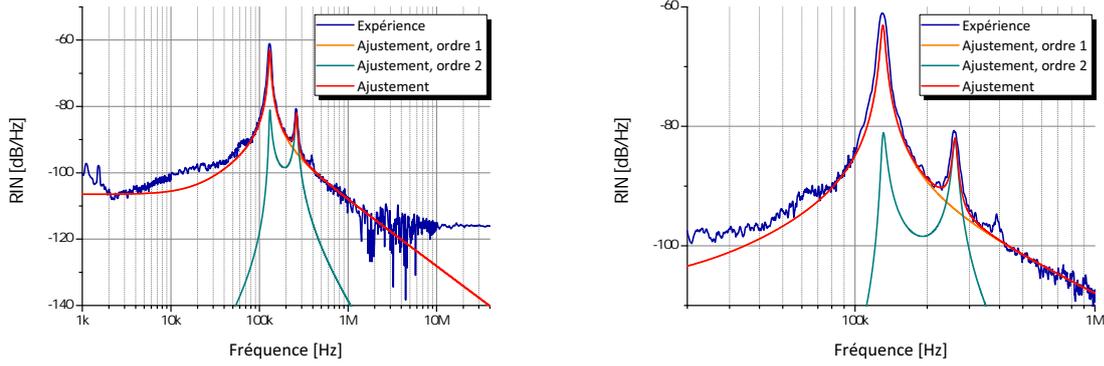


FIGURE 1: (a) Spectre expérimental et ajustement théorique du RIN d'un Laser à modes de galerie en verre ZBLALiP dopé aux ions Erbium de diamètre $2a = 100 \mu m$ couplé à l'aide de fibres optiques amincies (jusqu'à un diamètre d'environ 1 à $2 \mu m$), (b) zoom autour de la fréquence de relaxation.

Le spectre de RIN d'un Laser à modes de galerie présente des harmoniques de la fréquence de relaxation. Ce phénomène est dû au couplage non-linéaire, pris en compte dans notre modèle. La figure 1 présente un exemple de spectre de RIN expérimental et l'ajustement théorique correspondant. Le RIN de deuxième ordre étant dépendant de la variable κ , l'ajustement permet de connaître la valeur du volume de mode \mathcal{V} . On peut alors estimer le mode de galerie pour lequel l'effet Laser a lieu [4].

CONCLUSION

Le modèle de RIN d'ordre multiple prend en compte un terme de couplage non-linéaire dans les équations d'évolution des fluctuations du nombre de photons et de l'inversion de population. Ce terme est naturellement élevé dans le cas d'un micro-Laser à mode de galerie. La prise en compte de cette spécificité dans le modèle théorique permet de remonter au volume de mode et, par extension, au mode de galerie étudié.

Les auteurs remercient le CNES, la région Bretagne et l'Institut Universitaire de France pour le soutien financier.

RÉFÉRENCES

- [1] V. Braginsky, M. L. Gorodetsky, and V. S. Ilchenko, "Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering gallery modes," *Phys. Lett. A*, vol. 137, p. 393, 1989.
- [2] F. Bretenaker and C. Drag, "Cours de physique des lasers," *Archive ouverte de la Société Française d'Optique*, SFO-00334462, 2008.
- [3] E. Rosencher and B. Vinter, *Optoelectronics*. Cambridge University Press, 2002.
- [4] J.-B. Ceppe, M. Mortier, P. Féron, and Y. Dumeige, "Theoretical and experimental analysis of rare earth whispering gallery mode laser relative intensity noise," *Optics Express*, vol. 25, no. 26, p. 32732, dec 2017.

CARACTERISATION DE L'AMPLIFICATEUR DU SYSTEME LASER PRE-STABILISE POUR ADVANCED VIRGO

Frédéric Cleva, Jean-Pierre Coulon, Fabien Kéfélian, et Mourad Merzougui

ARTEMIS, Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Nice, France

frederic.cleva@oca.eu

RÉSUMÉ

Advanced VIRGO est la version de seconde génération du détecteur d'onde gravitationnelle Virgo. Sa sensibilité est accrue d'un facteur 10, grâce notamment à l'augmentation de la puissance optique. Un amplificateur 95 W a été étudié et caractérisé. Ses performances mesurées sont compatibles avec les exigences du nouveau système laser pré-stabilisé.

MOTS-CLEFS : *Laser; Métrologie ; Amplificateur optique ; Ondes gravitationnelles*

VIRGO est un interféromètre laser de 3 km de bras pour l'enregistrement des ondes gravitationnelles dans la bande 10 Hz – 10 kHz. Advanced VIRGO aura une sensibilité de détection accrue d'un facteur 10 grâce au déploiement de nouvelles améliorations technologiques [1]. Advanced VIRGO a enregistré lors de sa première période de prise de donnée, une première onde gravitationnelle le 14 août 2017 simultanément avec les détecteurs LIGO [2]. Pour augmenter la sensibilité de détection, lors de la deuxième période de prise de données (fin 2018), un nouveau système laser pré-stabilisé est développé, permettant de doubler la puissance optique avec plus de 70 W en continu en amont du système d'injection dans l'interféromètre, tout en présentant les caractéristiques de bruit de puissance, bruit de fréquence, qualité de mode transverse, bruit spatial de pointé de faisceau et stabilité long terme de fonctionnement requises.

1. NOUVELLE STRUCTURE GENERALE DU SYSTEME LASER PRE-STABILISE

Le nouveau système laser pré-stabilisé d'Advanced VIRGO, émettant à 1064 nm, est constitué d'un laser de 17 W de puissance, suivi d'un amplificateur optique délivrant 95 W. Le laser de 17 W est verrouillé par injection optique et asservissement Pound-Drever-Hall sur un laser bas bruit de fréquence de 500 mW. Le faisceau en sortie de l'amplificateur est ensuite filtré spatialement grâce au passage dans une cavité Fabry-Perot triangulaire (PMC) asservie en longueur sur la fréquence du laser. L'ensemble du système est contrôlé en fréquence pour être asservi sur une cavité de filtrage suspendu de 140 m, et contrôlé en puissance grâce à un modulateur acousto-optique placé juste avant le PMC.

La partie du système « laser de 17 W verrouillé sur le laser bas bruit de 500 mW » est reprise de l'ancien système utilisé pour Virgo. Les nouveaux éléments du système sont l'amplificateur de 95 W, la cavité Fabry-Perot de filtrage, et l'ensemble du système de stabilisation de puissance.

2. ÉTUDE ET CARACTERISATION DE L'AMPLIFICATEUR OPTIQUE

L'amplificateur optique a été fabriqué par la société neoLASE. C'est le premier amplificateur de ce type testé pour la détection des ondes gravitationnelles. Il a fait l'objet d'une campagne d'étude et de caractérisation court et long terme au sein du laboratoire ARTEMIS entre mars et novembre 2017. L'amplificateur est constitué de quatre cristaux $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ pompés longitudinalement par quatre diodes lasers à 878,7 nm à réseau de Bragg de volume émettant 50 W à 4,7 A. Avec une puissance d'entrée de 17 W, l'amplificateur délivre 95 W avec une pente de 1,25 W/W. Une mesure à long terme de la puissance sur plus de 2000 h a mis en évidence des fluctuations de 2,5 % (possiblement liées pour partie à des fluctuations de calibration avec les variations d'humidité de la pièce).

Le contenu modal en sortie d'amplificateur, mesuré à l'aide d'une cavité Fabry-Perot, est de typiquement 85 % de mode TEM 00. La puissance et la distribution transverse du faisceau de sortie dépendent fortement de la taille et de la position longitudinale du col du faisceau d'entrée à cause notamment des effets de lentilles thermiques dans les cristaux. Les fluctuations temporelles de position transverse et angulaire du faisceau ont été enregistrées par une paire de photodiodes à 4 quadrants. Les densités spectrales, normalisés respectivement par le waist et la divergence, sont, sur [10 Hz – 10 kHz], en dessous de 10^{-3} (1 Hz/f) $\text{Hz}^{-1/2}$, inférieures de plus d'un ordre de grandeur aux spécifications pour Advanced VIRGO.

Les fluctuations rapides d'amplitude (Fig. 1 (a)) ont été mesurées par une paire de photodiode de 3 mm et 1 mm de diamètres pour couvrir la plage de fréquence 1 Hz – 100 MHz avec un plancher de bruit limité par le bruit de grenaille de 13 mA. Le bruit de puissance présente un niveau relativement élevé autour de 10 kHz probablement dû au bruit des sources de courant des diodes de pompe. A la limite des exigences d'Advanced VIRGO, cet excès pourra néanmoins être compensé par une optimisation de la bande de stabilisation de puissance grâce à l'actuation acousto-optique. Le bruit à haute fréquence est limité par le bruit de grenaille.

Le bruit de fréquence ajouté par l'amplificateur (Fig. 1 (b)) a été mesuré par une méthode différentielle comparant la phase optique de sortie et d'entrée de façon hétérodyne. La densité spectrale est inférieure à 10^{-1} $\text{Hz}/\text{Hz}^{1/2}$ sur 1 Hz – 100 kHz exceptés quelques pics acoustiques entre 100 Hz et 1 kHz. Ce bruit additionnel est négligeable devant le bruit du laser maître de 10^4 (1 Hz/f) $\text{Hz}/\text{Hz}^{1/2}$.

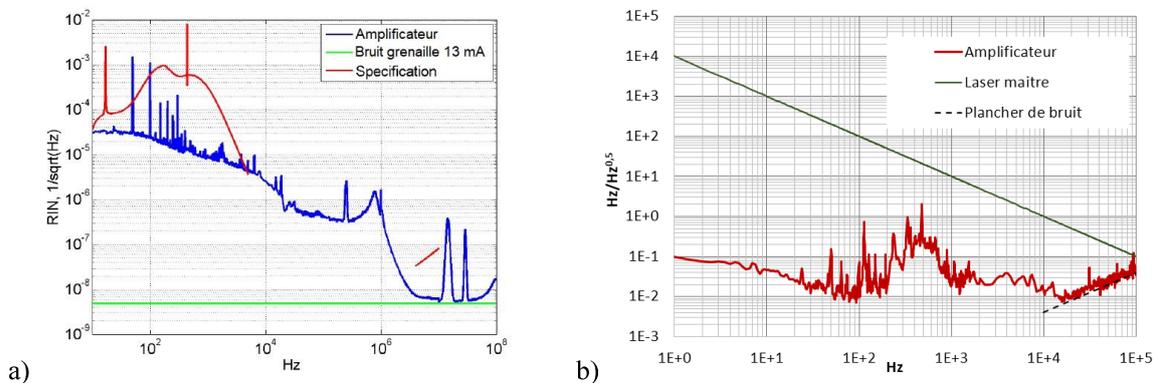


Fig. 1 : Densités spectrales de bruit (a) de puissance relative, (b) de fréquence additionnel de l'amplificateur

CONCLUSION

La campagne de mesures menée sur cet amplificateur a permis de mettre en évidence une grande stabilité opérationnelle et des niveaux de bruits compatibles avec les exigences du nouveau système laser d'Advanced VIRGO. Cet amplificateur a été intégré avec succès sur site fin 2017 et l'optimisation du système laser complet est en cours.

REMERCIEMENT

L'amplificateur optique a été acquis dans le cadre du projet Advanced VIRGO (CNRS, INFN)

REFERENCES

- [1] F. Acernese et al., "Advanced VIRGO: a second-generation interferometric gravitational wave detector," *Class. Quant. Grav.*, vol. 32, pp. 024001, 2015
- [2] B. P. Abbott et al., "GW170814 : A three-detector observation of gravitational waves from a binary black hole coalescence," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 119, pp. 141101, 2017

CENTRES NV DU DIAMANT POUR L'ANALYSE SPECTRALE DE SIGNAUX RADIOFREQUENCE

Ludovic Mayer¹, Thierry Debuisschert¹

¹ Thales Research and Technology, 91767 Palaiseau, France

thierry.debuisschert@thalesgroup.com

RÉSUMÉ

Le centre coloré NV du diamant est un défaut qui possède des propriétés de spin et photophysiques remarquables. En particulier, la détection optique de ses résonances de spin électroniques dans le domaine des radiofréquences peut être exploitée pour réaliser un dispositif compact pour l'analyse spectrale instantanée dans la gamme des GHz.

MOTS-CLEFS : Centres NV, capteurs, analyse spectrale, imagerie

1. INTRODUCTION

L'interception et l'étude des signaux radiofréquence à variation rapide produits par les systèmes de communication et de mesure les plus récents requièrent d'effectuer une analyse temps-fréquence sur la bande la plus large possible, idéalement de quelques GHz. La méthode la plus directe consiste à digitaliser le signal temporel puis à effectuer un filtrage numérique. Cependant, les performances limitées des convertisseurs analogique-digital et les grandes capacités de calcul requises pour le traitement contraignent généralement la bande fréquentielle instantanée à quelques centaines de MHz seulement. Des solutions analogiques ont récemment été explorées [1][2][3]. Evitant à la fois l'échantillonnage et l'hétérodynage, elles permettent une analyse spectrale instantanée sur une grande bande spectrale de quelques GHz avec une probabilité d'interception des signaux de 100 %. Cependant, elles souffrent d'un manque de résolution en fréquence [1] ou requièrent de fonctionner à très basse température [2][3].

Le centre coloré Azote-Lacune NV du diamant possède des résonances de spin électronique, situées dans le domaine hyperfréquence vers 2.88 GHz, et qui peuvent être détectées optiquement à température ambiante à partir de la fluorescence que ces centres colorés émettent un signal de photoluminescence (PL) sous excitation optique à la longueur d'onde de 532 nm. L'application d'un champ magnétique permet de lever la dégénérescence des niveaux de spin et se traduit ainsi par un décalage de la fréquence de résonance. Ce principe suscite beaucoup d'engouement de la communauté scientifique en vue de développer des magnétomètres et nano-détecteurs très sensibles.

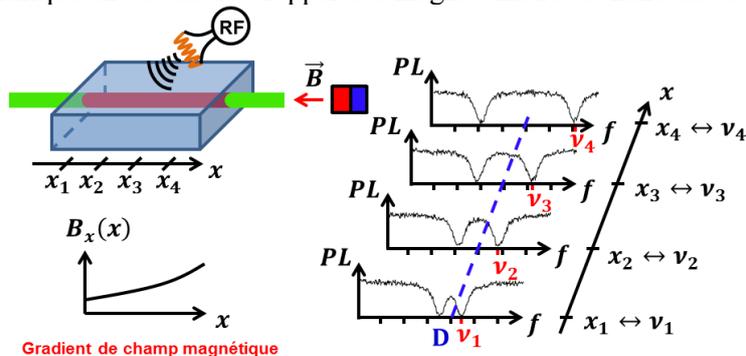


Fig. 1 : Principe de l'analyse spectrale à centre NV. Un gradient de champ magnétique est appliqué à un cristal de diamant pour réaliser un codage spatial de la fréquence de résonance du spin électronique.

Pour réaliser un analyseur de spectre exploitant ces propriétés, nous exploitons un principe réciproque en appliquant à un cristal de diamant synthétique comprenant des centres NV un gradient de champ magnétique pour réaliser un codage spatial de la fréquence de résonance (Fig. 1). Si un signal hyperfréquence de fréquence inconnue est appliqué, il suffit de mesurer la position de la résonance le long de l'axe du gradient pour en connaître la fréquence et ainsi reconstituer en temps réel le spectre complet d'un signal complexe à partir d'une seule image de la distribution spatiale du signal de fluorescence émis par les centres NV. Ceci permet d'élaborer un dispositif d'analyse spectrale opérationnel compact et fonctionnant à température ambiante.

2. REALISATION EXPERIMENTALE

Notre dispositif repose sur un magnétomètre champ large à centres NV récemment développé à THALES [4] et modifié de façon à pouvoir appliquer de façon contrôlée un gradient de champ magnétique généré par un aimant Nd comme illustré fig. 2a. Le champ magnétique est orienté selon l'une des quatre directions possibles pour les centres NV dans le cristal de diamant au moyen d'une tête goniométrique. L'excitation optique des centres NV est obtenue en pompant latéralement les centres NV, les photons émis étant collectés par le dessus au moyen d'un objectif (fig. 2b).

L'intensité du gradient et donc la bande spectrale sondée est contrôlée en réglant la distance entre l'aimant et la zone d'intérêt de l'ordre de 600 μm avec l'objectif utilisé. Ce type d'aimant permet d'obtenir des champs magnétiques proche de 500 mT au voisinage de sa surface [5] et ainsi de décaler la résonance jusqu'à des fréquences voisines de 12 GHz (fig. 2c).

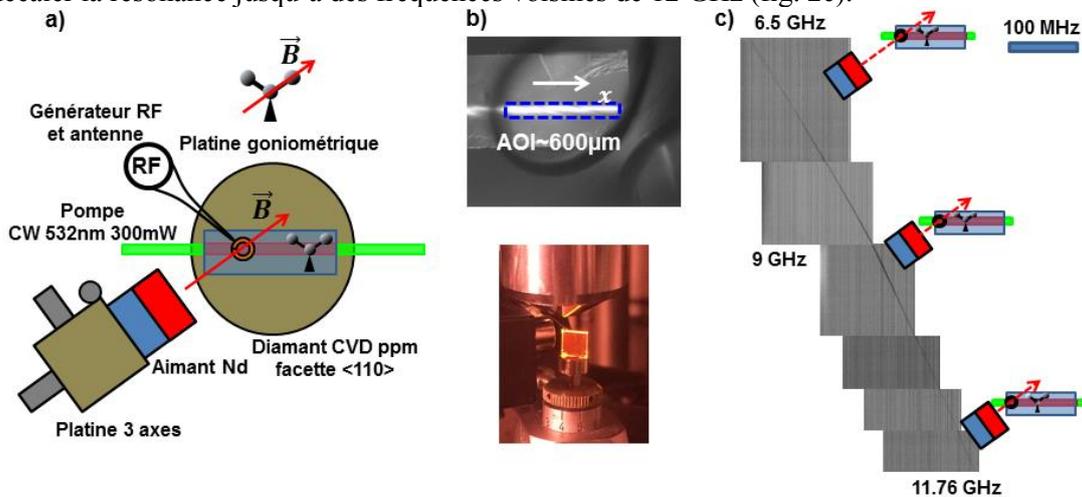


Fig. 2 : Réalisation d'un analyseur de spectre à centre NV. a) Schéma du dispositif. b) vue sur la caméra CCD de la zone d'intérêt et vue de côté montrant l'objectif de collection, le diamant et l'aimant utilisé pour générer le gradient de champ magnétique. c) Réglage de la bande d'analyse par ajustement de l'intensité du gradient.

CONCLUSION

Nous avons réalisé dispositif compact d'analyse de spectre utilisant les centres NV. La fréquence d'analyse de notre système peut être réglée pour sonder des fréquences dans une gamme comprise entre 2.88 et 12 GHz.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Gupta, S. Abielmona, and C. Caloz, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 57, 2989 (2009).
- [2] K.D. Merkel, S.H. Bekker, A.S. Traxinger, C.R. Stiffler, A.J. Woidtke, M.D. Chase, W.R. Babbitt, Z.W. Barber, and C.H. Harrington, in *GOMACTech Conf.* (Charleston, 2014), pp. 3–6.
- [3] P. Berger, M. Schwarz, S. Molin, D. Dolfi, L. Morvan, A. Louchet-Chauvet, and T. Chanelière, in *2014 Int. Top. Meet. Microw. Photonics* (2014), pp. 331–334.
- [4] M. Chipaux, A. Tallaire, J. Achard, S. Pezzagna, J. Meijer, V. Jacques, J.-F. Roch, and T. Debuisschert, *Eur. Phys. J. D*, 69(7), 166 (2015).
- [5] Aimant S-06-06-N, www.supermagnete.com

COMBINAISON COHÉRENTE D'AMPLIFICATEURS SEMICONDUCTEURS & CONVERSION NON-LINÉAIRE DANS LE VISIBLE

Philipp Albrodt, Patrick Georges, Gaëlle Lucas-Leclin

Laboratoire Charles Fabry, IOGS, CNRS, Université Paris-Saclay, Palaiseau, France

gaelle.lucas-leclin@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous décrivons une source laser reposant sur la combinaison cohérente de trois amplificateurs semiconducteurs. La puissance extraite est de 12,9 W. Le faisceau infrarouge est converti dans le visible dans un cristal de PPLN, avec une efficacité non-linéaire qui atteint 4,5 %/W, et une puissance de 2,1 W à 488 nm est ainsi obtenue.

MOTS-CLEFS : *diode laser; optique non-linéaire; combinaison cohérente*

1. INTRODUCTION

La conversion non-linéaire de sources laser émettant dans le proche infrarouge est la méthode privilégiée pour l'obtention de faisceaux laser de forte puissance dans le visible, dans la gamme 480 – 630 nm particulièrement recherchée pour les applications médicales. Dans ce contexte, l'utilisation de diodes laser de forte luminance est d'autant plus pertinente que la source ainsi développée reste compacte, simple dans sa mise en œuvre et de fort rendement électrique-optique [1]. La puissance maximale aujourd'hui émise par des diodes laser individuelles, dans un faisceau proche de la limite de diffraction, est de l'ordre de 10 W en fonctionnement continu autour de 980 nm. La superposition cohérente de faisceaux est la seule architecture de combinaison permettant d'augmenter la puissance disponible dans l'infrarouge tout en conservant – voire améliorant – la qualité spatiale du faisceau et en maintenant un spectre étroit [1]. Nous décrivons ici les performances d'un module de trois amplificateurs combinés, et la conversion non-linéaire du faisceau extrait dans un cristal de PPLN.

2. COMBINAISON COHÉRENTE D'AMPLIFICATEURS À SEMICONDUCTEUR

L'architecture laser choisie s'appuie sur la combinaison d'un petit nombre d'amplificateurs individuels, dans une géométrie d'interféromètre Mach-Zehnder à plusieurs bras (Figure 1). Les émetteurs sont des diodes à section évasée, de 6 mm de long, contenant une section étroite qui assure un filtrage spatial de l'émission, et une section large. Les amplificateurs sont injectés par une même source laser fine spectralement (< 20 pm), émettant 100 mW à 976 nm. La phase relative de chaque faisceau amplifié est stabilisée grâce au courant dans la section étroite des amplificateurs, avec un impact limité sur les fluctuations de la puissance combinée. Les fluctuations de phase sont lentes ($f < 10$ Hz), d'origine thermique, et sont donc aisément corrigées par la boucle de stabilisation. En sortie de chaque amplificateur, la puissance extraite atteint 6,5 W, dont environ 70 % sont contenus dans le lobe central fondamental – soit un facteur de qualité $M^2 < 1,3 \times 3,5$. La superposition cohérente des faisceaux sur les lames 50/50 améliore le contenu modal du faisceau combiné : la proportion de puissance contenue dans le lobe central augmente grâce aux interférences constructives tandis que les modes supérieurs sont rejetés. La puissance et la qualité spatiale du faisceau sont ainsi simultanément améliorées.

La puissance combinée maximale, à partir des trois amplificateurs, atteint 12,9 W, dans un faisceau proche de la limite de diffraction ($M^2 < 1,1 \times 2,5$) avec plus de 80% de la puissance dans le lobe central. L'efficacité de combinaison est dans ces conditions de 65 % – 75 % à faible courant – et est limitée par la proportion de puissance en sortie de chaque amplificateur dans le mode transverse fondamental [3].

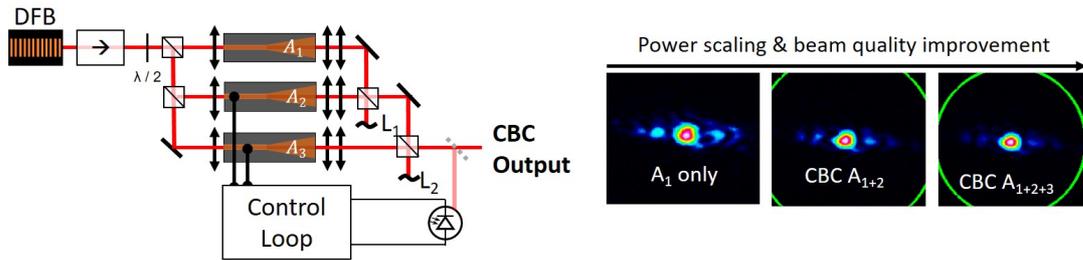


Figure 1 : Schéma de l'architecture laser (gauche) et profils des faisceaux (droite) aux différentes étapes de l'expérience.

3. CONVERSION NON-LINÉAIRE DANS LE BLEU

En sortie de l'interféromètre, le faisceau combiné est focalisé sur un diamètre de $95 \mu\text{m}$ au milieu d'un cristal de LiNbO_3 périodiquement polarisé (ppLN) de longueur 40 mm, régulé en température. La puissance maximale convertie dans le bleu atteint 2,1 W pour une puissance incidente de 9 W dans l'infrarouge (Figure 3). Elle est limitée par l'échauffement du cristal non-linéaire, induit par l'absorption résiduelle du faisceau visible. Les données expérimentales sont en bon accord avec l'évolution théorique, prenant en compte la déplétion du faisceau fondamental, jusqu'à une puissance incidente de 6 W. Dans cette gamme, nous mettons en évidence une amélioration sensible de l'efficacité de conversion non-linéaire, qui passe de 2,6 %/W avec un seul amplificateur, à 4,5 %/W avec trois amplificateurs. Cette augmentation de la conversion reflète l'amélioration de la qualité du faisceau dans l'infrarouge (figure 1).

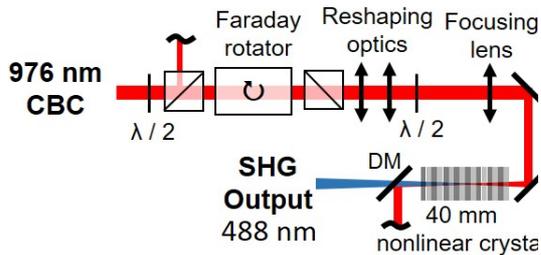


Figure 2 : Schéma de l'expérience de conversion non-linéaire

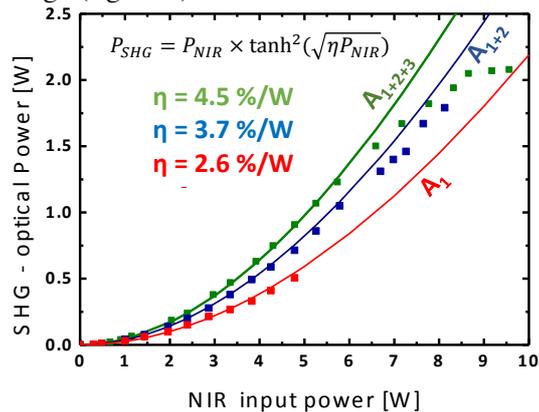


Figure 3 : Puissance convertie dans le bleu en fonction de la puissance incidente dans l'infrarouge, et comparaison avec les ajustements théoriques.

Ces résultats valident l'intérêt des architectures de combinaison cohérente active pour les applications qui nécessitent une forte luminance et un spectre étroit, telles que la conversion non-linéaire. La limitation thermique de la génération de second harmonique observée ici pourrait être dépassée en utilisant deux cristaux non-linéaires en cascade [4].

Remerciements : Nous remercions le Ferdinand-Braun-Institut, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik (FBH) de Berlin pour nous avoirs fourni les amplificateurs évasés – en particulier J. Decker et P. Crump. Le cristal non-linéaire nous a été gracieusement prêté par DTU Fotonik (Roskilde), et O.B. Jensen, M.T. Jamal et A.K. Hansen ont contribué à l'optimisation de l'expérience au travers d'échanges fructueux.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Sumpf, K. Paschke, Proc. SPIE 10518, 1051817 (2018).
- [2] T. Y. Fan, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 11, 567 (2005).
- [3] P. Albrodt et al, Proc. SPIE 10514, 105140T (2018).
- [4] O. B. Jensen et al, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 20 (2), 307-321 (2014).

COMPRESSION NON-LINEAIRE DANS UNE CELLULE DE GAZ

Loïc Lavenu^{1,2}, Michele Natile^{3,4}, Florent Guichard², Yoann Zaouter², Xavier Délen¹, Marc Hanna¹, Eric Mottay², Patrick Georges¹

¹ *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Université Paris-Saclay, 91127 Palaiseau Cedex, France*

² *Amplitude Systèmes, Pessac, France*

³ *Amplitude Technologies, Lisses, France*

⁴ *LIDyL, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, CEA-SACLAY, 91191 Gif-sur-Yvette,*

xavier.delen@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons la compression temporelle non-linéaire d'une source laser Yb dans une cellule de gaz remplie d'Argon. Les impulsions de 160 μJ 275 fs sont comprimées à 33 fs pour une énergie de sortie de 135 μJ correspondant à une transmission globale de 85%. Cette nouvelle technique de compression temporelle offre de nombreuses perspectives. Elle peut potentiellement être applicable à des sources de plus fortes énergies et offre de nombreux degrés de libertés nouveaux par rapport aux techniques classiques.

MOTS-CLEFS : *laser ; optique non-linéaire ; compression ; femtoseconde*

1. INTRODUCTION

L'élargissement spectral par effet Kerr suivi d'une compensation de dispersion est une technique de compression temporelle bien connue pour réduire la durée d'impulsions laser en régime femtoseconde. Elle permet de produire des impulsions laser de quelques cycles à partir de sources laser à fibres dopées Yb ou de sources Ti:Sa. Des fibres optiques ou des capillaires sont généralement utilisés comme milieu pour l'élargissement spectral. Le guidage des faisceaux permet de conserver leur homogénéité spatiale. En revanche, l'utilisation des fibres n'est possible qu'à très faibles énergies et les capillaires ont une transmission limitée et un encombrement important. L'utilisation de cellule multi-passage est une solution proposée récemment qui permet de générer un élargissement spectral en espace libre tout en conservant une bonne qualité de faisceau [1]. Nous avons réalisé une première démonstration expérimentale de la compression spectrale d'une source fibrée dans une cellule de gaz multi-passage remplie d'Argon [2,3].

2. EXPERIENCE

La source à fibres dopées Yb utilisée délivre des impulsions de 160 μJ d'une durée de 275 fs à une cadence de 150 kHz avec un spectre centré autour de 1030 nm. La cellule multi-passage est composée de deux miroirs de diamètre 2 pouces de 300 mm de rayon de courbure dans une enceinte remplie d'Argon à une pression de 7 bar. Deux petits miroirs permettent d'injecter et d'extraire le faisceau de la cellule. Dans cette expérience, le faisceau fait 34 aller-retour dans la cavité ce qui correspond à une distance totale de propagation dans le gaz de 19 mètres. La taille du faisceau et la position du col sont ajustés de manière à correspondre à un mode résonnant de la cavité afin d'assurer un bon contrôle de la taille du faisceau au cours de la propagation. Des réflexions multiples sur des miroirs dispersifs sont ensuite utilisées pour compenser la dispersion. La transmission totale du dispositif en incluant les optiques de mise en forme et les miroirs dispersifs est de 85% (93% pour la cellule). L'intégrale B par aller-retour dans la cellule est estimée 0.44 rad.

Après propagation dans la cellule, le spectre des impulsions laser s'étend sur 93 nm à 10 dB et correspond à une limite de Fourier de la durée des impulsions de 31 fs. Les impulsions comprimées sont caractérisées à l'aide d'un FROG. Comme le montre la figure 1, les formes d'impulsions obtenues par FROG et par simulation sont proches. La fraction d'énergie contenue dans le lobe central est de 82 % et la puissance crête correspondante est de 3,25 GW pour une durée de 33 fs. Comme le montrent les figures, les mesures expérimentales sont en bon accord avec les simulations numériques [2].

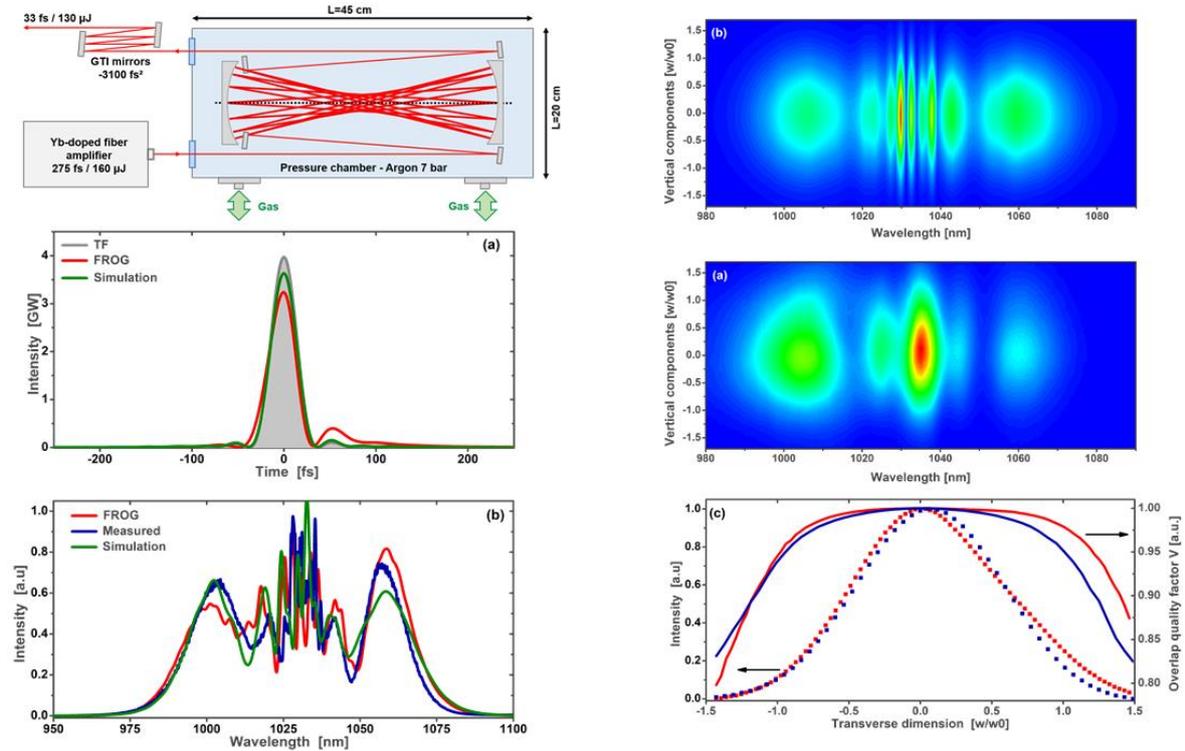


Fig. 1 : Gauche : montage expérimental ; (a) Profils d'intensités ; (b) Spectres ; Droite : (a) Mesure de spectro-imagerie expérimentale ; (b) Mesure de spectro imagerie simulée ; (c) Facteur de qualité spatio-spectral sur les deux axes du faisceau.

En sortie de cavité, le faisceau conserve une bonne qualité spatiale avec un M^2 de $1,15 \times 1,25$. Une mesure de spectro imagerie est utilisée pour caractériser l'homogénéité spatio-spectrale du faisceau (Fig. 1). Le facteur de qualité spatio-spectral, défini comme le recouvrement entre le spectre en un point du profil de faisceau et le spectre au centre du faisceau, reste supérieur à 0,80 sur l'ensemble du faisceau. Ces mesures confirment que la cavité permet bien de générer de fortes non-linéarités sans observer les couplages spatio-temporels forts caractéristiques de l'effet Kerr en espace libre.

CONCLUSION

Cette première démonstration expérimentale de compression temporelle dans une cellule de gaz laisse entrevoir de nombreuses perspectives de développement. Cette technique peut potentiellement permettre de travailler avec de plus fortes énergies que dans les capillaires et offre de nouveaux degrés de libertés.

REFERENCES

- [1] J. Schulte, et al. Opt. Lett. 41, 4511-4514 (2016).
- [2] M. Hanna, et al. J. Opt. Soc. Am. B 34, 1340-1347 (2017).
- [3] L. Lavenu, et al. „Nonlinear compression based on a gas-filled multipass cell,“ Opt. Lett. (2018).

CORRÉLATIONS SPECTRALES DES BRUITS DANS LES LASERS VECSELS BIFRÉQUENCES

Grégory GREDAT¹, Chang Hoong CHOW¹, Aliou LY¹, Hui LIU¹, Syamsundar DE², Nicolas TREPS², Isabelle SAGNES³, Fabienne GOLDFARB¹, Fabien BRETENAKER¹

¹ *Laboratoire Aimé Cotton, CNRS — Université Paris-Sud — ENS Paris-Saclay, Université Paris-Saclay, Orsay, France*

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

³ *Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, C2N–Marcoussis, 91460 Marcoussis, France*

gregory.gredat@gmail.com

RÉSUMÉ

Nous présentons une méthode originale d'analyse des modes de bruit d'un laser en cavité étendue à émission par la surface (VECSEL) émettant deux ondes polarisées orthogonalement autour de 852 nm, la longueur d'onde de la transition du Césium. D'une part, l'étude des corrélations spectrales des bruits d'intensité, via la matrice de covariance étendue, nous fournit une description complète de la dynamique de ce laser dont nous avons un bon modèle théorique. D'autre part, nous rapportons l'apparition de corrélations spectrales générées en exacerbant la non-linéarité de sa réponse grâce à une modulation du courant de la diode de pompe au voisinage du seuil. Non seulement, ces corrélations de bruit d'intensité résultent de l'apparition des harmoniques de la fréquence de modulation, mais nous mettons aussi en évidence le fait que le bruit de la cavité laser vient se coupler à la fréquence de modulation. Une analyse en composantes principales nous permet alors de décomposer les modes de bruit et d'en isoler les contributions.

MOTS-CLEFS : *Lasers bifréquences ; Lasers à émission verticale ; Fluctuations et bruits*

La possibilité d'avoir dans les VECSELS une dynamique de classe-A à faible bruit [1] et celle de générer deux états de polarisation orthogonaux autour de 852 nm ont attiré l'attention des chercheurs travaillant sur les horloges au Césium basées sur le piégeage cohérent de population. Un modèle reposant sur des équations de taux couplées a été développé dans la référence [2] pour décrire de tels lasers bifréquences et prédire avec précision leur bruit. Grâce à ce modèle nous savons interpréter physiquement nos spectres de bruit, le bruit d'intensité pouvant par exemple être scindé en deux contributions : celle d'un mode d'oscillations en phase et celle d'un mode en opposition de phase. Nous souhaitons généraliser la décomposition des modes spectraux de bruit et élaborer un outil à cette fin. La référence [3] analyse le bruit d'un peigne de fréquences femtosecondes en s'intéressant aux corrélations classiques des quadratures du champ électromagnétique d'un laser Ti : Al₂O₃ dans le domaine optique. Nous avons développé une analyse similaire dans le domaine électrique pour remonter aux modes dominants de bruit.

1. CORRÉLATIONS SPECTRALES D'UN VECSEL BIFRÉQUENCE

Nous nous intéressons à la matrice de covariance Γ définie à partir des corrélations spectrales entre les composantes aux fréquences f_i et f_j de la transformée de Fourier $\delta\tilde{I}(f)$ des fluctuations d'intensité du laser moyennées sur N acquisitions : $\Gamma_{i,j} = \text{Cov}_{\tilde{I}}(f_i, f_j) = \left\langle \delta\tilde{I}(f_i) \cdot \delta\tilde{I}^*(f_j) \right\rangle_N$. On définit de plus la matrice de covariance étendue Γ^{xy} dans l'espace produit des deux polarisations notées x et y pour le laser bifréquence présenté dans la figure 1 (a). La diagonale $|\Gamma_{i,i}^{xy}|$ est reliée à la densité spectrale de puissance de chaque polarisation et on peut voir sur la figure 1 (b) que c'est une Lorentzienne de largeur à mi-hauteur déterminée par le temps de vie des photons dans la cavité τ_{cav} . On observe aussi des corrélations

du bruit d'intensité entre les polarisations x et y mais aucune corrélation entre fréquences différentes. Pour créer de telles corrélations, nous allons moduler le courant du laser de pompe au voisinage du seuil pour induire des non-linéarités.

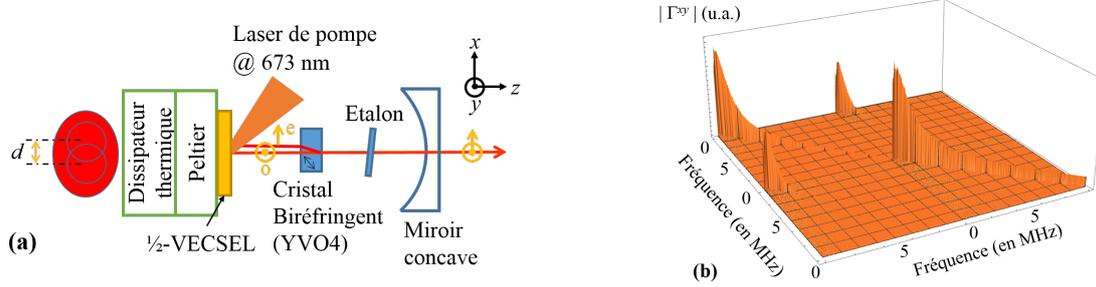


FIGURE 1 : Dispositif expérimental et mesure des corrélations spectrales du laser. (a) Structure du VECSEL biréfringent. o : onde ordinaire, e : extraordinaire. (b) Module de la matrice de covariance étendue.

2. DÉCOMPOSITION SPECTRALE DU BRUIT PAR ANALYSE EN COMPOSANTES PRINCIPALES

Sous l'effet de la modulation en amplitude, nous mettons en évidence l'apparition d'harmoniques qui sont corrélées à la fréquence de modulation f_m mais également l'émergence de corrélations entre le signal à f_m et le bruit de la cavité aux différentes fréquences puisque l'on peut distinguer sur la figure 2 (a) l'allure d'un passe-bas dont la coupure correspond à $1/\tau_{cav}$.

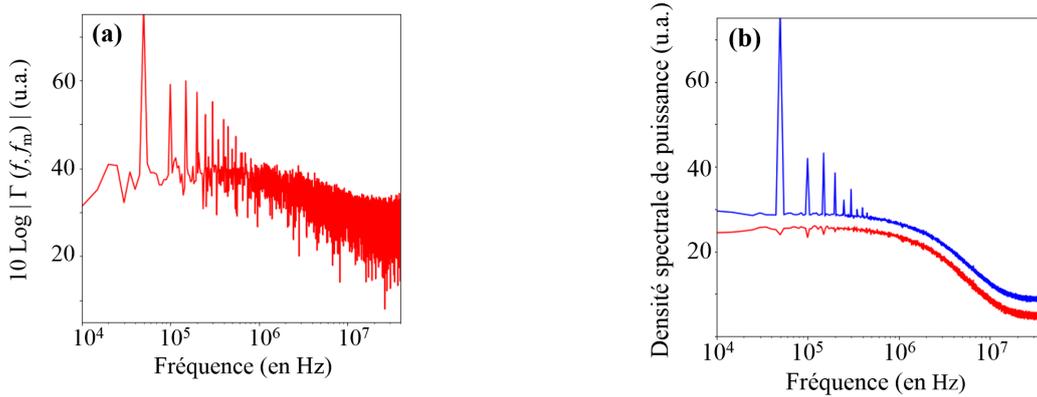


FIGURE 2 : Corrélations spectrales du bruit d'intensité d'une polarisation du VECSEL sous modulation d'amplitude de pompe. (a) Spectre des corrélations avec la fréquence de modulation f_m . (b) Densité spectrale de puissance avant (en bleu) et après (en rouge) extraction des trois modes principaux de bruit.

La méthode d'analyse en composantes principales nous permet de décomposer comme voulu les modes de bruit et séparer le bruit de la cavité de l'excès de bruit induit par la modulation (figure 2 (b)).

Ce travail a été financé par la Direction Générale de l'Armement (DGA).

RÉFÉRENCES

- [1] G. Baili, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, and A. Garnache, "Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations," *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 21, pp. 3421–3423, Nov 2009.
- [2] S. De, G. Baili, S. Bouchoule, M. Alouini, and F. Bretenaker, "Intensity- and phase-noise correlations in a dual-frequency vertical-external-cavity surface-emitting laser operating at telecom wavelength," *Phys. Rev. A*, vol. 91, p. 053828, May 2015.
- [3] R. Schmeissner, J. Roslund, C. Fabre, and N. Treps, "Spectral noise correlations of an ultrafast frequency comb," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, p. 263906, Dec 2014.

DES SOURCES SEMI-CONDUCTRICES DE PHOTONS UNIQUES INDISCERNABLES

A. Harouri¹, N. Somaschi¹, H. Ollivier¹, G. Coppola¹, C. Anton¹, J. Loredò¹, A. Lemaitre¹, I. Sagnes¹, L. Lanco^{1,2}, P. Senellart¹

¹ *Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Univ. Paris-Sud, UMR 9001, Université Paris-Saclay, C2N - Marcoussis, 91460 Marcoussis, France*

² *Université Paris Diderot – Paris 7, 75205 Paris CEDEX 13, France, France*

abdelmounaim.harouri@c2n.upsaclay.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la fabrication reproductible de sources semiconductrices de photons uniques montrant une indiscernabilité supérieure à 90% et une brillance fibrée supérieure à 6%. Ceci est obtenu en excitant de façon résonante un exciton neutre ou chargé piégé dans une boîte quantique placée au centre de la cavité à 50 nm près.

MOTS-CLEFS : *photon unique, boîte quantique, microcavités, lithographie in-situ*

1. ABSTRACT

Des sources efficaces de photons uniques indiscernables sont des composants essentiels pour le développement des technologies quantiques optiques et des réseaux de communications quantiques. Une source de photons uniques idéale doit fournir des impulsions lumineuses avec un photon exactement par impulsion (pas plus, pas moins) dans un état parfaitement contrôlé (on parle de photons indiscernables).

Nous développons des sources à partir de boîtes quantiques semiconductrices que nous couplons de façon déterministe à des cavités de type micropiliers [1]. La boîte quantique se comporte comme un atome artificiel, produisant des photons uniques avec un rendement élevé grâce à une durée de vie radiative réduite par effet Purcell. L'énergie de la boîte quantique est contrôlée électriquement par application d'une tension électrique sur le composant, ce qui permet également de minimiser le bruit de charge et d'obtenir des photons très indiscernables [2].

Nous présentons ici comment nous fabriquons de façon reproductible des sources de photons uniques de grande qualité optique, montrant $g_{\text{ph}}(0)$ en dessous de 3% et une indiscernabilité supérieure à 90% avec une brillance fibrée supérieure à 6%. Ceci est obtenu en excitant de façon résonante un exciton neutre ou un exciton chargé piégé dans une boîte quantique placée au centre de la cavité à 50 nm près. Le taux de photon unique à la sortie d'une fibre monomode est de 4.2-6 MHz pour une excitation à 80 MHz.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Nowak et al., Nature Communications 5, 3240 (2014)
- [2] N. Somaschi, et al. Nature Photonics 10, 340 (2016).

DÉTECTION HOMODYNE RÉVOLUE SPECTRALEMENT POUR L'INFORMATION QUANTIQUE AVEC PEIGNE DE FRÉQUENCES

Thibault Michel^{1,2}, Adrien Dufour², Young-Sik Ra², Claude Fabre², Valentina Parigi², Nicolas Treps²

¹ Centre for Quantum Computation and Communication Technology, Research School of Physics and Engineering, The Australian National University, Canberra, ACT 2601, Australia

² Laboratoire Kastler Brossel, ENS-Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Collège de France, 75005 Paris, France

thibault.michel@lkb.upmc.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons ici une technique de mesure appelée détection homodyne multipixel. Celle-ci permet de mesurer simultanément l'ensemble des corrélations spectrales d'un champ optique. Nous utilisons cette technique de mesure afin d'implémenter des protocoles d'information quantique à variables continues utilisant des peignes de fréquences.

MOTS-CLEFS : *Optique Quantique; Variables Continues; Peigne de fréquences; Détection Homodyne*

1. INTRODUCTION

Certaines propriétés très contre intuitives des systèmes quantiques, comme l'intrication, peuvent être utilisées comme ressource afin de développer des protocoles de communication ou algorithmes de calculs sans équivalent classique [1]. L'une des voies expérimentales prometteuse pour développer ces technologies est celle utilisant les variables continues [2] et les peignes de fréquences optiques [3]. Ceux-ci permettent de produire des états quantiques hautement multimodes, ce qui est très intéressant notamment pour le calcul quantique basé sur la mesure (*Measurement based quantum computing*)[4]. La mesure la plus utilisée en optique quantique en variables continues est la détection homodyne. Elle consiste à interférer sur une lame séparatrice 50 :50 un faisceau de référence intense appelé oscillateur local (OL) avec le faisceau dont on veut faire la détection. On mesure ensuite l'intensité des deux sorties et on les soustrait. Le signal est alors amplifié par l'OL et si celui-ci est suffisamment intense, le bruit électronique et le bruit de l'OL deviennent négligeable. On mesure directement une quadrature du signal.

La détection homodyne d'un système monomode est très utilisée en optique quantique notamment pour caractériser l'état quantique d'un système grâce à une tomographie [5]. Mais c'est une mesure projective et toute disparité modale entre signal et l'OL se traduit par du bruit additionnel (issu du vide quantique). En 2000, Beck [6] a développé la détection multipixel afin de remédier au désaccord spatial dans une expérience de tomographie d'un état quantique.

2. PRINCIPE DE LA DÉTECTION MULTIPIXEL

L'état quantique du champ mesuré peut parfois être intrinsèquement multimode, c'est à dire qu'il n'existe pas de base modale tel que l'état du système soit $|\psi\rangle \otimes |0\rangle \otimes \dots \otimes |0\rangle$ (un seul mode occupé et le reste au vide). Dans ce cas, reconstruire l'état quantique du système avec une détection homodyne standard nécessite de pouvoir changer l'oscillateur local d'un mode à l'autre et même dans une superposition de modes avec contrôle sur la phase relative. La détection homodyne multipixel permet de mesurer plusieurs modes sans avoir à changer l'oscillateur local. Le schéma de la détection multipixel est donné Fig. 1a.

L'élément dispersif (prisme ou réseau) sépare les différentes composantes du faisceaux qui se retrouvent régulièrement espacées. Ainsi chaque détecteur mesure un frexel (pixel de fréquence) :

$$\hat{I}_{A,m} \propto \int_{I_m} \hat{a}_A^\dagger(\omega) \hat{a}_A(\omega) d\omega \quad (1)$$

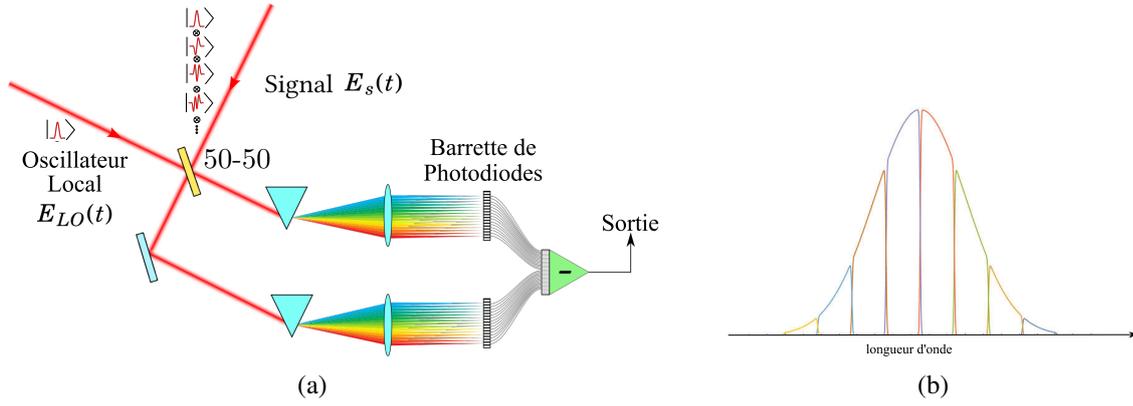


FIGURE 1: (a) Schéma de principe de la détection multipixel. (b) Modes de mesure des frexels pour un OL gaussien

où A désigne le mode spatial d'une des sorties de l'interféromètre (B désignera l'autre voie) et I_m est l'intervalle d'intégration correspondant au pixel m (sa largeur dépend de l'élément dispersif et de la lentille utilisée). Les signaux résultant de la soustraction des photocourants s'écrivent alors [7] :

$$\hat{i}_m^- = \hat{i}_{A,m} - \hat{i}_{B,m} \propto (\alpha_0^* \hat{a}_{s,v_m} + \alpha_0 \hat{a}_{s,v_m}^\dagger) \int_{I_m} |u_0(\omega)|^2 d\omega \quad (2)$$

Où u_0 est le mode (fréquentiel) de l'oscillateur local et v_m est le mode du frexel m , proportionnel à une portion de u_0 (voir Fig.1b).

On peut alors combiner ces signaux \hat{i}_m^- , avec des gains variables, pour mesurer dans une base différente :

$$\hat{s}_i = \sum_j g_j^i \hat{i}_j^- \quad (3)$$

La base de mesure est alors :

$$v_i' = \sum_j g_j^i v_j \quad (4)$$

On ne peut mesurer ainsi dans un mode arbitraire que dans la limite d'un nombre infini de pixels. Mais en pratique, pour des modes réguliers comme les modes de Hermite-Gauss par exemple, un nombre n de pixel suffit pour mesurer $n/2$ modes avec une grande précision.

RÉFÉRENCES

- [1] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*, C. S. on Information and the Natural Sciences, Eds., 2004.
- [2] S. L. Braunstein and P. van Loock, "Quantum information with continuous variables," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 77, pp. 513–577, Jun 2005. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.77.513>
- [3] J. Roslund, R. Medeiros de Araujo, S. Jiang, C. Fabre, and N. Treps, "Wavelength-multiplexed quantum networks with ultrafast frequency combs," *Nature Photonics*, vol. 8, no. 109, Dec. 2014.
- [4] N. C. Menicucci, P. van Loock, M. Gu, C. Weedbrook, T. C. Ralph, and M. A. Nielsen, "Universal quantum computation with continuous-variable cluster states," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 110501, Sep 2006. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.110501>
- [5] A. I. Lvovsky and M. G. Raymer, "Continuous-variable optical quantum-state tomography," *Reviews of Modern Physics*, vol. 81, pp. 299–332, Jan. 2009.
- [6] M. Beck, "Quantum state tomography with array detectors," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, pp. 5748–5751, Jun 2000. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.5748>
- [7] G. Ferrini, J. P. Gazeau, T. Coudreau, C. Fabre, and N. Treps, "Compact Gaussian quantum computation by multi-pixel homodyne detection," *New Journal of Physics*, vol. 15, no. 9, p. 093015, Sep. 2013.

ETUDE DU BRUIT D'UN LASER VECSEL BIFRÉQUENCE POUR L'APPLICATION AUX HORLOGES AU CÉSIMUM

Grégory GREDAT¹, Hui LIU¹, Ghaya BAILI², François GUTTY², Fabienne GOLDFARB¹,
Isabelle SAGNES³, Fabien BRETENAKER¹

¹ Laboratoire Aimé Cotton, CNRS — Université Paris-Sud — Ecole Normale Supérieure Paris-Saclay,
Université Paris-Saclay, Orsay, France

² Thales Research & Technology, Palaiseau, France

³ Centre de Nanosciences et Nanotechnologie (C2N), CNRS — Université Paris-Sud, Université
Paris-Saclay, Marcoussis, France

gregory.gredat@gmail.com

RÉSUMÉ

Nous étudions le bruit d'un laser en cavité étendue à émission verticale par la surface (VECSEL) émettant deux ondes polarisées orthogonalement autour de 852 nm, longueur d'onde utilisée pour sonder les résonances CPT du Césium. Nous décrivons le bruit d'intensité relatif (RIN) des deux modes et le bruit de phase de leur battement. Grâce à des équations d'évolution couplées, nous prédisons les bruits d'intensité mesurés et leurs corrélations. Quant au bruit de phase, un modèle prenant en compte les effets thermiques et le couplage phase-amplitude en donne une bonne description. Le très bon accord entre l'expérience et le modèle permet de déterminer les facteurs cruciaux pour réduire davantage le bruit et envisager ultimement les configurations expérimentales les plus profitables pour les applications.

MOTS-CLEFS : Lasers bifréquences ; Lasers à émission verticale ; Fluctuations et bruits

La possibilité d'avoir dans les VECSELS une dynamique de classe-A [1] et celle de générer deux états de polarisation orthogonaux autour de 852 nm ont attiré l'attention des chercheurs travaillant sur les horloges au Césium basées sur le piégeage cohérent de population. A cette fin, la réduction du bruit de tels lasers bifréquences devient un défi à relever. Un modèle reposant sur des équations de taux couplées a été initié dans la référence [2] et notre étude s'inscrit dans la continuité de ce travail.

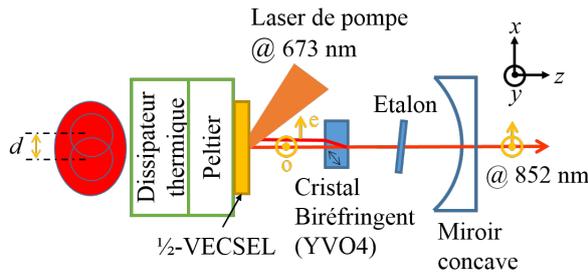


FIGURE 1 : Structure du VECSEL bifréquence. o : onde ordinaire e : extraordinaire.

la figure 2 (a). L'étude des corrélations spectrales nous montre alors que les fluctuations d'intensité se décomposent en un mode de bruit « en phase » et un mode « en opposition de phase » pour les deux modes du laser. Alors que le mode en opposition de phase domine aux basses fréquences, on trouve qu'à partir d'environ 30 MHz, il y a une transition vers une oscillation en phase.

Pour décrire le spectre de bruit de phase nous additionnons de façon cohérente deux contributions provenant du bruit de pompe : le bruit thermique et le bruit provoqué par le couplage phase-amplitude dans le semiconducteur. Pour ce premier nous adoptons le modèle de type filtre passe-bas comme dans la référence [2], ce qui décrit bien les basses fréquences du bruit de phase. Quant au couplage dans le

Le pompage du VECSEL bifréquence de la figure 1 crée, pour les deux modes, deux réservoirs de porteurs de charges séparés d'une distance d . Nous reprenons la description du couplage entre les deux modes laser via la constante de couplage $C = \xi_{xy} \cdot \xi_{yx}$, produit des rapports entre les coefficients de saturation croisée et d'auto-saturation. On décrit les corrélations entre les bruits de pompe de chaque mode via leur amplitude η et leur phase Ψ . Ceci nous permet d'obtenir la fonction de transfert entre le RIN de la pompe et le RIN du VECSEL bifréquence et le très bon accord visible sur

semiconducteur, il est pris en compte grâce au facteur α de Henry (élevé dans les VECSELS), ce qui décrit bien les hautes fréquences (voir figure 2 (b)).

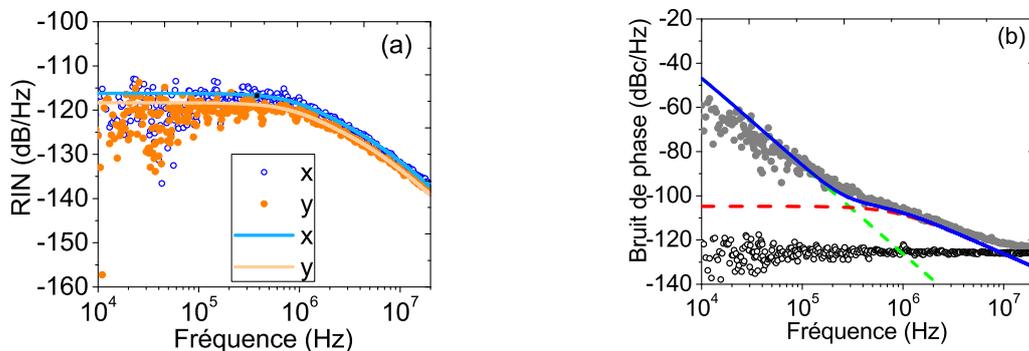


FIGURE 2 : Spectres de bruit. Les symboles correspondent aux mesures et les lignes sont obtenues par la théorie. (a) Spectres de RIN des deux modes du laser. (b) Spectre de bruit de phase de la note de battement. Les cercles vides indiquent le plancher de détection. La contribution du couplage amplitude-phase est montrée en tirets rouges et celle du bruit thermique en tirets verts. Le trait plein bleu représente la somme des deux effets.

Grâce au bon accord entre le modèle et les mesures nous pouvons déterminer les paramètres à optimiser pour réduire le bruit. Nous montrons d'une part que les taux de pompage des deux modes doivent être similaires et d'autre part, comme le montre la figure 3, que les meilleures performances sont obtenues pour des régions de pompe spatialement séparées et dont les fluctuations sont totalement corrélées, ce qui suggère d'utiliser deux faisceaux du même laser de pompe.

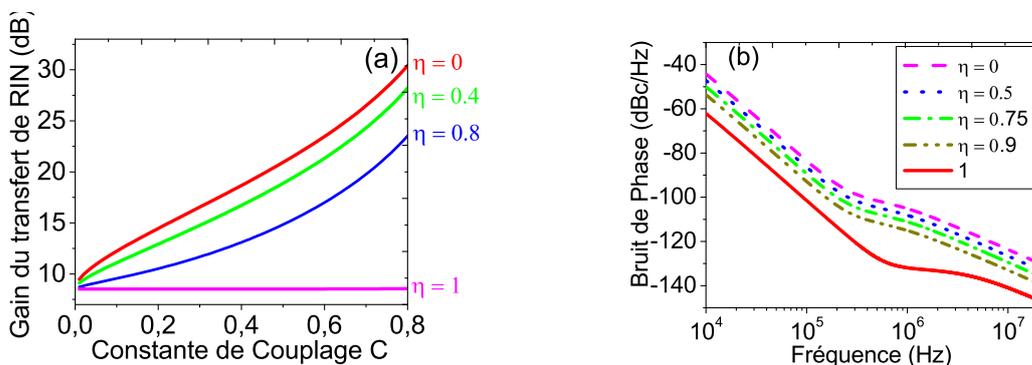


FIGURE 3 : Influence de l'amplitude des corrélations de pompage η et du couplage entre modes C sur le bruit. (a) Evolution avec C du gain de la fonction de transfert de RIN entre la pompe et le VECSEL bifréquence pour différentes valeurs de η . (b) Evolution du spectre de bruit de phase avec η pour $C = 0.44$.

L'expérience a été réalisée pour deux valeurs de longueur de cavité : l'accord avec le modèle est inchangé et confirme l'influence prédite du couplage C .

Ce travail, en collaboration avec Thales R&T, a été cofinancé par l'ANR (ANR-15-CE24-0010-04) et la Direction Générale de l'Armement (DGA).

RÉFÉRENCES

- [1] G. Baili, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, and A. Garnache, "Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations," *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 21, pp. 3421–3423, Nov 2009.
- [2] S. De, G. Baili, S. Bouchoule, M. Alouini, and F. Bretenaker, "Intensity- and phase-noise correlations in a dual-frequency vertical-external-cavity surface-emitting laser operating at telecom wavelength," *Phys. Rev. A*, vol. 91, p. 053828, May 2015.

ÉTUDE DYNAMIQUE DE CAVITE TALBOT AVEC AMPLIFICATEUR OPTIQUE A SEMI-CONDUCTEUR

V. Billault¹, V. Crozatier¹, M. Schwarz¹, G. Feugnet¹, G. Baili¹, H. Guillet de Chatellus²

¹Thales Research and Technology, 1 Avenue Augustin Fresnel, 91120 Palaiseau, France

²Laboratoire Interdisciplinaire de Physique, CNRS, Université Joseph Fourier, UMR 5588, BP 87, 38402 Saint Martin d'Hères, France

vincent.billault@thalesgroup.com

RÉSUMÉ

Nous avons développé un nouveau laser à effet Talbot basé sur un amplificateur optique à semi-conducteur (SOA). Nous avons mis en évidence la dynamique de création et d'extinction du peigne optique, et nous présentons les premières mesures de bruit de phase et de gigue temporelle pour différentes conditions Talbot.

MOTS-CLEFS : *Optique radiofréquence; boucles à décalage de fréquence; gigue temporelle.*

1. INTRODUCTION

La conversion de signaux analogiques allant jusqu'à quelques dizaines de GHz en signaux numériques est la première étape nécessaire à un système de télécommunications ou un capteur multifonctions tel qu'un RADAR. En pratique, les techniques de conversion analogique numérique, purement électroniques, peinent à suivre l'augmentation constante de la bande passante des signaux radiofréquences (RF), à cause de la gigue temporelle de l'horloge utilisée. Une alternative consiste à exploiter des sources optiques à faible gigue temporelle [1]. Les boucles à décalage de fréquence injectées par un laser CW (ou laser à effet Talbot) [2] sont des architectures originales qui permettent la génération de trains d'impulsions avec des taux de répétition élevés (> 10 GHz) et ajustables, à partir d'un oscillateur sinusoïdal RF à plus basse fréquence (centaine de MHz). L'utilisation d'un SOA comme milieu à gain permet d'avoir une dynamique dite de « classe A » assurant un faible bruit d'intensité grâce à l'absence d'oscillations de relaxation. Nous présentons ici le premier laser à effet Talbot fibré utilisant un SOA. Nous décrivons les dynamiques de création et d'extinction du peigne de fréquences optiques. Nous présentons également des mesures de gigue temporelle du train d'impulsions pour différentes conditions Talbot.

2. ÉTUDE DYNAMIQUE

Un laser à effet Talbot consiste en une boucle optique contenant un modulateur acousto-optique (AOFS), injectée par un laser monochromatique continu (Fig. 1. a). Les décalages de fréquences successifs dans la boucle génèrent un peigne de fréquences, dont la phase spectrale est quadratique et dépend directement de la fréquence de décalage (f_s) et du temps de parcours dans la boucle (τ_c). Cette phase spectrale, ajustable, détermine le taux de répétition du train d'impulsions en sortie via un effet Talbot temporel [2]. Plus précisément, lorsque $f_s * \tau_c = p/q$, le taux de répétition vaut $q.f_s$. Ici, le laser d'injection est un laser fibré accordable à 1560 nm doublé en fréquence. L'injection et l'extraction de la boucle se font par deux coupleurs fibrés 90/10. Le décalage en fréquence est assuré par un AOFS à 250 MHz dont la fréquence peut être balayée sur une bande passante de 87 MHz, pour satisfaire différentes conditions Talbot et faire donc varier le taux de répétition. Un SOA à 780 nm permet de compenser les pertes de la boucle. L'ajout d'un circulateur et d'un filtre de Bragg permet de réduire la contribution de l'émission spontanée amplifiée. Tous les éléments sont reliés par des fibres à maintien de polarisation résultant en une cavité de 12 m environ ($\tau_c = 70$ ns). En faisant varier f_s nous avons vérifié que cette source permet de générer des impulsions avec des taux de répétition ajustables et >5 GHz. Pour étudier les aspects dynamiques,

un modulateur d'intensité est placé avant la boucle pour démarrer ou stopper l'injection (non représenté sur la Fig. 1.a). Une partie de l'injection est extraite avant ce modulateur pour effectuer une mesure hétérodyne. Celle-ci permet de suivre en temps réel la création du peigne optique à partir de $t = 0$, début de l'injection (Fig. 1. b), puis son extinction lorsque l'injection est coupée à $t = 20 \mu\text{s}$ (Fig. 1. c). La largeur spectrale du peigne est limitée par la saturation du gain. A l'extinction, cette dernière est moins importante, favorisant la création de fréquences plus élevées.

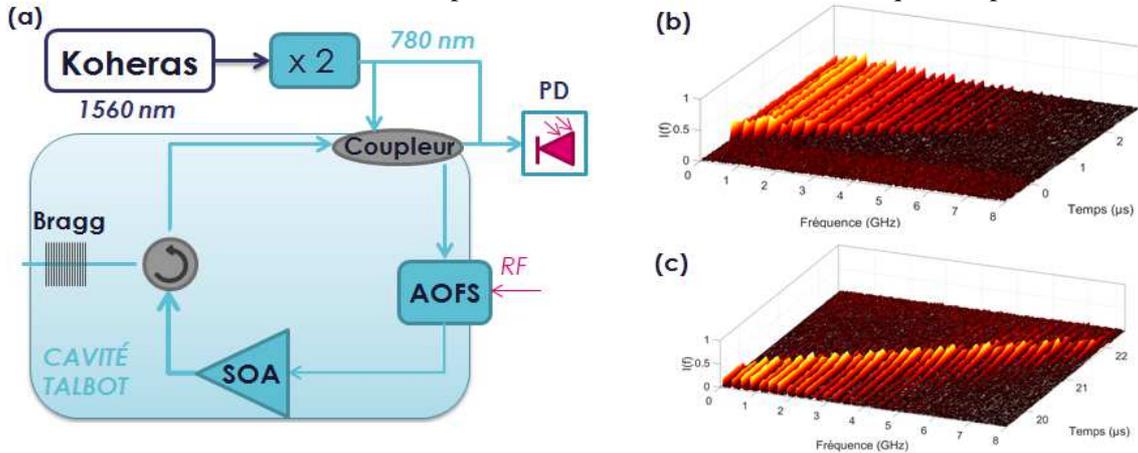


Fig. 1 : (a) Schéma de la cavité Talbot avec une mesure hétérodyne, PD : Photodiode (b),(c) Evolution du contenu spectral du champ en sortie de la boucle lors de la création/extinction du peigne de fréquence.

3. GIGUE TEMPORELLE

Nous présentons ensuite des mesures du bruit de phase et de la gigue temporelle du train d'impulsions de sortie pour différentes conditions de Talbot à photocourant constant (Fig. 2) [3].

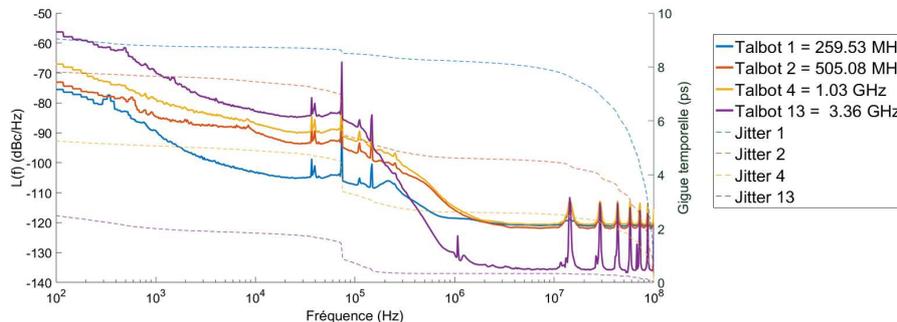


Fig. 2 : Bruit de phase (trait plein) et gigue temporelle (pointillé) en sortie de cavité Talbot.

A basse fréquence ($< 1 \text{ kHz}$), le bruit de phase traduit les dérives mécaniques et thermiques de τ_c . Entre 1 et 100 kHz, on note un plateau dont l'amplitude augmente avec le taux de répétition. Cette observation est prédite par un modèle non-décrit ici. Les pics autour de 10 kHz sont des parasites dus aux alimentations électriques. Au-delà de 100 kHz, de nombreux paramètres, et notamment le gain dans la boucle, affectent le bruit de phase. Un modèle est en cours d'élaboration pour identifier et comprendre ces mécanismes. A 3.36 GHz, la gigue temporelle est réduite à 360 fs pour une bande d'intégration allant de 200 kHz à 100 MHz, offrant des perspectives prometteuses.

Ces travaux sont financés par l'ANR et la Direction Générale de l'Armement (DGA).

RÉFÉRENCES

- [1] C. Tripon-Canseliet et al., "High dynamic range single channel sampling of wideband RF signals using ultra-fast nanoscale photoconductive switching," *Electronics Letters* 52, 237 (2016).
- [2] H. Guillet de Chatellus, et al, "Theory of Talbot lasers," *Phys. Rev. A* 88, 033828 (2013).
- [3] F. Quinlan, et al., "Ultralow-jitter and-amplitude-noise semiconductor-based actively mode-locked laser," *Opt. Lett.* 31, 2870 (2006).

FULL POLARIZATION CONTROL OF VERTICAL ORGANIC LASERS

Oussama Mhibik, Rodrigo Fedrizzi-Dillenburg, Tatiana Leang, Sébastien Forget,
Sébastien Chénais

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

sebastien.chenais@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

We study the polarization properties of vertical cavity organic lasers in which both the resonator and the gain medium present cylindrical symmetry around the cavity axis. The laser polarization is shown to depend both on pump state-of-polarization (SOP) and pump power, enabling the control of both SOP and DOP (Degree-of-Polarization) of the laser output.

MOTS-CLEFS : laser, organic, thin-film laser, polarization

Polarization control is essential for practical applications as well as for understanding photophysics or morphological properties of thin-film solution-processed gain media, such as organic semiconductor lasers[1], hybrid halide perovskite[2] or colloidal quantum dot lasers[3]. While polarization properties of fluorescence are well known for decades[4], polarization properties of lasing has not been yet exploited so much[5]. Solid-state lasers are known to generally produce polarized radiation, because either gain or losses inside the cavity are polarization-dependent. In most cases with optically-pumped lasers, the polarization state of the pump beam turns out to have no influence on the state-of-polarization of the laser emission. We present here a study of polarization states of a “model” cylindrically symmetric organic solid-state laser by a pulse-resolved measurement of Stokes parameters. It is shown that in an organic solid-state laser composed of randomly oriented gain dipoles set up in a cylindrically symmetric vertical resonator, the Degree of Polarization (DOP) is fully controlled by the ellipticity of the pump polarization and pump power.

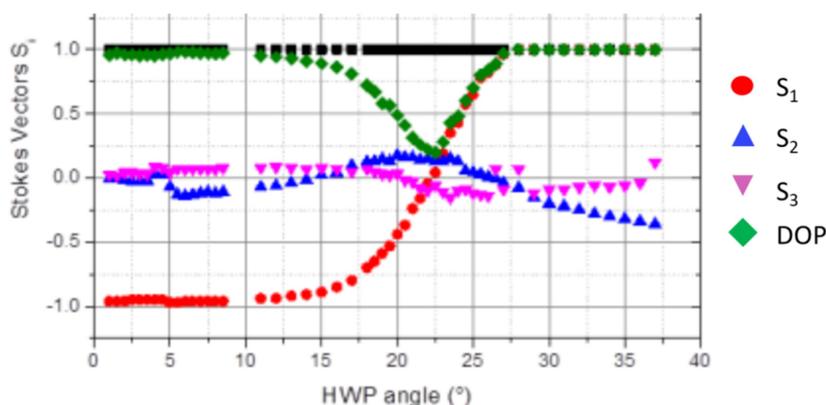


Figure 1: Evolution of the Degree-Of-Polarization (DOP, green dots) of a Rhodamine 640:PMMA vertical external-cavity surface-emitting organic laser versus the angle of a Half-Waveplate (HWP) set up before a fixed Quarter Waveplate on the pump beam path. Hence the ellipticity of pump polarization is changed : HWP=0 or 45° correspond to pump linear polarization, 22.5° to circular polarization. All SOPs are measured 5 times above threshold.

The laser State-of-Polarization (SOP) and DOP can be both adjustable to produce any point inside the volume of the Poincaré sphere without using depolarizing optics. In particular, a fully unpolarized laser emission under circularly-polarized pumping can be obtained in multimode lasers, while fully-polarized (DOP=1) random polarization states can be produced in a single-longitudinal mode resonator.

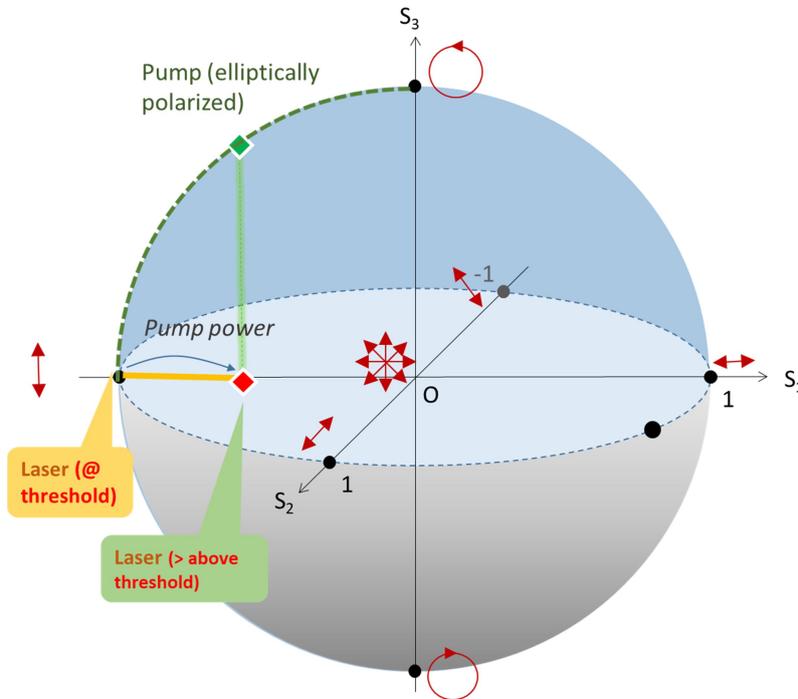


Figure 2: schematic representation of the evolution of laser SOP *inside* the volume of the Poincaré sphere versus pump power : when laser power increases, laser SOP tends towards a partially polarized state represented by the orthogonal projection of the pump full state-of-polarization (DOP=1, located on the sphere) onto the equatorial plane. A simple set of waveplates can then be used to cover the entire volume of the Poincaré sphere.

RÉFÉRENCES

- [1] A. J. C. Kuehne and M. C. Gather, "Organic Lasers: Recent Developments on Materials, Device Geometries, and Fabrication Techniques," *Chem. Rev.*, p. acs.chemrev.6b00172, Aug. 2016.
- [2] B. R. Sutherland and E. H. Sargent, "Perovskite photonic sources," *Nat. Photonics*, vol. 10, no. 5, pp. 295–302, May 2016.
- [3] M. M. Adachi, F. Fan, D. P. Sellan, S. Hoogland, O. Voznyy, A. J. Houtepen, K. D. Parrish, P. Kanjanaboos, J. A. Malen, and E. H. Sargent, "Microsecond-sustained lasing from colloidal quantum dot solids," *Nat. Commun.*, vol. 6, no. 1, p. 8694, Dec. 2015.
- [4] G. Mourou and M. M. Denariez, "Polarization of fluorescence and bleaching of dyes in a high-viscosity solvent," *IEEE J. Quantum Electron*, vol. QE9, p. 787, 1973.
- [5] I. Gozhyk, G. Clavier, R. Méallet-Renault, M. Dvorko, R. Pansu, J. F. Audibert, a. Brosseau, C. Lafargue, V. Tsvirkun, S. Lozenko, S. Forget, S. Chénais, C. Ulysse, J. Zyss, and M. Lebental, "Polarization properties of solid-state organic lasers," *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 86, pp. 1–11, 2012.

GÉNÉRATION DE LUMIÈRE COMPRIMÉE MULTIMODE DANS UN MICRO-RÉSONATEUR EN ANNEAU

Élie Gouzien¹, Virginia D'Auria¹, Alessandro Zavatta^{2,3}, Michael Kues⁴, Christian Reimer⁴, Stefania Sciara⁴, Yanbing Zhang⁴, Roberto Morandotti⁴, Laurent Labonté¹, Sébastien Tanzilli¹

¹ Université Côte d'Azur, Institut de Physique de Nice (INPHYNI), CNRS UMR 7010, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France

² Istituto Nazionale di Ottica (INO-CNR) Largo Enrico Fermi 6, 50125 Firenze, Italia

³ LENS and Department of Physics, Università di Firenze, 50019 Sesto Fiorentino, Firenze, Italia

⁴ INRS Énergie, Matériaux et Télécommunications, 1650 Blvd Lionel Boulet, J3X 1S2, Varennes, Québec, Canada

elie.gouzien@unice.fr

RÉSUMÉ

Nous avons étudié la génération d'états comprimés multimodes de la lumière par un micro-résonateur gravé sur silicium, substrat présentant une susceptibilité électrique d'ordre trois, en présence de deux pompes. Ceci permet de générer de l'intrication entre plusieurs modes dans le cadre des applications de la lumière aux technologies quantiques.

MOTS-CLEFS : *lumière comprimée ; multimode ; intrication ; optique quantique*

La lumière comprimée multimode est un outil essentiel des technologies quantiques. De tels états sont utilisés en métrologie quantique [1], pour établir des liens de communication quantique multi-utilisateurs [2], ou pour le traitement quantique de l'information dans le cadre du calcul quantique induit par la mesure [3].

Une méthode efficace de génération de lumière comprimée multimode consiste à utiliser un oscillateur paramétrique optique [4, 5, 6]. Toutefois cette méthode, délicate à stabiliser, nécessite de mettre en œuvre des techniques mobilisant beaucoup de matériel et de savoir-faire. Une solution alternative est d'utiliser les technologies de l'optique intégrée. Ceci a déjà été mis à profit pour démontrer séparément la génération de lumière comprimée aux longueurs d'ondes des télécommunications [7] ainsi que celle d'intrication multimode [8, 9]. Réaliser la génération de lumière comprimée multimode sur puce serait une avancée majeure.

Nous avons étudié le cas d'un micro-résonateur en anneau pompé par deux faisceaux. Le résonateur forme une cavité, tandis que le substrat non linéaire donne lieu à du mélange à quatre ondes. Notre configuration implique quatre modes, dont la lumière est simultanément générée par quatre mélanges à quatre ondes différents, chacun impliquant deux des pompes et intriquant deux des modes signaux/complémentaires de sortie. L'ensemble des intrications bipartites nous mène donc à une intrication globale : on génère un état de type "cluster" (voir Fig 1). L'essentiel de notre travail a consisté à déterminer précisément les états générés, et déterminer comment les caractériser en optimisant les ressources expérimentales.

Nous décrivons chaque mode du résonateur par un oscillateur harmonique quantique, à l'exception des pompes qui sont considérées classiques. Compte tenu des approximations usuelles de l'optique non-linéaire, le système peut être décrit par un hamiltonien quadratique en les opérateurs de création et d'annihilation des modes signaux/complémentaires. Les relations d'entrée/sortie de la cavité nous mènent à une équation de Langevin quantique. Sa diagonalisation permet d'obtenir une base de super-modes, indépendamment comprimés.

Pour la suite, nous avons pris en compte la présence d'effets parasites comme la conjugaison de phase. Nous utilisons alors des techniques de décomposition de matrice symplectique.

En conclusion, nous avons identifié la base des super-modes, dont les fluctuations quantiques sont indépendantes. Avec une unique détection homodyne dont l'oscillateur local est préparé dans le super-mode le plus comprimé, on peut donc mettre en évidence la génération de lumière comprimée multimode.

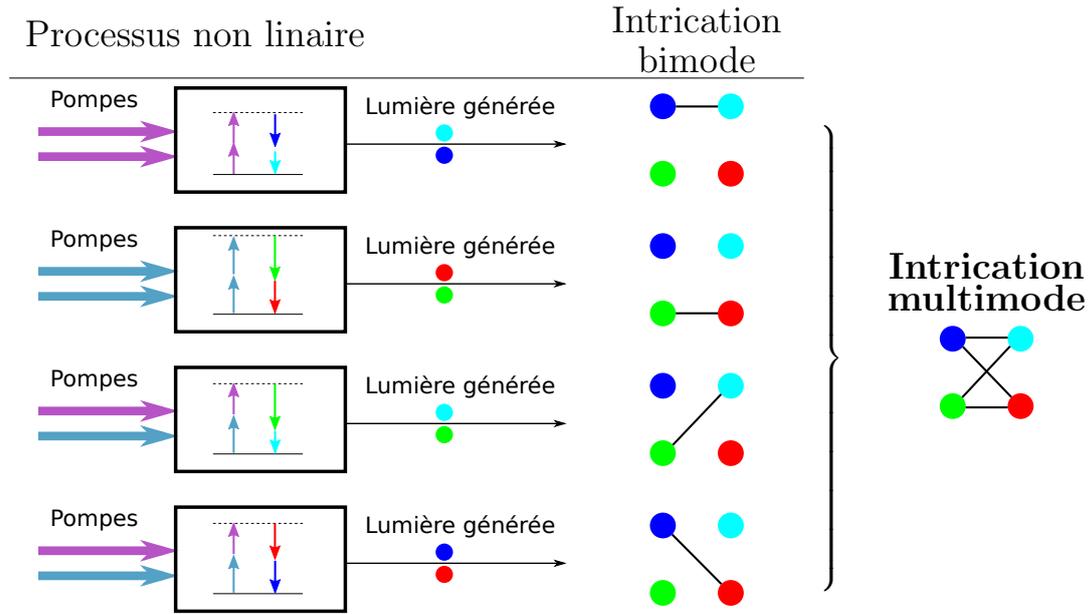


FIGURE 1 : Le système étudié est partiellement dégénéré. Chaque phénomène non linéaire n'intrique que deux des modes de sorties, mais l'intrication obtenue en considérant tous les phénomènes simultanément est globale. On a un état de type "cluster".

RÉFÉRENCES

- [1] J. Roslund, Y. Cai, C. Fabre, and N. Treps, "Enhancement of frequency metrology with ultrafast squeezed states of multimode light," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*. Optical Society of America, 2016, p. FF1C.6. [Online]. Available : <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO-QELS-2016-FF1C.6>
- [2] M. Wang, Y. Xiang, Q. He, and Q. Gong, "Asymmetric quantum network based on multipartite Einstein–Podolsky–Rosen steering," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 32, no. 4, p. A20, Apr. 2015.
- [3] R. Raussendorf and H. J. Briegel, "A One-Way Quantum Computer," *Physical Review Letters*, vol. 86, no. 22, pp. 5188–5191, May 2001.
- [4] O. Pfister, S. Feng, G. Jennings, R. Pooser, and D. Xie, "Multipartite continuous-variable entanglement from concurrent nonlinearities," *Physical Review A*, vol. 70, p. 020302, Aug 2004.
- [5] G. Patera, N. Treps, C. Fabre, and G. J. De Valcarcel, "Quantum theory of synchronously pumped type i optical parametric oscillators : characterization of the squeezed supermodes," *The European Physical Journal D*, vol. 56, no. 1, p. 123. [Online]. Available : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00407257>
- [6] R. M. Shelby and M. Rosenbluh, "Generation of pulsed squeezed light in a mode-locked optical parametric oscillator," *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry*, vol. 55, no. 3, pp. 226–232, Sep. 1992.
- [7] A. Dutt, K. Luke, S. Manipatruni, A. L. Gaeta, P. Nussenzveig, and M. Lipson, "On-chip optical squeezing," *Physical Review Applied*, vol. 3, p. 044005, Apr 2015.
- [8] F. Mazeas, M. Traetta, M. Bentivegna, F. Kaiser, D. Aktas, W. Zhang, C. A. Ramos, L. A. Ngh, T. Lunghi, E. Picholle, N. Belabas-Plougonven, X. Le Roux, E. Cassan, D. Marris-Morini, L. Vivien, G. Sauder, L. Labonté, and S. Tanzilli, "High-quality photonic entanglement for wavelength-multiplexed quantum communication based on a silicon chip," *Optics Express*, vol. 24, no. 25, p. 28731, Dec. 2016.
- [9] M. Kues, C. Reimer, P. Roztock, L. R. Cortés, S. Sciara, B. Wetz, Y. Zhang, A. Cino, S. T. Chu, B. E. Little, D. J. Moss, L. Caspani, J. Azaña, and R. Morandotti, "On-chip generation of high-dimensional entangled quantum states and their coherent control," *Nature*, vol. 546, no. 7660, pp. 622–626.

GÉNÉRATION ET DÉTECTION DE LUMIÈRE COMPRIMÉE SUR PUCE

François Mondain¹, Tommaso Lunghi¹, Bruno Fedrici¹, Djeylan Aktas¹, Florent Doutre¹, Marc de Micheli¹, Alessandro Zavatta^{2,3}, Virginia D'Auria¹ and Sébastien Tanzilli¹.

¹ Université Côte d'Azur, Institut de Physique de Nice (INPHYNI), CNRS UMR 7010, Nice, France

² Istituto Nazionale Di Ottica , INO-CNR, largo enrico fermi, 50125, Firenze, Italy

³ Lens and Department of Physics, Universita Di Firenze, 50019 sesto fiorentino, Firenze, Italy

francois.mondain@unice.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons ici une puce optique sur niobate de lithium qui combine pour la première fois la génération de lumière comprimée et la partie optique de la détection homodyne associée.

MOTS-CLEFS : *optique intégrée, lumière comprimée, niobate de lithium, communication quantique.*

La lumière comprimée, "squeezed light", possède des caractéristiques spécifiques de bruit par rapport à de la lumière cohérente de type laser [1, 2], comme par exemple un bruit quantique plus faible sur l'une de ses quadratures. Ces propriétés font d'elle une candidate idéale pour un large éventail d'applications quantiques comprenant la métrologie [3], le calcul [4] et la communication [5].

La croissance soutenue de ces technologies préfigure un besoin futur de dispositifs expérimentaux compacts qui permettent la génération et la détection d'états comprimés de la lumière. L'optique intégrée offre une réponse à ces besoins [6]. En effet, il est possible de générer efficacement avec un faible encombrement de la lumière comprimée [7], même sans cavité optique [8, 9], grâce au fort confinement de la lumière dans les guides. En même temps, puisque l'on peut réaliser des structures de type coupleurs/séparateurs de faisceaux, on peut intégrer sur puce la partie optique de la détection homodyne associée, tout en simplifiant grandement les problèmes de mode matching spatiaux de la détection homodyne en optique libre [10, 11]. En général, on peut aisément combiner plusieurs fonctions sur une même puce permettant ainsi une meilleure stabilité et compacité [10]. En exploitant ces propriétés remarquables, nous avons fabriqué une puce en niobate de lithium qui combine pour la première fois, la génération de lumière comprimée et la partie optique de la détection homodyne sur le même composant. Elle intègre un guide d'onde "periodically poled" permettant la génération de la lumière comprimée par génération paramétrique spontanée (SPDC) aux longueurs d'ondes des télécommunications (1560 nm), suivi d'un coupleur intégré dans lequel la lumière comprimée bat avec un faisceau de référence que l'on appelle l'oscillateur local (LO) comme demandé pour réaliser une détection de type homodyne (voir figure 1). Les guides d'ondes sont fabriqués par échange protonique sur un substrat de niobate de lithium. Ils sont single mode à 1560 nm. Le ratio du coupleur peut-être ajusté à l'aide d'électrodes (rectangles jaunes). La taille de la puce est de 5 par 1 cm². Dans cette contribution, j'expliquerais les détails de la fabrication ainsi que certains résultats préliminaires sur la caractérisation de la puce. Nous soulignons enfin qu'en modifiant le ratio du coupleur variable situé à la sortie de l'étape de SPDC, il est possible de réaliser un switch optique intégré à l'aide duquel nous pouvons router la lumière comprimée. Elle peut alors soit être détectée par interférence avec l'oscillateur local ou bien envoyée à la sortie de la puce pour être utilisée pour une quelconque application.

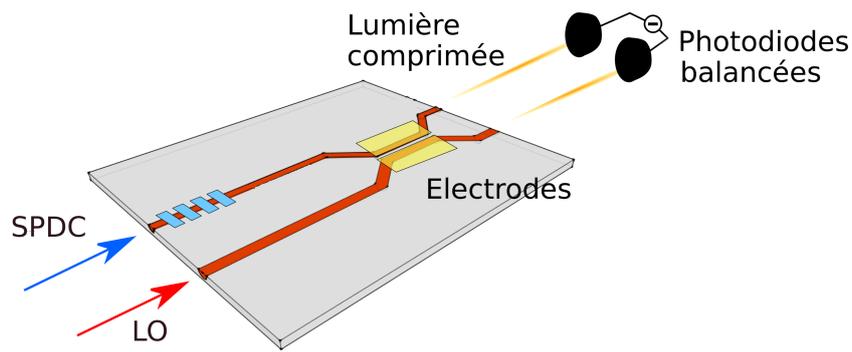


FIGURE 1 : Schéma de la puce

RÉFÉRENCES

- [1] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light, 3rd edition*. Oxford Science Publication, 2000.
- [2] U. L. Andersen, T. Gehring, C. Marquardt, and G. Leuchs, “30 years of squeezed light generation,” *Physica Scripta*, vol. 91, no. 5, p. 053001, 2016. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/1402-4896/91/i=5/a=053001>
- [3] J. Aasi, J. Abadie, B. Abbott, R. Abbott, T. Abbott, R. Abernathy, and C. Adams et al, “Enhanced sensitivity of the ligo gravitational wave detector by using squeezed states of light,” *Nature Photonics*, vol. 7, no. 8, pp. 613–619, 2013.
- [4] M. Yoshichika, J.-I. Yoshikawa, N. Iwata, M. Endo, P. Marek, R. Filip, P. van Loock, and A. Furusawa, “Exploring a new regime for processing optical qubits : Squeezing and unsqueezing single photons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, no. 1, p. 013601, 2014.
- [5] A. Furusawa, J. L. Sørensen, S. L. Braunstein, C. A. Fuchs, H. J. Kimble, and E. S. Polzik, “Unconditional quantum teleportation,” *Science*, vol. 282, no. 5389, pp. 706–709, 1998.
- [6] O. Alibart, V. D’Auria, M. De Micheli, F. Doutre, F. Kaiser, L. Labonté, T. Lunghi, E. Picholle, and S. Tanzilli, “Quantum photonics at telecom wavelengths based on lithium niobate waveguides,” *Journal of Optics*, vol. 18, no. 10, 2016.
- [7] M. Stefszky, R. Ricken, C. Eigner, V. Quiring, H. Herrmann, and C. Silberhorn, “Waveguide cavity resonator as a source of optical squeezing,” *Phys. Rev. Applied*, vol. 7, no. 4, p. 044026, 2017.
- [8] D. Serkland, P. Kumar, M. Arbore, and M. Fejer, “Amplitude squeezing by means of quasi-phase-matched second-harmonic generation in a lithium niobate waveguide,” *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 19, pp. 1497–1499, 1997. [Online]. Available : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-22-19-1497>
- [9] F. Kaiser, B. Fedrici, A. Zavatta, V. D’Auria, and S. Tanzilli, “A fully guided-wave squeezing experiment for fiber quantum networks,” *Optica*, vol. 3, no. 4, pp. 362–365, 2016. [Online]. Available : <http://www.osapublishing.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-3-4-362>
- [10] M. Genta, M. Kazunori, P. Alberto, H. Toshikazu, J. L. O’Brien, and A. Furusawa, “Continuous-variable entanglement on a chip,” *Nature Photonics*, vol. 9, no. 5, pp. 316–319, 2015.
- [11] R. Schmidt and R. Alferness, “Directional coupler switches, modulators, and filters using alternating $\Delta\beta$ (invited paper),” *IEEE Transactions on Circuits and Systems*, vol. 26, no. 12, pp. 1099–1108, December 1979.

HERALDING OF A SINGLE COLLECTIVE EXCITATION IN A 1D ATOMIC ARRAY CLOSE TO AN OPTICAL NANOFIBER

Jérémy Raskop¹, Neil Corzo¹, Aveek Chandra¹, Alexandra Sheremet¹, Julien Laurat¹

¹ *Laboratoire Kastler Brossel, Sorbonne Université, CNRS, ENS-Université PSL, Collège de France*

jeremy.raskop@lkb.upmc.fr

ABSTRACT

Developing light-matter interfaces is a crucial capability with unique applications to quantum optics and quantum information networks. In this context, our group focuses on the study of interactions between photons guided by nanoscale waveguides and arrays of trapped atoms. Our setup consists in a two-color compensated dipole trap located around an optical nanofiber in a ultra-high vacuum chamber. Cesium atoms are trapped in two 1D arrays above and below the nanofiber with a lifetime of 25ms. An optical depth of over 100 is achieved with only a few thousand atoms. This setting provides an alternative to free-space focusing, where the interaction one can obtain is limited, and provides a novel platform for developing all-fibered quantum networks.

KEYWORDS : *Quantum Optics, Waveguide QED, Quantum Networks, Nanofiber*

Here, we present three of our most recent results using this light-matter interface. The first is the demonstration by our group of a fibered optical memory at the single photon level [1]. Using Electromagnetically Induced Transparency (EIT), we store a single photon pulse with a total storage-retrieval efficiency of $\eta = (10.0 \pm 0.5)\%$ and a signal to noise ratio in the retrieved pulse of more than 20.

The second result is the observation of large Bragg reflection by the ordered atoms [2]. Contrary to previous experimental results with atoms around nanofibers which were obtained with a disordered or incommensurate array of atoms, and only relied on the resulting optical depth of the medium, in this experiment we realize collective effects arising from atoms trapped in a close-to-commensurate optical lattice. By engineering the atomic distance in the chains to be almost half of the atomic transition wavelength, we create conditions to observe a large Bragg reflection. Using this configuration, a strong Bragg reflection as high as 70% for single-photon pulses is achieved with only 2000 atoms in the 1D atomic chains.

And finally, the generation and characterisation of a single collective excitation in the 1D atomic array close to the optical nanofiber. Using a three-state Λ -configuration we generate a single collective excitation in the atomic ensemble with a coherent beam propagating in free-space (called “write” beam, see figure). This excitation is heralded by the detection of a Raman scattered photon directly in the nanofiber. We are then able to retrieve a single photon in the nanofiber after a tunable delay with a probability of up to 25% by sending a second coherent beam (called “read” beam) contra-propagating with the write beam. Measurements of the high-quality and purity of the single photons are obtained where we observe their non-classicality. This consists in a first demonstration of a heralded single collective excitation in a 1D atomic array close to a nanoscale waveguide in the context of the emerging waveguide-QED approach.

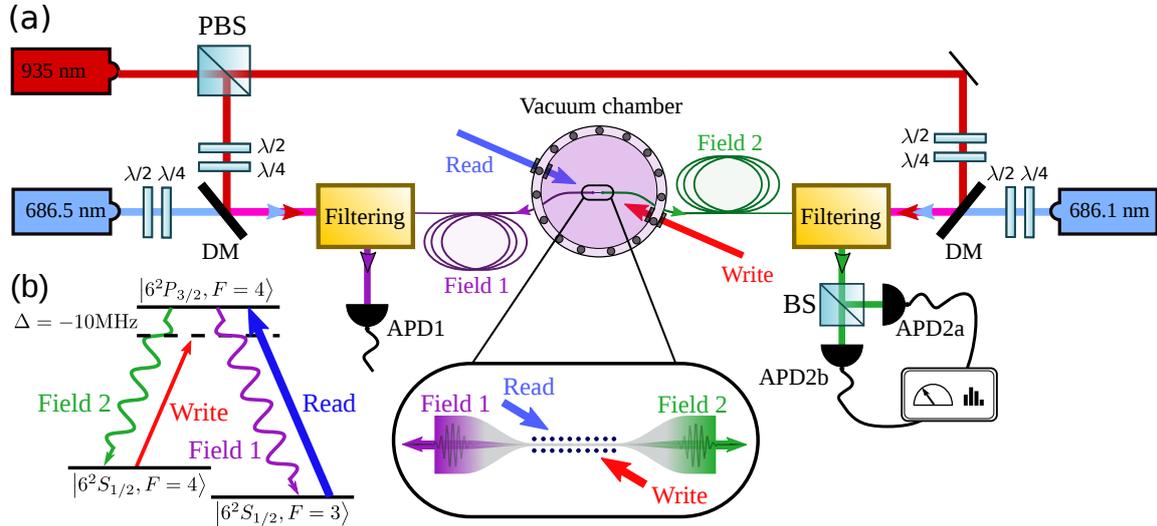


Figure 1 : (a) Experimental setup for the realization of DLCZ. An atomic ensemble of cesium atoms is trapped in a 1D array above and below an optical nanofiber. The write and read beams of the protocol are sent in free space while the Field 1 and Field 2 photons are detected in the propagating mode of the fiber. A filtering stage allows us to filter the dipole beams and characterize the output signal with APDs at the single photon level. (b) Atomic levels used for the implementation of the protocol.

REFERENCES

- [1] B. Gouraud, D. Maxein, A. Nicolas, O. Morin, and J. Laurat, "Demonstration of a Memory for Tightly Guided Light in an Optical Nanofiber," *Phys. Rev. Lett.* **114**, 180503 (2015).
- [2] N. V. Corzo, B. Gouraud, A. Chandra, A. Goban, A. S. Sheremet, D. V. Kupriyanov, and J. Laurat, "Large Bragg Reflection from One-Dimensional Chains of Trapped Atoms Near a Nanoscale Waveguide," *Phys. Rev. Lett.* **117**, 133603 (2016).
- [3] N. V. Corzo et. al., "Heralding a Single Collective Excitation in Atomic Arrays Around a Nanofiber" (in preparation)

INGENIERIE D'ETATS QUANTIQUES EN FREQUENCE DANS UNE PUCE PHOTONIQUE SEMI-CONDUCTRICE

S. Francesconi¹, F. Baboux¹, G. Boucher¹, J. Belhassen¹, A. Lemaître², M. Amanti¹, S. Ducci¹

¹ Laboratoire MPQ, USPC, Université Paris Diderot - CNRS UMR 7162 Paris, France

² C2N, CNRS/Université Paris Sud, UMR 9001, 91460 Marcoussis, France

RÉSUMÉ

Nous présentons une nouvelle technique pour contrôler les corrélations en fréquence de paires de photons générées par conversion paramétrique dans une puce en AlGaAs. La méthode proposée permet un contrôle simple et flexible des corrélations en fréquence, sans aucune manipulation externe.

MOTS-CLEFS : *AlGaAs; technologies quantiques; sources de paires de photons; corrélations en fréquence*

1. INTRODUCTION

La photonique joue actuellement un rôle clé dans le développement des technologies pour l'information quantique. En effet les photons, grâce à leur vitesse de propagation et leur robustesse à la décohérence, transportent efficacement l'information sur de longues distances. Jusqu'à présent les protocoles de communication quantique ont principalement utilisé les degrés de liberté associés à des variables discrètes des photons (par exemple la polarisation), mais pour exploiter au mieux tous les avantages de la mécanique quantique on assiste à un intérêt croissant pour les degrés de liberté associés à des variables continues. La définition d'un alphabet dans des espaces de Hilbert de dimension infinie permettrait par exemple d'accroître la sécurité et la densité de codage dans la transmission d'information. Dans cette perspective, il est donc essentiel de développer des outils pour générer et contrôler les états quantiques dans ces degrés de liberté.

Dans ce travail nous présentons une nouvelle technique pour contrôler l'intrication en fréquence d'états quantiques générés dans une puce AlGaAs, par ingénierie du faisceau de pompe sans post-manipulation sur les paires de photons générées.

2. INGENIERIE DE L'ETAT QUANTIQUE

Grâce à leur maturité technologique et leur propriétés optoélectroniques, les matériaux III-V constituent une plateforme idéale pour développer des sources de lumière quantique sur puce. Grâce à sa forte non-linéarité du deuxième ordre, la plateforme GaAs/AlGaAs permet la génération de paires de photons aux longueurs d'onde télécom, par conversion paramétrique spontanée à température ambiante. En particulier, en utilisant une géométrie de pompage transverse il est possible d'acquérir un haut niveau de contrôle sur l'état émis [1].

Notre travail démontre expérimentalement l'ingénierie des corrélations en fréquence de paires de photons en façonnant le profil spatial du faisceau de pompe. En effet, les propriétés spectrales des états générés sont directement héritées des propriétés de la pompe via les relations de conservation de l'énergie et de l'impulsion. Par conséquent, en modifiant la taille et la phase du faisceau de pompe on peut soit générer soit effacer des corrélations selon l'application visée.

La Fig. 1 montre l'intensité spectrale jointe mesurée par tomographie par émission stimulée [2]. Dans la première ligne nous avons changé la taille du faisceau de pompe pour générer des états anti-corrélés, non corrélés et corrélés. Dans la deuxième ligne, en utilisant un modulateur spatial de lumière, nous avons ajouté un déphasage au centre du faisceau de pompe ; on observe alors une séparation progressive de la densité spectrale jointe en deux lobes distincts lorsque le déphasage introduit augmente [3].

3. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons démontré une méthode simple pour contrôler les corrélations en fréquence de paires de photons émis par une puce AlGaAs, par ingénierie du faisceau de pompe et sans post-manipulation des photons générés. Ces résultats ouvrent des perspectives intéressantes pour étudier de nouveaux effets liés au contrôle de la parité de la fonction d'onde spectrale du bi-photon. Par exemple, la Fig. 2 montre une simulation du résultat attendu dans une expérience de Hong-Ou-Mandel, pour le cas reporté dans la deuxième ligne de la Fig.1. La probabilité de coïncidence présente un net changement d'un comportement groupé (bunching), typique de la statistique bosonique, à un comportement dégroupé (anti-bunching), typique de la statistique fermionique. Ces résultats ouvrent des perspectives intéressantes pour l'utilisation de notre plateforme pour des simulations de statistiques fermioniques et bosoniques en utilisant le même système physique (paires de photons), par simple ingénierie des corrélations quantiques.

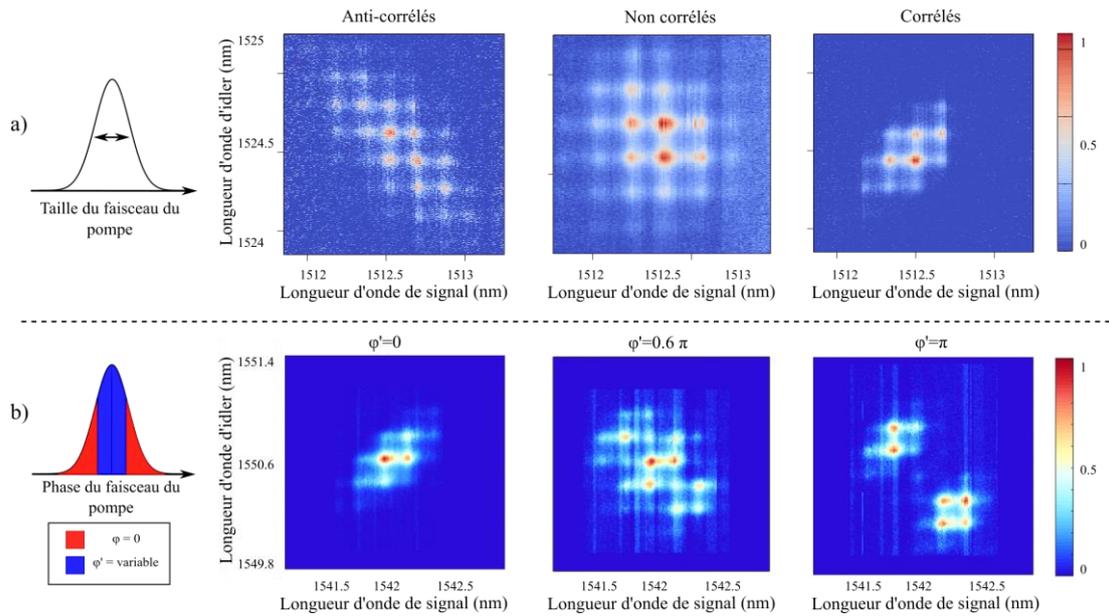


Fig. 1 : Corrélations en fréquence mesurées expérimentalement en changeant la taille du faisceau de pompe (a) ou le déphasage ϕ' au centre du faisceau (b).

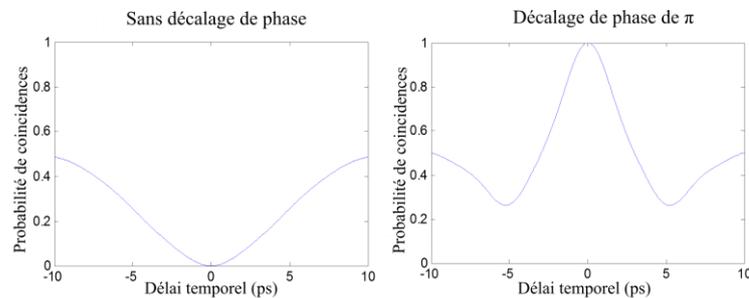


Fig. 2 : Simulation de l'interférogramme attendu pour une expérience Hong-Ou-Mandel. A gauche : sans déphasage sur le faisceau de pompe. A droite : avec un déphasage de π au centre du faisceau.

REFERENCES

- [1] X. Caillet et al., "A semiconductor source of counterpropagating twin photons: A versatile device allowing the control of the two-photon state", Journal of Modern Optics (2009).
- [2] A. Eckstein et al., "High-resolution spectral characterization of two photon states via classical measurements", Laser and Photonics Reviews (2014).
- [3] S. Francesconi et al., en préparation.

LIMITES DE STABILITE DES LIENS OPTIQUES FIBRES

Kassem Saab¹, Olivier Lopez¹, Etienne Cantin², Dan Xu², Paul-Eric Pottie², Anne Amy-Klein¹

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

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

kassem.saab@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une étude des limites de stabilité des liens optiques fibrés. Ces liens ont été développés depuis une dizaine d'année et permettent aujourd'hui le transfert quasi idéal d'une fréquence optique ultrastable. L'instabilité résiduelle d'un lien optique fibré est liée principalement à l'erreur de mesure des variations de phase du signal transmis, en partie due aux effets non réciproques de propagation du signal. L'objectif est en particulier de quantifier les limites dues aux effets de polarisation.

MOTS-CLEFS : lien optique fibré ; fréquence optique ultrastable ; instrumentation métrologique ; boucle à verrouillage de phase

1. INTRODUCTION

Les liens optiques fibrés ont été développés dans la dernière décennie pour transférer une fréquence de référence ultrastable sur des centaines de km, vers un utilisateur distant, en utilisant un laser ultrastable asservi sur une horloge optique. La compensation active du bruit de phase dans la fibre permet de limiter l'erreur de fréquence introduit par le lien jusqu'à 10^{-15} pour un temps de mesure de 1s et jusqu'à quelques 10^{-20} à long terme [1, 2]. Le principe de la mesure du bruit de phase et sa compensation active est présenté sur la figure 1. La mesure est effectuée à l'aide d'un interféromètre de Michelson dont le bras long correspond au lien fibré. Deux miroirs de Faraday sont utilisés afin de réaliser un battement insensible aux variations de la polarisation. Les deux modulateurs acousto-optiques (AOM1 et AOM2) permettent de réaliser une détection hétérodyne et de s'affranchir des réflexions parasites. Le premier AOM1 placé au début du lien permet d'appliquer la correction du bruit de phase.

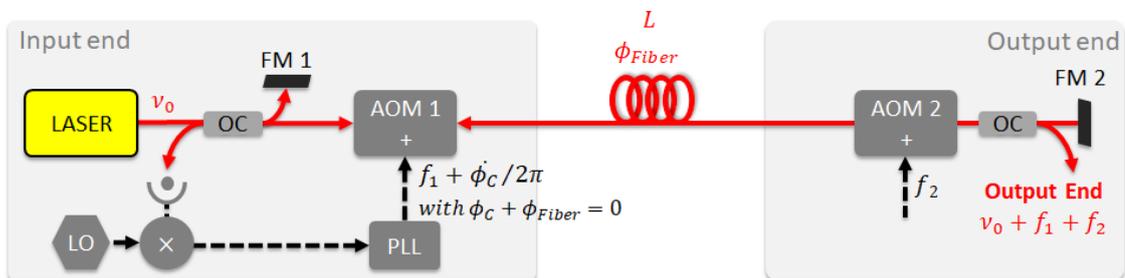


Fig. 1 : Principe de la compensation active de la phase sur un lien optique

2. LIMITES DE STABILITE DES LIENS

Dans le montage interférométrique illustré précédemment, la détection hétérodyne permet de mesurer le bruit de phase après un aller-retour de l'onde transmise dans la fibre. A partir de cette mesure de phase la correction du bruit aller va reposer sur l'hypothèse que le bruit accumulé à l'aller est égal au bruit accumulé au retour. Ce dispositif ne permet donc pas de corriger les variations de phase non réciproques, comme l'effet Sagnac, ou les effets non réciproques de polarisation ou de puissance.

La phase résiduelle du signal transmis peut s'écrire sous la forme :

$$\phi_{res} = \phi_{inter} + \phi_{as} + \phi_{nr} + \phi_{laser}$$

Dans cette expression, le terme ϕ_{inter} correspond au bruit interférométrique dû au montage de détection du bruit aller-retour. Il comprend en particulier le bruit ajouté par le bras de référence [3]. Le terme ϕ_{as} est dû au délai de propagation fini dans la fibre qui limite la bande passante de l'asservissement mais aussi l'amplitude de rejection du bruit aller-retour. Le troisième terme ϕ_{nr} provient des variations de phase non réciproques. En particulier, le chemin optique aller n'est pas le même que celui retour, puisque le signal est réfléchi avec une polarisation orthogonale, en présence de la dispersion de polarisation dans la fibre. De même, l'effet Sagnac induit une phase opposée à l'aller et au retour. En fin, dans les conditions de ce travail, nous utilisons un laser ultrastable et donc nous considérons que le bruit introduit par le laser ϕ_{laser} est négligeable puisqu'il est asservi sur une horloge optique.

Ainsi la fréquence de l'onde transmise est donnée par :

$$\nu_{transmis} = \nu_0 + \nu_{res}$$

où $\nu_{res} = \frac{d\phi_{res}}{dt} \frac{1}{2\pi}$ est la variation résiduelle de la fréquence.

Dans ce travail, nous allons nous intéresser aux bruits non-réciproques et plus particulièrement aux effets de polarisation.

3. CONCLUSION

Les performances actuelles des liens sont largement suffisantes pour comparer les horloges optiques dont l'exactitude atteint quelques 10^{-18} actuellement [4, 5]. Cependant, ces horloges sont encore en phase de progression et sont susceptible d'acquérir un niveau de précision et de stabilité de l'ordre de 10^{-19} au moins. Ce travail est donc dédié à l'étude des limites ultimes de stabilité et d'exactitude des liens optiques fibrés. Nous présenterons en particulier une étude du bruit long terme lié aux variations de polarisation. Ces effets n'ont pas encore été mesurés et sont inférieures à 10^{-19} en valeur relative.

RÉFÉRENCES

- [1] N. Chiodo, N. Quintin, F. Stefani, F. Wiotte, E. Camisard, C. Chardonnet, G. Santarelli, A. Amy-Klein, P.-E. Pottie, and O. Lopez, "Cascaded optical fiber link using the internet network for remote clocks comparison," *Optics Express* 23, 33927-33937 (2015).
- [2] N. R. Newbury, P. A. Williams, and W. C. Swann, "Coherent transfer of an optical carrier over 251 km," *Opt. Lett.* 32, 3056-3058 (2007)
- [3] Fabio Stefani, Olivier Lopez, Anthony Bercy, Won-Kyu Lee, Christian Chardonnet, Giorgio Santarelli, Paul-Eric Pottie, and Anne Amy-Klein, "Tackling the limits of optical fiber links," *J. Opt. Soc. Am. B* 32, 787-797 (2015)
- [4] Lisdat, Christian, et al. "A clock network for geodesy and fundamental science." *Nature communications* 7 (2016): 12443.
- [5] Nicholson, T. L., et al. "Systematic evaluation of an atomic clock at 2×10^{-18} total uncertainty." *Nature communications* 6 (2015): 6896.

MANIPULATION MULTISPECTRALE DU MOMENT ORBITAL ANGULAIRE D'UN FAISCEAU LARGE-BANDE.

Mikaël Ghadimi Nassiri, Etienne Brasselet

LOMA-CNRS Laboratoire d'ondes et matières d'Aquitaine, Université de Bordeaux 33405 Talence, France

mikael.ghadimi-nassiri@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons un nouveau type d'outil permettant une interaction spin-orbite modulable sur une large bande spectrale. Ce système est basé sur un réseau de défauts de cristaux liquides localisés adressés en tension.

MOTS-CLEFS : *vortex optique ; cristaux liquides ; masque de phase ; accordabilité*

1. INTRODUCTION

Le couplage entre les états de polarisation de la lumière et ses degrés de liberté spatiaux (i.e, interaction spin-orbite) est un puissant outil pour manipuler les propriétés de la lumière. Par exemple il permet la génération de vortex optiques, faisceau transportant une singularité de phase le long de son axe optique. Ces faisceaux sont devenus populaires depuis qu'il a été démontré qu'ils transportent la quantité bien définie de moment orbital angulaire de $l\hbar$ par photon [1] (l étant un entier et \hbar la constante de planck réduite).

2. ETAT DE L'ART

Aujourd'hui plusieurs technologies commercialisées existent pour générer de tels faisceaux, les plus populaires étant basés sur l'utilisation de matériaux biréfringents (artificiels ou naturels) non homogènes. Cependant ces technologies n'opèrent usuellement que pour une seule longueur d'onde, elles ne permettent alors pas une modulation large bande spectrale. Par ailleurs les solutions large-bande développées nécessitent une structuration tridimensionnelle de milieux biréfringents inhomogènes [2]. Nous proposons une approche alternative consistant à traiter parallèlement différentes portions de spectre par un réseau de masques contrôlables individuellement.

3. PRINCIPE

Notre proposition est basée sur la génération spontanée de défauts topologiques localisés, formés dans une cellule de cristaux liquides sous un champ électrique quasi-statique. Il a en effet été démontré que de tels défauts se comporte comme des éléments d'interaction spin-orbite photonique [3]. De surcroît leur réaction au champ électrique permet une accordabilité de la longueur d'onde de travail [4]. Enfin en appliquant le champ électrique sur une zone localisée par structuration du revêtement conducteur (ITO) de la cellule, il est possible de localiser la génération d'un unique défaut [5]. Par ablation laser de la couche d'ITO il est alors possible de créer un circuit d'électrodes associées à un réseau de défauts de cristaux liquides localisés et contrôlables électriquement et individuellement.

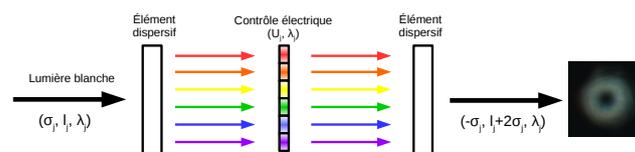


FIGURE 1 : (a) Principe du traitement large-bande de l'information optique de nature orbitale via l'utilisation d'un réseau d'interfaces spin-orbite. (b) Réseau de défauts de cristaux liquides entre polariseurs linéaires croisés.

La source utilisée est un laser supercontinuum. Un système dispersif permet de séparer plusieurs bandes spectrales et de les focaliser dans leur défaut respectif sur le réseau 1. Nous pouvons alors adapter le retard de chaque défaut afin d'optimiser la génération du faisceau vortex pour chaque bande de longueur d'onde ou de moduler le contenu orbital du faisceau. Cette approche multispectrale de l'interaction spin-orbite permet notamment de nouveaux types de mises en forme d'impulsions ultracourtes chirpées ou non.

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," *Physical Review A : Atomic, Molecular, and Optical Physics*, vol. 45, no. 11, June 1992.
- [2] Y. Li, J. Kim, and M. J. Escuti, "Broadband orbital angular momentum manipulation using liquid crystal thin films," E. J. Galvez, D. L. Andrews, J. Glückstad, and M. S. Soskin, Eds., Feb. 2012, p. 827415. [Online]. Available : <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.913757>
- [3] L. Marrucci, C. Manzo, and D. Paparo, "Optical Spin-to-Orbital Angular Momentum Conversion in Inhomogeneous Anisotropic Media," *Physical Review Letters*, vol. 96, no. 16, Apr. 2006. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.163905>
- [4] E. Brasselet and C. Loussert, "Electrically controlled topological defects in liquid crystals as tunable spin-orbit encoders for photons," *Optics Letters*, vol. 36, no. 5, p. 719, Mar. 2011. [Online]. Available : <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-36-5-719>
- [5] C. Loussert, K. Kushnir, and E. Brasselet, "Q-plates micro-arrays for parallel processing of the photon orbital angular momentum," *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 12, p. 121108, Sep. 2014. [Online]. Available : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4895706>

MANIPULATION OPTIQUE DE VORTEX D'ABRIKOSOV DANS LES SUPRACONDUCTEURS

A. Rochet^{1,2}, W. Magrini¹, A. Bouzdine², P. Tamarat¹, B. Lounis¹

¹ LP2N, Univ. Bordeaux - CNRS - Institut d'Optique Graduate School, 33400 Talence, France

² LOMA, Univ. Bordeaux - CNRS, 33400 Talence, France

antonine.rochet@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous avons mis en place une méthode optique permettant de générer in situ une paire de vortex/anti-vortex d'Abrikosov dans un film supraconducteur. Cette technique, en champ lointain, assure la rapidité du procédé et préserve la qualité de l'échantillon. Une unique impulsion laser sépare un vortex d'un anti-vortex de quelques microns de manière reproductible.

MOTS-CLEFS : *vortex d'Abrikosov, génération optique de vortex, Jonction Josephson*

1. INTRODUCTION

L'état supraconducteur est décrit par une fonction d'onde macroscopique communément appelée paramètre d'ordre $\Psi = \psi e^{i\phi}$ avec ϕ la phase supraconductrice. Les supraconducteurs de type II possèdent une phase mixte correspondant à la pénétration partielle du champ magnétique extérieur sous la forme de vortex d'Abrikosov. Défauts topologiques du condensat supraconducteur, les vortex sont constitués d'un coeur normal porteur d'un quantum de flux magnétique $\phi_0 = h/2e$ et entouré de boucles de supercourants. Ils jouent un rôle important en physique des supraconducteurs et dans les domaines des applications. La manipulation optique de vortex uniques, basée sur le chauffage induit par laser, a déjà été montrée [1]. L'optique apporte la possibilité d'une manipulation non-invasive, rapide et précise. S'appuyant sur cette même méthode, nous réalisons à présent la génération optique in situ de paires de vortex/anti-vortex par effet Kibble Zurek.

2. EXPÉRIENCE

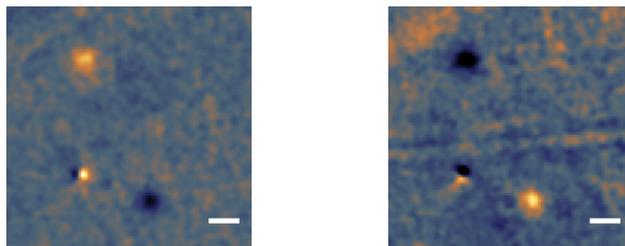


FIGURE 1 : Paires de vortex/anti-vortex dans le niobium créées à partir d'une unique impulsion laser sous des champs magnétiques opposés de ± 36 mG à 4 K pour une fluence laser de 42 mJ/cm².

Lors de transitions de phase rapides accompagnées d'une brisure de symétrie telles que la transition normal/supraconducteur, un régime instable prend place lorsque la température passe de part et d'autre de la température critique T_c : la phase ϕ du paramètre d'ordre admet des fluctuations donnant lieu à l'apparition de défauts topologiques i.e. des paires de vortex/anti-vortex. Ce mécanisme, d'abord décrit par Kibble dans le cadre de la cosmologie, fut généralisé par Zurek en physique de la matière condensée [2]. Si la génération de paires est effective, leur observation requiert d'opposer une force à celle qui les amène à s'annihiler. Sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, le supraconducteur génère des

supercourants d'écrantage exerçant sur le vortex et l'anti-vortex une force de Lorentz de signe opposée via leur flux magnétique. Si la paire est ensuite piégée sur les défauts du matériaux alors elle est observable.

L'échantillon est un film de niobium d'épaisseur de 100 nm. Refroidi à champ nul, l'échantillon est dépourvu de vortex à l'état initial. Un champ magnétique de quelques gauss est ensuite appliqué. Une unique impulsion laser de 1,3 ps focalisée à la surface de l'échantillon détruit localement la supraconductivité par effet thermique. La température s'élève alors au delà de T_c puis une relaxation thermique rapide s'amorce à l'échelle de la nanoseconde. Lors du recouvrement de l'état supraconducteur, une paire de vortex/anti-vortex est piégée dans le niobium puis observée par imagerie magnéto-optique (figure 1).

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

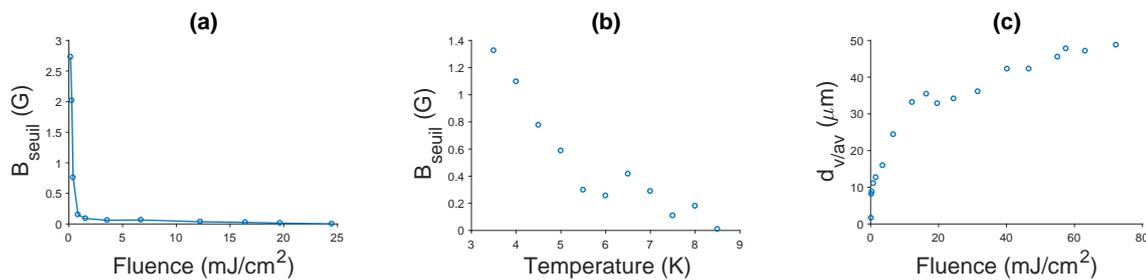


FIGURE 2 : Étude de la génération de paires de vortex/anti-vortex dans le niobium. (a) : champ magnétique seuil en fonction de la fluence de l'impulsion laser. (b) : champ magnétique seuil en fonction de la température pour une fluence de 1,1 mJ/cm^2 . (c) : distance entre le vortex et l'anti-vortex en fonction de la fluence.

Le champ magnétique nécessaire à la séparation d'une paire (B_{seuil}) dépend de la fluence de l'impulsion laser (figure 2(a)). Pour de faibles fluences, le champ seuil est important car la recombinaison des paires est favorisée par leur proximité. L'évolution de la distance entre le vortex et l'anti-vortex relative à la fluence est montrée figure 2(b). Sous champ magnétique, le positionnement spatial de la paire est reproductible : le vortex (/ l'anti vortex) est attiré au centre de la zone chauffée et l'anti-vortex (/ le vortex) est piégé au bord de cette zone. Pour un champ magnétique de signe opposé, la position du vortex et de l'anti-vortex est intervertie (figure 1). Le champ nécessaire à la séparation dépend également de la température. Pour une fluence donnée, il diminue pour s'annuler proche de $T_c = 8,6$ K.

CONCLUSION

Une alternative prometteuse à l'électronique semi-conductrice est le développement de systèmes supraconducteurs tels que les jonctions Josephson. Elles possèdent une fréquence d'opération élevée et leur contrôle requiert peu d'énergie. Un vortex d'Abrikosov piloté proche d'une jonction vient modifier ses propriétés de transport [3]. La jonction, constituée de deux supraconducteurs séparés par un conducteur normal, peut-être créée par le biais d'un chauffage laser local sur une bande de quelques centaines de nanomètres de large. Ajouté à cela, la génération in situ d'un vortex d'Abrikosov et sa manipulation optique rendent envisageable le pilotage tout optique d'une jonction Josephson.

RÉFÉRENCES

- [1] I. S. Veshchunov, W. Magrini, S. V. Mironov, A.G. Godin, J.-B. Trebbia, A. I. Bouzidine, P. Tamarat, B. Lounis, *Optical manipulation of single flux quanta*, Nat. Comm. Vol. 7 12801 (2016)
- [2] Zurek, H. Wojciech, *Cosmology : The shards of broken symmetry*, Nature Vol. 382 N. 6589 (1996)
- [3] S. Mironov, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, Ph. Tamarat, B. Lounis, A. Bouzidine *Anomalous Josephson effect controlled by an Abrikosov vortex*, Phys. Rev. B Vol. N. 21 (2017)

NON RECIPROCITE DE L'EMISSION DES PAIRES DE PHOTONS DANS LES MILIEUX NON LINEAIRES NON UNIFORMES

Thibault Harlé¹, Martin Cordier², Isabelle Zaquine², Philippe Delaye¹

¹ *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School CNRS, Université Paris-Saclay, 91127 Palaiseau, France*

² *Laboratoire Traitement et Communication de l'Information, Télécom Paristech, 75013 Paris*

thibault.harle@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Les processus de génération de paires de photons dans les matériaux non-linéaire reposent sur la condition d'accord de phase. Dans certaines structures (cristaux PPLN chirpé ou aperiodique, fibres non-uniformes) une variation spatiale du désaccord de phase est utilisée pour élargir le spectre d'émission. Nous démontrons grâce à un modèle analytique simple que cette non-uniformité de l'accord de phase peut s'accompagner d'une non-réciprocité du spectre d'émission, lorsque le sens de propagation est inversé. Il en résulte une dégradation de l'indiscernabilité des paires émises dans les montages de type Sagnac, utilisés pour réaliser l'intrication en polarisation des paires.

MOTS-CLEFS : *Optique non linéaire, optique quantique, sources de paires de photons*

1. INTRODUCTION

Dans le cadre du développement de la cryptographie quantique, les sources de paires de photons constituent un élément de base à la mise en place de nombreux protocoles. Dans leur grande majorité, de telles sources exploitent des interactions non linéaire entre la lumière injectée et le matériau, telles que la conversion paramétrique spontanée (SPDC) ou le mélange à quatre onde spontané (SFWM). Ces deux processus ont en commun de mettre en jeu un accord de phase impliquant la conservation de l'impulsion entre la ou les pompes et la paire émise. Nous proposons ici un modèle analytique simple permettant de décrire une variation linéaire du désaccord de phase au cours de la propagation. Ce modèle permet de rendre compte de l'élargissement du spectre d'émission des paires observé dans certaines structures non uniformes (PPLN chirpés [1], ou fibres effilées [2]), et met également en évidence la non-réciprocité du spectre, i.e. sa dépendance envers le sens de propagation dans le milieu non linéaire. L'intrication en polarisation des paires, réalisée dans des montages de type Sagnac, en sera fortement impactée.

2. EXPRESSION DE L'AMPLITUDE SPECTRALE JOINTE D'EMISSION

Nous considérons ici la propagation sans déformation temporelle d'une impulsion de pompe dans un matériau à l'efficacité non linéaire suffisamment faible pour se placer en régime de génération spontanée. En l'absence, avant propagation, de photons signal et idler correspondant à la paire qui va être générée, l'état de celle-ci suite au passage de la pompe est entièrement décrite par l'amplitude spectrale jointe de probabilité de génération (JSA) [3]:

$$JSA(\omega_s, \omega_i) = C \chi_{eff}^{(n)} g_{\omega_{p0}, T_0}(\omega_s, \omega_i) \times f_{\omega_{p0}}(\omega_s, \omega_i)$$

Avec ω_s et ω_i les pulsations signal et idler respectivement, $\chi_{eff}^{(n)}$ la susceptibilité non-linéaire d'ordre n (2 en SPDC, 3 en SFWM), et C une constante.

La première fonction est liée à la transformée de Fourier du profil temporel $G(t)$ de l'impulsion de pompe, de fréquence porteuse ω_{p0} et de durée T_0 :

$$g_{\omega_{p0}, T_0}(\omega_s, \omega_i) = FT[G^{n-1}(t)](\omega_i + \omega_s - (n-1)\omega_{p0})$$

Elle est maximum pour $\omega_i + \omega_s - (n-1)\omega_{p0} = 0$, soit à la conservation de l'énergie.

Le second terme rend compte de la conservation de l'impulsion :

$$f_{\omega_{p0}}(\omega_s, \omega_i) = \frac{1}{L} \int_0^L e^{-i \Delta k_G z} dz$$

Avec L la longueur de matériau traversée et Δk_G le désaccord de phase generalisé défini par [4]:

$$\Delta k_G(\omega_i, \omega_s, \omega_{p0}, \Lambda) = k_i + k_s - (n-1)k_{p0} - \frac{(\omega_i + \omega_s - (n-1)\omega_{p0})}{v_{gp}} + \frac{2\pi}{\Lambda}$$

où les k_j correspondent aux impulsions de chaque onde, v_{gp} à la vitesse de groupe de pompe et Λ à la période de poling dans le cas de matériaux type PPLN. Dans le cas où Δk_G est indépendant de la position z on retrouve la forme classique de la fonction d'accord de phase en sinus cardinal.

3. NON RECIPROCITE DE LA GENERATION DES PAIRES DANS UNE FIBRE NON-UNIFORME

Lorsque Δk_G devient une fonction de z [5], il n'est en général pas possible de trouver une expression analytique de $f_{\omega_{p0}}$, sauf dans certains cas particuliers, comme dans le cas d'une variation linéaire ($\Delta k_G(z) = \Delta k_{in} + (\Delta k_{out} - \Delta k_{in})(z/L)$) pour laquelle on obtient :

$$f_{\omega_{p0}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{e^{i \frac{L \Delta k_{in}^2}{4(\Delta k_{out} - \Delta k_{in})}}}{\sqrt{L(\Delta k_{out} - \Delta k_{in})}} \times \left[\text{Erf} \left[\frac{\sqrt{iL}(2\Delta k_{out} - \Delta k_{in})}{2\sqrt{\Delta k_{out} - \Delta k_{in}}} \right] - \text{Erf} \left[\frac{\sqrt{iL} \Delta k_{in}}{2\sqrt{\Delta k_{out} - \Delta k_{in}}} \right] \right]$$

avec Δk_{in} et Δk_{out} les désaccords de phase en entrée et sortie du milieu non linéaire, respectivement.

On voit directement que l'expression ci-dessus n'est pas symétrique lors de l'inversion de Δk_{in} et Δk_{out} , correspondant à l'inversion du sens de propagation dans le milieu non linéaire. Dans une fibre dans laquelle la longueur d'onde de zéro de dispersion est décalée de 1nm entre l'entrée et la sortie, on peut constater sur la figure 1, qu'outre l'élargissement spectral et la diminution de la probabilité de génération, on a une différence marquée du spectre d'émission selon le sens de propagation.

À l'aide d'une généralisation du modèle présenté, nous mettrons en évidence la forte sensibilité du spectre d'émission aux fluctuations aléatoires de diamètre de fibres non linéaires. Conséquemment, l'indiscernabilité des paires émises dans des directions opposées, dans le cas d'un interféromètre de Sagnac basé sur de telles fibres, n'est plus vérifiée. Nous détaillerons l'impact sur la visibilité de l'intrication des paires émises.

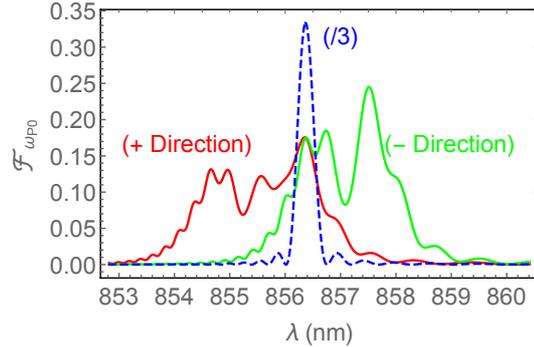


Fig. 1 : Spectre d'émission $\mathcal{F}_{\omega_{p0}} = |f_{\omega_{p0}}|^2$ d'un photon idler pour une fibre uniforme (en bleu, amplitude divisée par 3) et une fibre taper injectée dans un sens (rouge) et son opposé (vert). Les paramètres de fibre correspondent à celles de [6].

REFERENCES

- [1] D. Descloux, C. Laporte, J. B. Dherbecourt, J. M. Melkonian, M. Raybaut, C. Drag, A. Godard, *Opt. Lett.* 40, 280 (2015)
- [2] A. Kudlinski, M. Lelek, B. Barviau, L. Audry, A. Mussot, *Opt. Express* 18, 16640 (2010)
- [3] W. P. Grice, I. A. Walmsley. *Phys. Rev. A* 56, 1627 (1997)
- [4] J. L. Smirr, M. Deconinck, R. Frey, I. Agha, E. Diamanti, I. Zaquine, *J. Opt. Soc. Am. B* 30, 288 (2013)
- [5] L. Cui, X. Li, N. Zhao, *Phys. Rev. A*, 85, 023825 (2012)
- [6] M. Barbier, I. Zaquine, P. Delaye, *New J. Phys.* 17, 053031 (2015)

OPTICAL HYBRID ENTANGLEMENT OF LIGHT FOR REMOTE STATE PREPARATION AND EINSTEIN-PODOLSKY-ROSEN STEERING.

A. Cavailles¹, H. Le Jeannic¹, J. Raskop¹, T. Darras¹, G. Guccione¹ and J. Laurat¹

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

adrien.cavaillès@lkb.upmc.fr

ABSTRACT

Optical hybrid quantum information processing bridges the gap between the traditionally separated discrete- (DV) and continuous-variable (CV) tools and concepts to exploit their respective benefits. Having succeeded in generating hybrid entanglement of light, we now report on the use of this resource in two hybrid protocols: the remote preparation of arbitrary CV qubits $|\alpha\rangle + qe^{i\phi} |-\alpha\rangle$ as well as the demonstration of Einstein-Podolsky-Rosen steering, using in both cases high-efficiency homodyne detection setups.

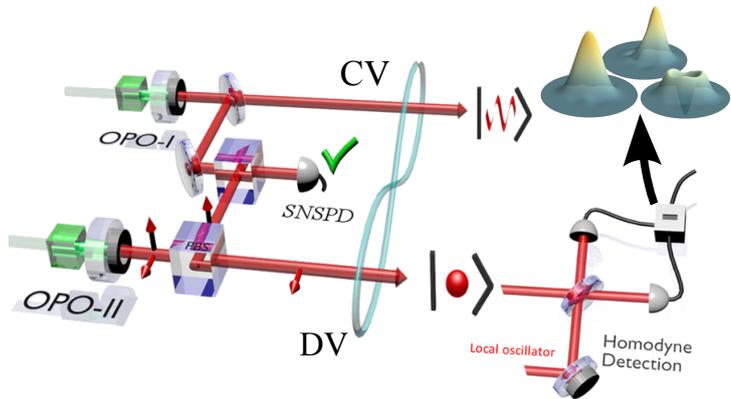
1. INTRODUCTION

Optical quantum information processing can be conceptualized and implemented through two typically distinct viewpoints. The discrete variable (DV) approach focuses on states at the single photon level living in a Hilbert space of finite dimension, and aims to measure and characterize them using photon counters. Typically implemented using Fock states or optical qubits e.g. $c_0|0\rangle + c_1|1\rangle$, DV protocols can reach high fidelities but are probabilistic in nature and harder to devise because of limited detection efficiencies. The other —so-called continuous-variable (CV)— approach is centered on the use of CV resources describable only in Hilbert spaces of infinite dimension: coherent states or Schrödinger cat states $|cat\pm\rangle \propto |\alpha\rangle \pm |-\alpha\rangle$ for example. In this case, highly efficient detection systems such as homodyne detectors allow unconditional operations— but on states that are more sensitive to losses. As a result, there is a growing body of work aiming at joining the two approaches in new protocols in order to combine their advantages [1]. In this context, building on our team’s implementation of hybrid entanglement of light [2], we report on its use in two hybrid protocols: remote state preparation and the demonstration of Einstein-Podolsky-Rosen steering. These new advances pave the way towards the implementation of hybrid quantum networks.

2. REMOTE PREPARATION OF ARBITRARY CV QUBITS

Our experimental setup, shown in figure 1, uses two optical parametric oscillators (OPO) and high-efficiency superconducting nanowire single-photon detectors (SNSPD) to herald the generation of both CV and DV non-gaussian light fields in well-defined spatiotemporal modes [3]: high purity single photons [4] as well as large-amplitude squeezed Schrödinger cat states [5], with $|\alpha|^2 \approx 3$, whose quantum features were recently demonstrated to be robust to transmission losses [6]. Joining the two heralding paths allows us to generate the hybrid entangled state $|0\rangle_{DV} |cat-\rangle_{CV} + e^{-i\Phi} |1\rangle_{DV} |cat+\rangle_{CV}$. This resource was used to perform remote state preparation of CV qubits. The marginal distribution of vacuum and single photon states being different, it is possible to discriminate between them through quadrature measurements. Indeed, by conditioning on the result q of homodyne measurements made on the DV side with a local oscillator phase ϕ , the CV system was projected to any desired qubit $|\alpha\rangle + qe^{i\phi} |-\alpha\rangle$. The versatility of this process was proven experimentally through the preparation of states presenting more than 80% fidelity with various targeted CV qubits, including odd cat states presenting negative values of the Wigner function without correction [7].

Figure 1: Hybrid entanglement is generated using two non-classical sources (optical parametric oscillators) and single photon heralding via superconducting nanowire single-photon detectors (SNSPD). By conditioning on the results of homodyne measurements made on the DV side, we can remotely create arbitrary CV qubits as well as a set of conditioned states that violate an EPR steering inequality by five standard deviations.



3. EINSTEIN-PODOLSKY-ROSEN STEERING

In the broader context of hybrid quantum networks, we then evaluated the steerability of our resource, a crucial requirement for the implementation of one-sided device independent protocols. A steering test can be described as the certification of entanglement between two parties when one is untrusted through the study of correlations in measurements performed on both sides. In our case, the realisation of six homodyne measurements performed on the DV side at different local oscillator phase, and then sign-binning of the result allowed the remote preparation of a set of 12 conditioned CV states, or assemblage. The application of optimal operators, found through semi-definite programming, on the assemblage revealed a distance to the local bound of more than five standard deviations, for the first time using hybrid entanglement of light [8].

CONCLUSION

We report on the realisation of two hybrid protocols that confirm the suitability of hybrid states for quantum information processing and in particular one-sided device independent scenarios. These results pave the way to the realisation of hybrid quantum teleportation from DV to CV and vice versa —a crucial stepping stone for the realisation of hybrid quantum networks.

REFERENCES

- [1] U.L. Andersen *et al.*, Hybrid discrete- and continuous-variable quantum information, *Nature Phys.* **11**, 713 (2015).
- [2] O. Morin *et al.*, Remote creation of hybrid entanglement between particle-like and wave-like optical qubits, *Nature Photon.* **8**, 570-574 (2014).
- [3] O. Morin *et al.*, Experimentally accessing the optimal temporal mode of traveling quantum light states, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 213602 (2013).
- [4] H. L. Jeannic *et al.*, “High-efficiency WSi superconducting nanowire single-photon detectors for quantum state engineering in the near infrared,” *Optics Lett.*, **41**, 5341-4 (2016).
- [5] K. Huang *et al.*, Optical synthesis of large-amplitude squeezed coherent-state superpositions with minimal resources, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 180503 (2015).
- [6] H. Le Jeannic *et al.*, Slowing quantum decoherence by squeezing in phase space, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 073603 (2018).
- [7] H. Le Jeannic *et al.*, Remote preparation of arbitrary continuous-variable qubits using loss-tolerant hybrid entanglement of light, *currently under review*.
- [8] A. Cavallès *et al.*, Demonstration of Einstein-Podolsky-Rosen steering using hybrid entanglement of light, *in preparation*.

PHOTOEMISSION INDUITE PAR LASER DE NANOPONTES DE TUNGSTENE ET DE DIAMANT

Oliver Torresin¹, Mario Borz², Mina Bionta¹, Julien Mauchain¹, Sébastien Weber^{1,3}, Laurent Arnoldi², Ivan Blum², Alexander N. Obraztsov⁴, Angela Vella² and Benoit Chalopin¹

¹ Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité, Université de Toulouse, CNRS

² Groupe de Physique des Matériaux, Université de Rouen, INSA Rouen, CNRS

³ Centre d'Élaboration des Matériaux et d'Études Structurales, CNRS, Université de Toulouse

⁴ Department of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University and
Department of Physics of Eastern Finland, University of Eastern Finland

torresin@irsamc.ups-tlse.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons des résultats expérimentaux d'émission d'électrons à partir de nanopointes de tungstène et de diamant en régime continu et femtoseconde. La différence des régimes d'émission permet une comparaison entre ces deux matériaux.

MOTS-CLEFS : *photoémission ; champ fort ; nanopointe ; tungstène ; diamant*

1. INTRODUCTION

La photoémission induite par laser d'une pointe métallique a été le sujet d'un nombre croissant de recherches au cours des dix dernières années [1]. L'utilisation d'un laser femtoseconde ultracourt permet l'observation de différents régimes d'émission: émission de champ amplifié thermiquement, émission multiphotonique, émission de champ optique. Ces mécanismes peuvent maintenant être utilisés comme des sources d'électrons fiables pour la microscopie résolue en temps.

Le diamant est un matériau attractif pour l'émission de champ du fait de la possibilité d'avoir une électroaffinité négative [2]. Nous avons étudié l'émission statique et induite par laser sur des nanopointes de diamant afin de les comparer aux mécanismes d'émission du tungstène.

2. NANOPONTES DE TUNGSTENE

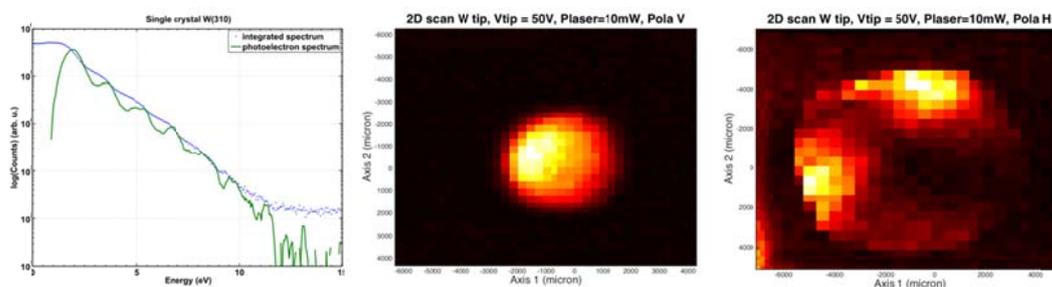


Figure 1 : Gauche : Spectre en énergie des photoélectrons émis d'une nanopointe de tungstène. Centre : Cartographie spatiale des photoélectrons sous une polarisation parallèle à la pointe. Droite : Cartographie spatiale des photoélectrons sous une polarisation orthogonale à la pointe.

Les nanopointes sont soumises à un champ électrique statique de l'ordre de 1 V/nm et d'un champ électrique laser. Les impulsions laser femtosecondes sont fortement focalisées pour atteindre

des intensités laser de l'ordre de 10^{11} W/cm². On enregistre les distributions spatiales et énergétiques des électrons émis. Le comportement de l'émission induite par laser d'une nanopointe de tungstène (W) a été largement étudié et nous nous en servons comme référence dans nos mesures avec le diamant [3]. Nous utilisons des pointes orientées selon la direction (310) avec des rayons entre 50nm et 100nm. Le tungstène (310) est choisi car il possède le plus faible travail de sortie (4,35eV). Les résultats avec les pointes de tungstène montrent une émission multiphotonique au-dessus du seuil.

Les profils spatiaux d'émission montrent 1 ou 2 tâches d'émission en fonction de la polarisation du laser, parallèle ou orthogonale à l'apex de la pointe. Ces résultats sont en parfait accord avec les calculs de champ électrique à l'apex effectués et prouvent que les électrons sont émis là où le champ électrique local est le plus fort.

3. NANOPONTES DE DIAMANT

Nous comparons les résultats précédents aux résultats obtenus sur des nanopointes de diamant avec des rayons < 50nm. En émission statique, à cause de la nature isolante du diamant, le courant d'émission combine une conduction à l'intérieur de la pointe (conduction de Poole-Frenkel) et une émission de champ à l'interface entre la pointe et le vide (émission de Fowler-Nordheim) [4]. Nous mettons en évidence ce résultat en mesurant le courant et l'énergie des électrons émis qui met en évidence une différence de potentiel ΔV le long de la pointe. L'énergie moyenne des électrons s'écrit alors : $E_{kin} = e (V_{DC} - \Delta V)$.

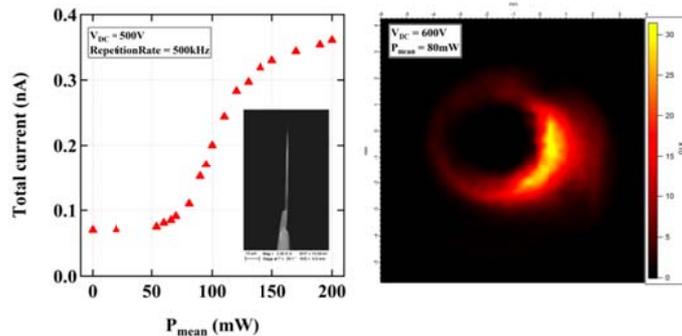


Figure 2 : Gauche : Courbe du courant total d'émission en fonction de la puissance moyenne du laser + image SEM d'une nanopointe de diamant collée à une pointe de tungstène. Droite : Cartographie spatiale des photoélectrons d'une pointe de diamant.

Le comportement de l'émission induite par laser d'une nanopointe de diamant est complètement différent de celle d'une pointe métallique. L'intensité du courant présente une saturation au-delà d'une certaine intensité laser à cause d'un phénomène de saturation des charges de conduction disponibles dans le diamant. La chute de tension ΔV est aussi modifiée, et s'explique par une extinction de la barrière tunnel à l'interface entre le diamant et le vide. De plus, le profil spatial des électrons au-dessus de la puissance moyenne critique change complètement passant d'un simple point à un anneau dont le rayon diminue avec la puissance du laser. Enfin, des mesures résolues en temps montrent que sous illumination laser, l'émission statique disparaît et les électrons sont émis durant un très court temps autour de l'impulsion laser. Une fois l'impulsion passée, l'émission statique met quelques centaines de microsecondes avant de revenir contrairement à une pointe métallique où l'émission statique entre impulsions est instantanée.

RÉFÉRENCES

- [1] P. Hommelhoff et al., *Ultrafast phenomena on the nanoscale*, Annalen der Physik **525** (2013)
- [2] J. Van der Weide et al., *Negative-electron-affinity effects on the diamond (100) surface*, Phys. Rev. **B50**, 5803 (1994)
- [3] M. R. Bionta et al., *Laser-induced electron from a tungsten nanotip: identifying above threshold photoemission using energy-resolved laser power dependencies*, Journal of Modern Optics **61** 833 (2014)
- [4] V. I. Kleshch et al., *Single Crystal Diamond Needle as Point Electron Source*, Scientific Reports **6**, 35260 (2016)

PIEGEAGE COHERENT DE POPULATION SUR JET THERMIQUE DE CESIUM : COMPARAISON DE METHODES D'EXCITATION

Jérémie Cotxet¹, Jonathan Staes¹, Helios Travis¹, Patrick Perez¹, Roman Schmeissner¹,
Stéphane Guérandel²

¹ *Thales Avionics France, Vélizy, France*

² *Observatoire de Paris, France*

stephane.guerandel@obspm.fr, roman.schmeissner@thalesgroup.com

RÉSUMÉ

Les horloges à jet de césium sont utilisées pour des applications industrielles et pour un développement d'horloge spatiale Galileo de deuxième génération [1]. Ces horloges atomiques réalisent l'interrogation d'horloge dans une cavité micro-onde de Ramsey. Or, il a été démontré que le piègeage cohérent de césium (CPT) pouvait aussi être utilisé pour exciter la transition d'horloge [2,3]. L'étude présentée ici caractérise l'efficacité du piègeage cohérent des atomes en fonction de la cohérence des sources lasers qui permettent l'interaction CPT. Les résultats sont utiles pour la suite du développement d'une horloge industrielle utilisant sur cette technologie.

MOTS-CLEFS : *piégeage cohérent de population, diode laser DFB, jet thermique*

1. INTRODUCTION

L'interaction CPT est actuellement étudiée pour application dans des horloges compactes de haute performance [4]. Ils existent des horloges industrielles à cellule de vapeur de Cs. Elles montrent des performances de stabilité remarquables mais sont bien différentes des horloges conventionnelles (plus grandes) basés sur un jet thermique et déflexion magnétique. La stabilité long-terme des horloges CPT dépend primordialement de l'environnement de la cellule de vapeur Cs. A cause de l'interaction réduite des atomes, cette dépendance n'est pas présente dans des horloges à jet thermique. L'effet CPT n'est pas encore exploité dans des horloges industrielles et pourrait apporter des avantages en coût et stabilité. La présente pré-étude vise à évaluer des briques techniques nécessaires et les effets physiques dominants dans un développement industriel associé.

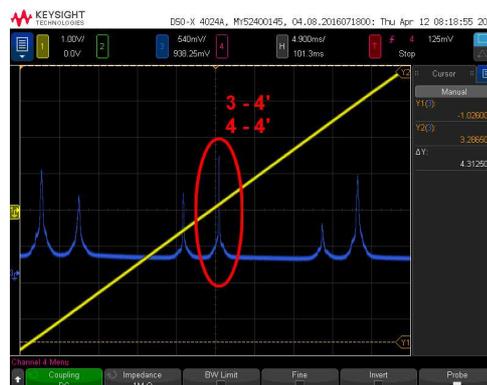
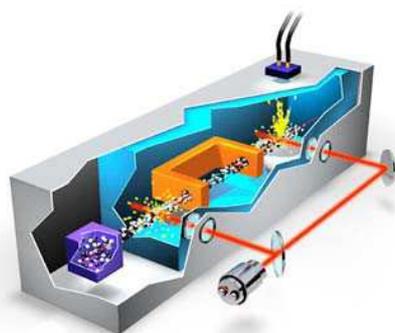


Fig. 1 : **Gauche** : Vue d'artiste d'un tube Cs industriel utilisé pour l'étude,
Droite : Observation de la fluorescence de la transition D1 du Cs 133. La raie entouré correspond à une double transition entre les niveaux 3-4' et 4-4'. Les deux fréquences laser utiles (espacés de 9.19 GHz) sont obtenues en modulant un signal laser DFB avec un modulateur électro-optique.

2. PREMIERS RESULTATS D'ETUDE

La première étape de la pré-étude industrielle consiste à comparer l'application de différentes sources laser permettant de réaliser l'interaction CPT dans le césium. Les trois types de génération d'un signal bi-fréquence laser accordé à la résonance D1 dans le césium et séparé de 9.19 GHz sont (1) Modulation directe d'une diode laser DFB, (2) Modulation électro-optique d'un faisceau laser et (3) utilisation de deux diodes laser DFB. La différence entre les schémas 1, 2 et 3 est leur intérêt industriel et la cohérence relative des deux fréquences optiques (1 meilleur coût, 2 meilleure cohérence, 3 simplicité du développement). L'étude présentée ici compare l'efficacité de pompage optique dans l'état noir associé à la superposition cohérente de l'état fondamental du Cs en fonction de la source laser utilisée.

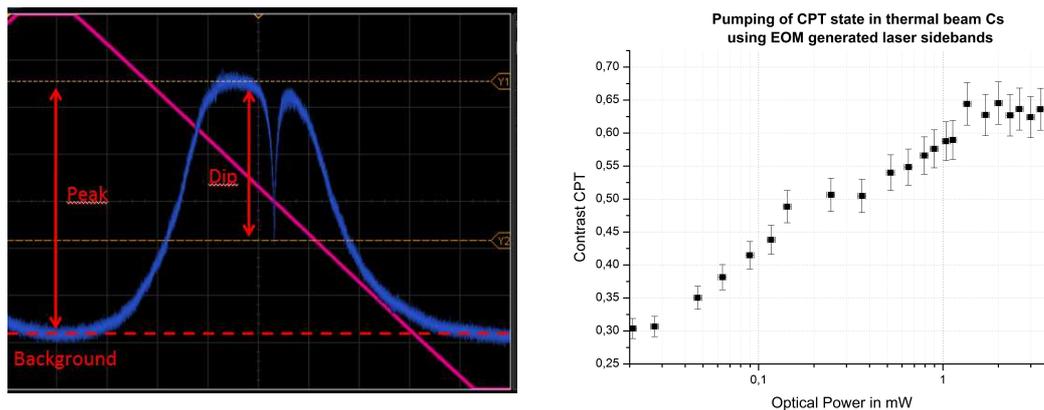


Fig. 2 : **Gauche** : Le signal de fluorescence Fig.1 à droite montre une atténuation caractéristique si la différence de fréquence des deux signaux laser correspond à la fréquence de la transition hyperfine du Cs 133. Elle correspond à un piégeage cohérent (de l'état fondamental) des atomes Cs.

Droite : Exemple d'une mesure de l'efficacité de pompage optique dans l'état noir associé à la superposition cohérente de l'état fondamental du Cs.

CONCLUSION

L'étude présentée ici montre les premiers tests de piégeage cohérent d'un jet de césium dans un tube industriel. Trois différents types de génération d'un signal optique cohérent ont été étudiés. La modulation directe d'un laser DFB a permis de démontrer le piégeage cohérent de césium sur un jet thermique. Les tests utilisant un battement de deux lasers DFB commerciaux indiquent des limitations dues à la largeur de raie inhérente à ces sources. La modulation électro-optique apparaît être un outil de laboratoire efficace.

REMERCIEMENTS

J.S. remercie le réseau FIRST-TF pour un soutien financier. Le projet est supporté par Thales Avionics France SAS, Vélizy.

RÉFÉRENCES

- [1] Progress on Optical Space Cs Clock development, R.Schmeissner et al., European Time and Frequency Forum 2017
- [2] Precision studies of stimulated resonance raman scattering in atomic beams, PhD Thesis, P.R.Hemmer, Massachusetts Institute of Technology, 1984
- [3] Precision studies of stimulated-resonance Raman interactions in an atomic beam, P.R.Hemmer, G.P.Ontai, S.Ezekiel, JOSA B, Vol 3, No 2, Feb. 1986
- [4] High-performance coherent population trapping clock with polarization modulation, P. Yun et al., Phys. Rev. Appl., 7, 014018 (2017)

PRODUCTION D'IMPULSIONS FEMTOSECONDES COMPRIMÉES PAR GÉNÉRATION PARAMÉTRIQUE EN SIMPLE PASSAGE

Tiphaine Kouadou¹, Luca La Volpe¹, Syamsundar De¹, Claude Fabre¹, Valentina Parigi¹, Nicolas Treps¹

¹ Laboratoire Kastler Brossel, ENS-Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Collège de France, 75005 Paris, France

tiphaine.kouadou@lkb.upmc.fr

RÉSUMÉ

Nous développons une expérience de génération paramétrique en simple passage à partir d'impulsions lumineuses femtosecondes. Elle permet de produire, sur une grande plage de fréquences, de la lumière comprimée (*squeezed light*) dans plusieurs modes spectraux et temporels.

MOTS-CLEFS : *Nonlinear Optics ; Quantum Optics ; Quantum Computing*

1. INTRODUCTION

L'intrication et la compression de la lumière possèdent de nombreuses applications dans les domaines de l'information quantique [1] et de la métrologie quantique. Notre groupe a été l'un des premiers à utiliser un oscillateur paramétrique optique pompé simultanément (*SPOPO* en anglais) pour produire des états quantiques multimodes en exploitant les degrés de liberté temporels et spectraux que présente la lumière impulsionnelle (autrement dit la forme des impulsions). Cependant, les propriétés quantiques du SPOPO étant limitées par la bande passante de sa cavité, nous proposons une nouvelle source d'états quantiques multimodes basée sur une génération paramétrique optique de type I non-colinéaire en simple passage. Une telle configuration permet une mesure impulsion par impulsion des propriétés quantiques de la lumière. Les états quantiques produits par cette expérience présentent de l'intrication multipartite [2]. Ils sont de bons candidats comme support de protocoles de calculs quantiques basés sur la mesure (MBQC en anglais) [3] et présentent des applications dans le domaine de la métrologie.

2. ÉTUDE THÉORIQUE

L'élément central de notre expérience est un processus de génération paramétrique (PDC en anglais). Il s'agit d'un processus se produisant dans un cristal biréfringent non-linéaire et impliquant trois faisceaux : un faisceau dit pompe de fréquence ω_3 , un faisceau signal et un faisceau idler (complémentaire) de fréquences ω_1 et ω_2 respectivement. Le faisceau pompe, incident sur le cristal non-linéaire, engendre la production de deux faisceaux signal et idler dont la fréquence est corrélée de telle sorte que $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ et de direction différente, correspondant à la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement dans le processus. Dans le cas multimode, la pompe est un train d'impulsions (un peigne de fréquence). La PDC se produit pour plusieurs fréquences du peigne, de telle sorte que signal et idler sont aussi des impulsions. Dans ce cas de figure, les corrélations quantiques en fréquence sont plus importantes et sont exprimées dans le hamiltonien \hat{H} associé au processus (équation 1) sous la forme d'une matrice des corrélations spectrales $L_{m,n}$.

$$\hat{H} = i\hbar g \sum_{m,n} L_{m,n} \hat{a}_m^\dagger \hat{b}_n^\dagger + c.c = i\hbar g \sum_j \Lambda_j \hat{S}_j^{\hat{a}^\dagger} \hat{S}_j^{\hat{b}^\dagger} + c.c \quad (1)$$

où g est le gain de la PDC, \hat{a}_m^\dagger et \hat{b}_n^\dagger sont les opérateurs de création des photons signal et idler de fréquence ω_m et ω_n respectivement. Une décomposition en valeurs singulières de $L_{m,n}$ permet d'écrire \hat{H} dans une base de modes découplés [4], les modes de Schmidt du système. Ces modes $\hat{S}_j^{\hat{a}^\dagger}$ et $\hat{S}_j^{\hat{b}^\dagger}$ sont des opérateurs de création de photons qui sont intriqués par génération paramétrique.

3. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

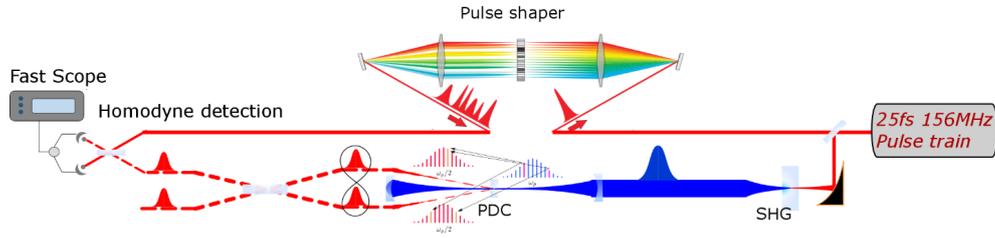


FIGURE 1 : Montage expérimental.

Notre montage expérimental est représenté sur la figure 1. Nous utilisons un laser Titane-Saphir à verrouillage de modes qui nous fournit un train d'impulsions d'une durée de 25 fs environ, à une fréquence de répétition de 156 MHz. Dans le domaine spectral, cela correspond à un peigne de fréquence de 40 nm de spectre et centré à 795 nm. Après une lame séparatrice, une partie du train d'impulsions est dirigée vers l'expérience quantique, tandis que l'autre partie sert de référence. La première partie des impulsions sert de pompe à une génération de second harmonique (SHG en anglais) à travers un cristal non-linéaire de BBO (β -Borate de Baryum) de 1.5 mm de long produisant un train d'impulsions centré à 397.5 nm ayant un spectre de 1.6 nm (Full Width at Half Maximum). Dans un deuxième temps, ces impulsions oscillent dans une cavité optique dont la longueur correspond à la distance entre deux impulsions consécutives. Elles servent de pompe à un processus de génération paramétrique de type I non-colinéaire à travers un cristal de BBO de 2 mm de long placé au col (*waist*) du faisceau. Faire osciller les impulsions dans la cavité permet d'augmenter le gain de la PDC et par suite le niveau de compression des états quantiques produits. Nous avons choisi une configuration non-colinéaire avec un angle d'environ 2 degrés entre les directions d'émission des impulsions signal et idler. Si on considère ces impulsions dans le domaine des fréquences, ce procédé permet de produire une succession de paires de peignes de fréquence dont les dents présentent une intrication multipartite. Après la PDC, les impulsions signal et idler intriquées sont superposées au niveau d'une lame séparatrice afin de produire de la lumière comprimée dont on peut mesurer les différents états propres. Cette mesure est effectuée par détection homodyne. La mise en forme des impulsions de référence (oscillateur local) est effectuée par un modulateur spatial de lumière et nous a déjà permis de mesurer de la compression dans un des états propres de \hat{S} . À terme, nous souhaitons caractériser la structure spectro-temporelle de la lumière multimode et comprimée générée.

CONCLUSION

À l'aide de notre montage de compression quantique par simple passage, nous avons comme objectif de produire des réseaux d'états quantiques fortement intriqués [2] et de les utiliser comme support pour du calcul quantique. Pour cela, l'approche envisagée est de retarder l'une ou l'autre des impulsions signal et idler par rapport à l'autre d'une quantité correspondant à l'intervalle entre deux impulsions successives. Ensuite, placer une lame séparatrice sur le trajet des impulsions permet de créer des corrélations entre les paires d'impulsions successives. Ces corrélations temporelles s'ajoutent aux corrélations dans le domaine fréquentiel.

RÉFÉRENCES

- [1] R. Raussendorf and H. J. Briegel, *Phys. Rev. Lett.*, 86, 5188, 2001.
- [2] Y. Cai, J. Roslund, G. Ferrini, X. Xu, C. Fabre and N. Treps, *Nature Communications*, 10.1038, ncomms15645, 2017.
- [3] R. Raussendorf, D. E. Browne and H. J. Briegel, *Phys. Rev. A*, 68, 022312, 2003.
- [4] F. Arzani, C. Fabre and N. Treps, *Phys. Rev. A*, 97, 3, 033808, 2018.

PROGRAMMABLE COMPLEX LINEAR TRANSFORMATION WITH A MULTIMODE FIBER FOR QUANTUM INFORMATION

**Saroch Leedumrongwatthanakun¹, Luca Innocenti², Hugo Defienne^{1,3}, Thomas Juffmann^{1,4},
Alessandro Ferraro², Mauro Paternostro², Sylvain Gigan¹**

¹ *Laboratoire Kastler Brossel, ENS-Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Collège de France
24 rue Lhomond, 75005 Paris, France*

² *Centre for Theoretical Atomic, Molecular and Optical Physics, School of Mathematics and
Physics, Queens University Belfast, Belfast BT7 1NN, UK*

³ *Department of Electrical Engineering, Princeton University, Princeton, NJ, 08544, USA*

⁴ *Faculty of Physics, University of Vienna, Strudlhofgasse 4, 1090 Vienna, Austria*

saroch.leedumrongwatthanakun@lkb.ens.fr

RÉSUMÉ

Combination of a spatial light modulator and a multimode fiber can be used as a platform for programmable complex linear transformations. We show that two-photon quantum interference can be controlled among different spatial-polarization modes in a deterministic way, thus demonstrating reconfigurable photonic platform for quantum information.

MOTS-CLEFS : *quantum state engineering, wavefront shaping, speckle phenomenon, multimode fiber*

RÉDUCTION DU BRUIT D'UN LASER VECSEL BIFRÉQUENCE PAR POMPAGE TOTALEMENT CORRÉLÉ

Grégory GREDAT¹, Hui LIU¹, Syamsundar DE¹, Ihsan FSAIFES¹, Aliou LY¹, Rémy VATRÉ¹, Ghaya BAILI², Sophie BOUCHOULE³, Fabienne GOLDFARB¹, Fabien BRETENAKER¹

¹ Laboratoire Aimé Cotton, CNRS — Université Paris-Sud — Ecole Normale Supérieure Paris-Saclay, Université Paris-Saclay, Orsay, France

² Thales Research & Technology, Palaiseau, France

³ Centre de Nanosciences et Nanotechnologie (C2N), CNRS — Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, Marcoussis, France

gregory.gredat@gmail.com

RÉSUMÉ

Nous avons construit un laser en cavité étendue à émission verticale par la surface (VECSEL) bifréquence à très bas bruit opérant à la longueur d'onde télécom. Dans cet article, nous présentons la stratégie mise en œuvre pour obtenir un bruit d'intensité relatif (RIN) inférieur à -140 dB/Hz et réduire jusqu'à 30 dB le bruit de phase du signal radiofréquence généré par battement des deux polarisations du laser. Ces résultats sont obtenus grâce à des bruits de pompe 100% corrélés en phase entre les deux modes, ce qui est réalisé en combinant en polarisation deux diodes laser fibrées mono-mode. Nous montrons que le dichroïsme entre les deux modes induit un effet thermique expliquant une partie du bruit de phase qui demeure présent aux basses fréquences, l'autre contribution étant expliquée par la limite Schawlow-Townes attribuée à l'émission spontanée.

MOTS-CLEFS : Lasers bifréquences ; Lasers à émission verticale ; Fluctuations et bruits

Grâce à leur grande accordabilité en fréquences, leur qualité de faisceau, leur puissance optique élevée, leur dynamique de classe-A et leur faible niveau de bruit, les VECSELS font aujourd'hui partie des technologies laser incontournables. Au grand profit des applications opto-hyperfréquences, il a été montré dans la référence [1] qu'un VECSEL bifréquence permet de générer par battement un signal RF très accordable.

De façon analogue, nous générons et analysons le battement produit grâce à un cristal biréfringent installé dans la cavité externe d'un VECSEL oscillant à $1,56 \mu\text{m}$ (voir figure 1). La source principale de bruit pour ce signal RF provient du pompage optique et l'intérêt d'utiliser une diode de pompe faible bruit est immédiat. Ensuite, en se basant sur la théorie développée dans la référence [2], nous pouvons prédire une réduction drastique du niveau de bruit du laser lorsque les bruits correspondant au pompage de chaque mode sont totalement corrélés en phase.

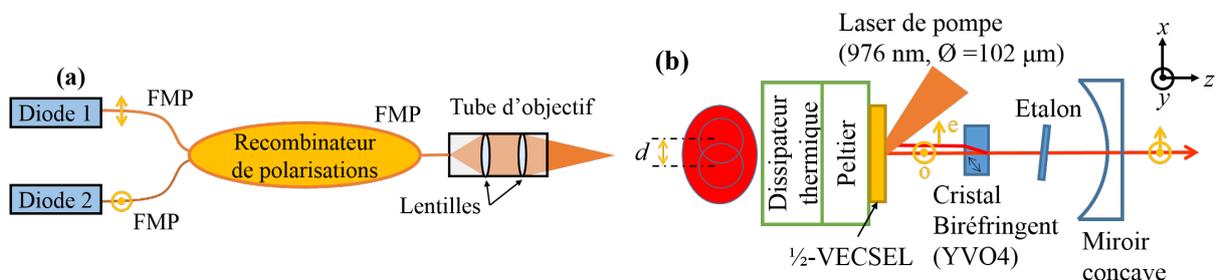


FIGURE 1 : Dispositif expérimental. (a) Les deux diodes laser de pompe sont combinées en polarisation. FMP : fibre à maintien de polarisation. (b) Structure du VECSEL bifréquence. o : onde ordinaire e : extraordinaire.

Pour réaliser un pompage dont la cohérence transverse est maximale pour les deux modes laser séparés de la distance d , il est naturel d'essayer d'obtenir un seul mode spatial de pompe (ce qui évite le speckle) grâce à une fibre mono-mode. Afin d'avoir suffisamment de puissance, deux diodes lasers sont combinées en polarisation. Avec cela, l'amplitude des corrélations des bruits de pompe pour chaque mode vaut $\eta = 100\%$ et nous mesurons que leur phase relative vaut $\Psi = 0$. Dans ce cadre, nous montrons en figure 2 que le RIN se situe sous la barre des -140 dB/Hz et que le bruit de phase a bien subi une réduction draconienne grâce au pompage totalement corrélé en phase.

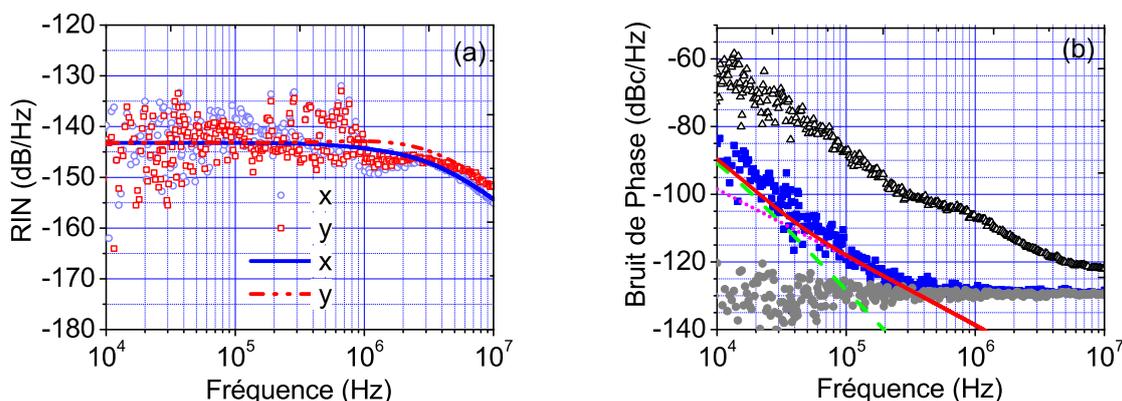


FIGURE 2 : Spectres de bruit. Les symboles correspondent aux mesures et les lignes sont obtenues par la théorie. (a) Spectres de RIN des deux modes du laser. (b) Densité spectrale du bruit de phase de la note de battement. Les carrés pleins correspondent aux mesures avec le nouveau dispositif de pompe fibrée monomode et les triangles vides à un pompage fibré multimodes. Les cercles pleins indiquent le plancher de détection. La ligne composée de points magenta représente la contribution prédite de l'émission spontanée, les tirets verts la composant thermique calculée et le trait plein rouge la somme de ces deux effets.

D'après la théorie, le bruit de phase du battement aux basses fréquences (< 30 kHz) est attribué au bruit thermique induisant une variation du chemin optique intra-cavité. Plus précisément, celui-ci est expliqué par l'asymétrie entre les puissances de pompe de chaque mode laser $P_{p,x}$ et $P_{p,y}$, la densité spectrale de puissance du bruit de phase S_{ϕ}^{th} d'origine thermique étant proportionnelle à $(P_{p,x} - P_{p,y})^2$. En traitant les deux modes laser comme indépendants, l'élargissement Schawlow-Townes induit un bruit de phase total pour le signal RF valant $S_{\phi}^{\text{ST}} = S_{\phi,x}^{\text{ST}} + S_{\phi,y}^{\text{ST}}$. À partir de son expression en $\ll 1 + \alpha^2 \gg$ [3, 4], où α est le facteur de Henry caractéristique du couplage phase-amplitude dans un laser à semiconducteur, nous avons établi que le bruit de phase après 30 kHz provenait de la limite donnée par l'émission spontanée. Au-delà de 300 kHz, le bruit de phase se situe sous le seuil de détection.

Ce travail, en collaboration avec Thales R&T, a été cofinancé par l'ANR (ANR-15-CE24-0010-04, ANR-15-ASMA-0007-04) et la Direction Générale de l'Armement (DGA).

RÉFÉRENCES

- [1] G. Baili, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, and A. Garnache, "Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations," *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 21, pp. 3421–3423, Nov 2009.
- [2] S. De, G. Baili, S. Bouchoule, M. Alouini, and F. Bretenaker, "Intensity- and phase-noise correlations in a dual-frequency vertical-external-cavity surface-emitting laser operating at telecom wavelength," *Phys. Rev. A*, vol. 91, p. 053828, May 2015.
- [3] G. Baili, F. Bretenaker, M. Alouini, L. Morvan, D. Dolfi, and I. Sagnes, "Experimental investigation and analytical modeling of excess intensity noise in semiconductor class-a lasers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 26, no. 8, pp. 952–961, Apr 2008.
- [4] G. Agrawal and N. Dutta, *Semiconductor Lasers*, V. N. Reinhold, Ed. New-York, 1993.

SOURCE LASER COMPACTE EMBARQUABLE POUR UN SENSEUR INERTIEL À ONDES DE MATIÈRE

Simon Templier^{1,2}, Baptiste Battelier¹, Brynle Barrett^{1,2}, Pierrick Cheiney², Fabien Napolitano², Henri Porte²

¹ LP2N, IOGS, CNRS et Université de Bordeaux, rue François Mitterrand, 33400 Talence, France

² iXBlue, 34 rue de la Croix de Fer, 78100 Saint-Germain-en-Laye, France

simon.templier@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Le système laser constitue une brique essentielle des senseurs inertiels à ondes de matière. Celui-ci, avec l'électronique incluse, est très complexe et demande un développement très poussé pour les systèmes embarqués. L'utilisation de composants issus du domaine télécom associé au doublage de fréquence permet d'atteindre la longueur d'onde de la transition atomique du Rubidium. Nous proposons une architecture incluant un modulateur I&Q qui permet d'une part la réduction du biais sur la mesure de l'interféromètre atomique, d'autre part la simplification de l'architecture en transférant la complexité du contrôle de la diode laser vers la source micro-onde du modulateur.

MOTS-CLEFS : *Source laser; Interférométrie atomique; Navigation inertielle; Modulation électro-optique*

1. MISE EN ŒUVRE

Les architectures lasers actuellement mises en œuvre pour l'interférométrie atomique utilisent le modulateur de phase pour la génération de fréquences nécessaires aux transitions Raman permettant la séparation et la recombinaison cohérente des fonctions d'ondes. Ce composant est robuste et permet le contrôle précis du rapport de puissance et de la phase des bandes latérales générées. La modulation de phase génère un peigne de fréquences. Or seules 2 raies spectrales sont nécessaires pour l'interférométrie atomique Raman, les autres constituant des fréquences pouvant perturber la mesure. En effet, le peigne de fréquence est à l'origine d'interféromètres parasites qui créent un biais sur la mesure de l'accélération du senseur inertielle de l'ordre de $10 \mu\text{g}$. Notre nouvelle architecture permet de réduire drastiquement les raies parasites issues du peigne de fréquence en utilisant un modulateur I&Q pour la double génération de bandes latérales avec suppression de la porteuse.

2. MODULATEUR I&Q



FIGURE 1 : Modulateur I&Q

Le modulateur I&Q (In phase & Quadrature) de l'entreprise iXBlue est un composant électro-optique largement utilisé dans les communications numériques (QPSK, QAM4...) ou analogique (SSB, CS-SSB). Il est fabriqué en Niobate de Lithium avec des guides d'onde réalisés par diffusion Titane qui forment 3 interféromètres de Mach-Zehnder. Nous utilisons un nouveau type de modulation : la CS-DSSB

(Carrier Suppression - Dual Single Side Band). Cette modulation est proche de la CS-SSB. Cependant 2 fréquences de modulation sont injectées, ce qui nous permet de générer 2 bandes latérales uniques.

L'architecture intègre un contrôleur de biais I&Q dernière génération totalement automatisé. Celui-ci asservi en continu la dérive des 3 interféromètres Mach-Zehnder. La stabilité en puissance dans le temps est ainsi maintenue.

3. SOURCE LASER BI-FRÉQUENCES AGILE



FIGURE 2 : Source laser pour l'interférométrie atomique comprenant le modulateur I&Q

L'agilité en fréquence des sources lasers actuelles est contrôlée par le courant de la diode laser. Notre nouvelle source laser fixe le courant de la diode et transfère l'agilité fréquentielle vers la source micro-onde qui génère 2 bandes latérales uniques sur la porteuse optique. Il s'agit donc d'une source laser agile en fréquence et en ratio de puissance des 2 bandes latérales, contrôlable par la source micro-onde. Toutes les étapes inhérentes à l'interférométrie atomique (Refroidissement, préparation quantique, détection) sont donc réalisables avec cette source laser.

Les tests optiques que nous avons réalisés valident le cahier des charges concernant les atomes froids et l'interférométrie (agilité, largeur de raie, stabilité en puissance).

4. PERFORMANCES DE L'INTERFÉROMÈTRE ATOMIQUE

En intégrant le modèle du modulateur I&Q en CS-DSSB dans le calcul des interféromètres parasites, nous prédisons une réduction de 2 ordres de grandeur du biais par rapport à l'état de l'art avec le modulateur de phase. Le biais parasite est réduit à $0.1 \mu\text{g}$. Ce qui rend notre architecture novatrice compatible avec les applications inertielles.

TOMOGRAPHIE DE LA ROTATION DE POLARISATION INDUITE PAR UNE BOÎTE QUANTIQUE UNIQUE EN CAVITÉ

P. Hilaire^{1,2}, C. Antón¹, C. Millet¹, A. Harouri¹, A. Lemaître¹, I. Sagnes¹, O. Krebs¹, N.D. Kimura¹, N. Somaschi¹, P. Senellart¹, L. Lanco^{1,2}

¹ Centre de Nanosciences et de Nanotechnologie (C2N), Université Paris-Saclay, Marcoussis, France

² Université Paris-Diderot, Paris 7, 75205 CEDEX 13, France

paul.hilaire@c2n.upsaclay.fr

RÉSUMÉ

Afin d'estimer les contributions cohérente et incohérente d'un dispositif de cavité-QED, nous avons développé une technique de tomographie de polarisation qui permet de reconstruire complètement la matrice densité de polarisation de la lumière. Cette technique nous permet de déterminer les mécanismes de bruit à l'œuvre dans notre échantillon.

MOTS-CLEFS : *Communication quantique ; Systèmes quantiques avancés*

Le développement de futurs réseaux de communications quantiques nécessite une interface efficace entre les qubits stationnaires et les qubits messagers. Une approche prometteuse consiste en une boîte quantique unique (BQ) couplée de façon déterministe à une cavité micropilier : d'une part, un tel dispositif peut fonctionner comme un émetteur de photons uniques brillants [1] ; d'autre part, l'état de la BQ peut être manipulé de manière cohérente avec quelques photons incidents [2]. Ici, nous nous concentrons sur une autre perspective intéressante : le développement de portes logiques photoniques basée sur la polarisation, par lesquelles l'état de polarisation d'un photon unique incident est manipulé par interaction avec l'atome artificiel.

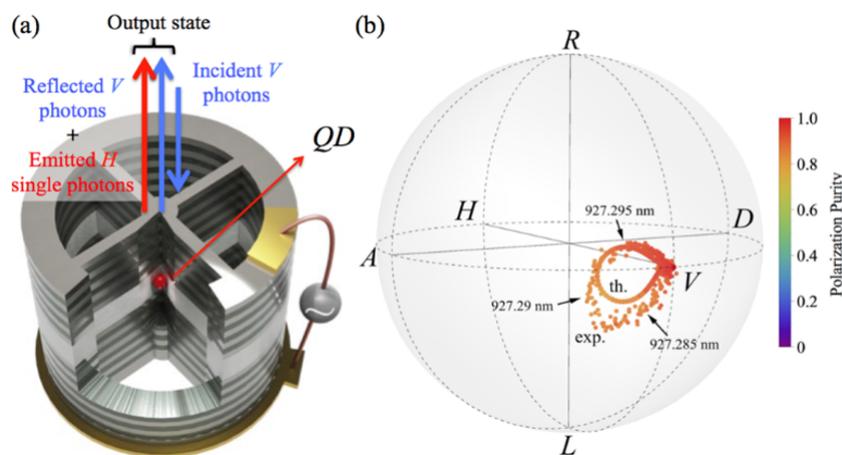


Figure : (a) Schéma du dispositif BQ-cavité connecté électriquement et des champs optiques entrant/sortant. (b) Représentation de l'état de polarisation dans la sphère de Poincaré en fonction de la longueur d'onde d'excitation du laser. L'échelle de couleurs représente la pureté de la matrice densité de polarisation, maintenue au-dessus de 84 % pour toutes longueurs d'onde.

Dans ce cadre, nous étudions d'abord la rotation de polarisation de la lumière cohérente interagissant avec le système cavité-BQ neutre, en analysant la matrice densité de polarisation des photons réfléchis dans la sphère de Poincaré. La superposition de photons uniques émis (polarisés H) avec des

photons réfléchis (polarisés V, voir Fig. (A)) conduit à une rotation de la polarisation de la lumière réfléchie de 20° à la fois en latitude et en longitude [3]. L'évolution de l'état de la polarisation de sortie est illustrée dans la sphère de Poincaré en fonction de la longueur d'onde du laser d'excitation, qui balaye la transition excitonique de la BQ (voir Fig. (B)). Nous démontrons que la partie cohérente de l'émission de la BQ contribue à la rotation de polarisation, alors que sa partie incohérente dégrade la pureté de polarisation. De plus, cette technique est sensible aux mécanismes de bruit et fournit un outil prometteur pour étudier les processus de décohérence dans les dispositifs de cavité-QED.

En outre, nous montrons que cette approche basée sur la polarisation est particulièrement intéressante pour le développement d'une interface spin-photon efficace en utilisant le trou piégé dans une BQ chargée comme qubit stationnaire avec un long temps de cohérence. En effet, nous avons récemment démontré une rotation macroscopique de la polarisation des photons induite par le spin d'un trou piégé dans la BQ [4]. Nous discuterons des développements en cours visant une interface spin-photon optimale : une situation où un spin unique, décrit dans la sphère de Bloch, est optimalement interfacé avec la polarisation d'un photon unique décrite dans la sphère de Poincaré.

RÉFÉRENCES

- [1] N. Somaschi et al, *Nat. Photon.* 10, 340 (2016).
- [2] V. Giesz et al, *Nat. Comm.* 7,11-20986 (2016).
- [3] C. Antón et al, *Optica* 4, 1326-1332 (2017).
- [4] C. Arnold et al, *Nat. Comm.* 6, 6236 (2015).

THE NONLINEAR $\chi^{(2)}$ DIRECTIONAL COUPLER: A VERSATILE SOURCE FOR CONTINUOUS VARIABLES QUANTUM INFORMATION

David Barral¹, Nadia Belabas¹, Kamel Bencheikh¹, Ariel Levenson¹
Virginia D'Auria², Sébastien Tanzilli²,

¹ Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies C2N, CNRS, Université Paris-Saclay, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

² Université Côte d'Azur, Institut de Physique de Nice (INPHYNI), CNRS UMR 7010, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France

RÉSUMÉ

In this communication we study continuous-variable entanglement of quantum states in a pair of evanescently coupled nonlinear $\chi^{(2)}$ waveguides operating in three different regimes: degenerate spontaneous down-conversion, optical parametric amplification and second harmonic generation. We consider the case where only the energy of fundamental fields is exchanged between the waveguides while the harmonic fields stay independently guided in each original waveguide. We show that this device in general entangles the fundamental modes through squeezing and evanescent coupling and, when operated in the depletion regime, also entangles the two non-interacting harmonic modes due to a nonlinear cascade effect. It is also shown that Gaussian steering and two-colour quadripartite entanglement can be produced when certain system parameters are appropriately set. The proposed device can be easily realized with current technology and therefore stands as a good candidate for a source of entangled states with useful features in quantum information processing.

MOTS-CLEFS : *quantum information processing; continuous variables; entanglement.*

Quantum information has emerged over the last two decades as the most promising pathway towards disruptive information technologies. The processing of quantum information (QIP) with continuous variables (CV) is a thriving area of research that presents advantageous features such as deterministic resources, unconditional operations and highly efficient homodyne detection. A number of breakthrough demonstrations has been accomplished in this framework [1]. However, any quantum-light-based mainstream technology will arguably not be built upon current table-top bulk optics-based circuits. Integrated optics (IO) is one of the main candidates for transferring these systems to real-world applications. IO-based CV is a relatively young area of research. Over the last few years, milestones such as telecom single-mode squeezing or manipulation of squeezed light on-chip have been reached [2]. The generation of nonclassical features with gaussian systems is carried out in bulk-optics by means of nonlinear crystals and beam splitters. The IO counterparts of these two elements are the nonlinear waveguides and the directional coupler. In IO, however, there is a third relevant device without bulk-optics analog : the nonlinear directional coupler (NDC). Recently, two-photon NOON state generation in nonlinear $\chi^{(2)}$ directional couplers has been shown [3]. In this communication we focus our attention on the CV-QIP potential of this device in three regimes : spontaneous parametric down-conversion (SPDC), optical parametric amplification (OPA) and second harmonic generation (SHG) [4].

The NDC is made of two identical $\chi^{(2)}$ waveguides in which SPDC, OPA or SHG takes place depending on the initial conditions. In each waveguide, two fundamental photons from an input coherent state at frequency ω_f are up-converted into one second-harmonic photon at frequency ω_h (SHG), or one second-harmonic photon is down-converted into two fundamental photons in an spontaneous or stimulated way (SPDC and OPA). We consider that the phase matching condition (PMC) is fulfilled only in the coupling zone. The energy of the fundamental modes propagating in each waveguide is exchanged between the coupled waveguides through evanescent coupling, whereas the interplay of the generated

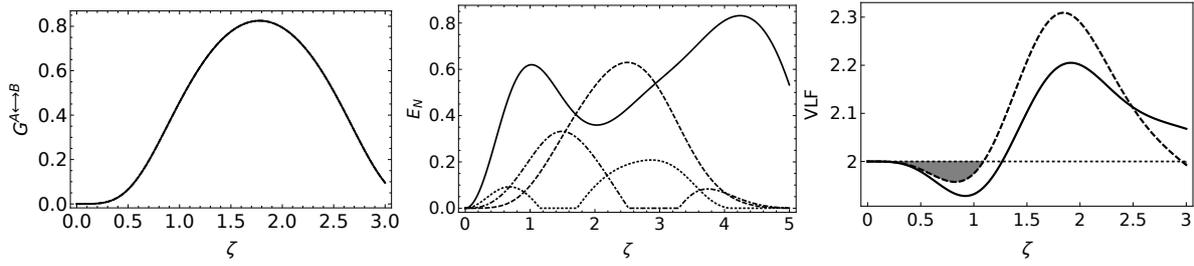


FIGURE 1 : Examples of CV-QIP features of the NDC. From left to right : gaussian steering between fundamental modes in SPDC ; single and two-color bipartite entanglement in OPA (fundamentals in solid, harmonics in dash, fundamental-harmonic in the same waveguide in dot, and fundamental-harmonic in different waveguide in dot-dash) and two-color quadripartite entanglement in SHG (in grey). ζ is a normalized propagation coordinate.

second harmonic waves is negligible for the considered propagation lengths due to their high confinement into the guiding region.

In the case of SPDC, analytical solutions are found in the undepleted regime by considering the harmonic waves as strong classical fields (pumps). However, in OPA and SHG the equations can only be solved taking into account the four fields by means of quantum-fluctuation operators. The evolution of the amplitude and phase quadratures of each mode propagating in the device can then be numerically tracked in the three cases. The most interesting experimental observables of this system are the second-order moments of these quadrature operators, properly arranged in the covariance matrix \mathbf{V} . Evolution of the squeezing and quantum correlations between any pair of quadratures can be obtained at any length of the device from the elements of this matrix. Particularly, we focus here on three features : bipartite entanglement estimated via the logarithmic negativity E_N ; quadripartite entanglement deduced from the violation of the van Loock - Furusawa inequalities (VLF) ; and Gaussian steering $\mathcal{G}^{A\leftrightarrow B}$ [5]. We found that for SPDC strong single-color bipartite entanglement and Gaussian steering (Fig.1 left) between the fundamental fields takes place at specific propagation distances. Strikingly, in the case of OPA and SHG, entanglement between the non-interacting harmonic fields also appears due to a coupling-based nonlinear cascade effect that cyclically destroys the PMC, thus switching the system from fundamental-to-harmonic conversion to harmonic-to-fundamental conversion. This leads to single-color and two-color bipartite entanglement (Fig1. center) as well as violation of the VLF criterion, a signature of quadripartite entanglement (Fig.1 right). Eventually, sizeable Gaussian steering is also present in this last regime.

The NDC can be realized with current technology, notably on lithium niobate with realistic parameters. Consequently, it stands as a good candidate for a source of multi-colour and/or multipartite entangled states for complex continuous variable - quantum information processing protocols.

This work was supported by the Agence Nationale de la Recherche through the INQCA project (grant agreement number PN-II-ID-JRP-RO-FR-2014-0013) and the Investissements d’Avenir program (Labex NanoSaclay, reference ANR-10-LABX-0035).

BIBLIOGRAPHY

- [1] A. Furusawa and N. Takei. *Phys. Reports* **443**, 97-119 (2007).
- [2] G. Masada, K. Miyata, A. Politi, T. Hashimoto, J.L. O’Brien and A. Furusawa. *Nature Photon.* **9**, 316 (2015). F. Kaiser, B. Fedrici, A. Zavatta, V. D’Auria and S. Tanzilli. *Optica* **3** (4), 362 (2016).
- [3] R. Kruse, L. Sansoni, S. Brauner, R. Ricken, C.S. Hamilton, I. Jex and Ch. Silberhorn. *Phys. Rev. A* **92**, 053841 (2015). F. Setzpfandt, A.S. Solntsev, J. Titchener, C.W. Wu, C. Xiong, R. Schiek, T. Pertsch, D.N. Neshev and A.A. Sukhorukov. *Laser & Photon. Rev.* **10** (1) 131 (2016).
- [4] D. Barral, N. Belabas, L.M. Procopio, V. D’Auria, S. Tanzilli, K. Benckei and A. Levenson. *Phys. Rev. A* **96**, 053822 (2017). D. Barral, N. Belabas, V. D’Auria, S. Tanzilli, K. Benckei and A. Levenson. In preparation.
- [5] G. Vidal and R.F. Werner. *Phys. Rev. A* **65**, 032314 (2002). P. van Loock and A. Furusawa. *Phys. Rev. A* **67**, 052315 (2003). I. Kogias, A.R. Lee, S. Ragy and G. Adesso. *Phys. Rev. Lett.* **114**, 060403 (2015).

A quantum gas microscope experiment for Strontium atoms

Anaïs Molineri* and Clémence Briosne Frejaville, Florence Nogrette and Marc Cheneau
Charles Fabry Laboratory - Institut d'Optique Graduate School

We are currently setting up a new quantum gas experiment for Strontium atoms, featuring an in-situ imaging system with sub-micron resolution and single-atom sensitivity. Strontium is an alkali-earth element with both bosonic and fermionic isotopes. It was brought to the quantum degenerate regime for the first time in 2009 by the group of Florian Schreck. The valence shell of Strontium being occupied by two electrons, its spectrum features both wide transitions and narrow intercombination lines which can be used for laser cooling, electronic state manipulation, or as clock transitions. For instance, a 7kHz-wide transition at 689 nm enables Doppler cooling to temperatures below 1 μ K, providing an ideal starting point for evaporative cooling. The same transition can be used for the fluorescence imaging by performing simple side-band cooling in an optical lattice, with the advantage of requiring shallower lattices than what is currently needed for alkali atoms. In this poster I will present the details of our vacuum apparatus, laser system and imaging scheme. I will focus on the experimental challenges arising from the usage of Strontium and the solutions that we have identified to meet these challenges. Finally, I will present the current status of the experiment, a MOT with sequential laser cooling of atoms using both the wide and narrow transitions.

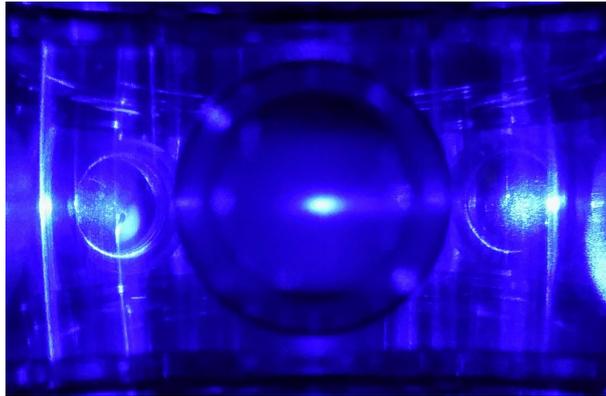


FIG. 1. In the center: The first MOT of Strontium we got on the experiment in March 2018. Here, the wide transition at 461 nm is used for cooling. We can see also around the MOT back-reflected light from the MOT chamber.

* anais.molineri@institutoptique.fr

Previous YAO Attendee? No

UTILISATION DE FIBRES À COUPLAGE INHIBÉ POUR LE CONTROLE DE L'INTRICATION SPECTRALE DE PAIRES DE PHOTONS

M. Cordier¹, A. Orioux², B. Debord³, F. Gérome³, A. Gorse⁴, M. Chafer³, E. Diamanti²,
P. Delaye⁵, F. Benabid³, I. Zaquine¹

¹ *Laboratoire de Traitement et Communication de l'Information, Télécom ParisTech, 75013 Paris, France*

² *Laboratoire d'Informatique de Paris 6, CNRS, Université Pierre et Marie Curie, Sorbonne Universités, 75005 Paris, France*

³ *GPPMM Group, XLIM Research Institute, CNRS UMR 7252, Univ Limoges, Limoges, France*

⁴ *GLOphotonics S.A.S., 123 rue Albert Thomas, Limoges, France*

⁵ *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Univ Paris-Saclay, 91127 Palaiseau cedex, France*

isabelle.zaquine@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons expérimentalement comment les propriétés de dispersion des fibres à coeur creux à couplage inhibé permettent de contrôler les corrélations spectrales des paires de photons générées par mélange à quatre ondes dans une fibre remplie de gaz non linéaire.

MOTS-CLEFS : *optique quantique ; mélange à quatre ondes ; fibre à coeur creux*

Les modes temporels (TM) de la lumière sont une ressource prometteuse pour l'information quantique puisqu'ils fournissent une base d'encodage discrète de dimension théoriquement infinie [1]. De plus, les différents modes partageant la même fréquence porteuse, le même mode spatial transversal ainsi que les mêmes propriétés de polarisation, cet encodage est compatible avec les communications fibrées. Généralement, lorsque l'on génère des paires de photons par fluorescence paramétrique ou mélange à quatre ondes spontané, chaque photon de la paire est dans une superposition non-contrôlée de modes temporels. On décrit les caractéristiques spectrales de l'état de la paire générée à l'aide de l'amplitude spectrale jointe (JSA) $F(\omega_s, \omega_i)$ résultant du produit des fonctions exprimant la conservation de l'énergie α et l'accord de phase ϕ : $F(\omega_s, \omega_i) = \alpha(\omega_s, \omega_i) \times \phi(\omega_s, \omega_i)$. En cherchant la décomposition de Schmidt de cette fonction, on fait apparaître le contenu TMs des photons de la paire : $F = \sum_n \sqrt{\lambda_n} S_n(\omega_s) I_n(\omega_i)$ où $(\{S_n\})$ et $(\{I_n\})$ sont les bases TM du photon signal et du photon idler. Le nombre de termes de cette décomposition caractérise le degré d'intrication spectrale des photons de la paire et en particulier si elle ne comporte qu'un seul terme, l'état est factorisable, ce qui sera recherché si l'on veut produire des photons uniques annoncés à partir des paires générées. Pour contrôler ce degré d'intrication, il est nécessaire d'adapter les paramètres qui interviennent dans la conservation de l'énergie (fréquence de pompe, largeur spectrale) et dans l'accord de phase (longueur du milieu, dispersion). En particulier, il a été montré que [2], pour obtenir un unique terme non nul dans la décomposition, il faut que l'un des photons ait la même vitesse de groupe que la pompe ou que $2/v_{gp} = 2/v_{gs} + 2/v_{gi}$ avec v_{gx} la vitesse de groupe à λ_x . Ici, nous montrons expérimentalement dans un régime stimulé comment différentes formes de JSA peuvent être obtenues dans une fibre à couplage inhibé (IC) remplie de gaz.

Du fait du mode de guidage, les fibres à couplage inhibé présentent une transmission composée de plusieurs bandes séparées par des zones de non-guidage où le mode fondamental se couple avec des modes dans la structure en silice. La position de ces zones de couplage dépend de l'épaisseur des ponts de silice constituant la fibre microstructurée [3]. Cette structure multibande fournit la possibilité d'un mélange à quatre ondes dans lequel le photon signal et/ou idler sont générés dans des bandes de transmission différentes de celle de la pompe. Dans une telle configuration, de très nombreuses relations entre les vitesses de groupe de la pompe et des photons deviennent accessibles, ouvrant la voie au contrôle de la JSA (Fig.1). Pour reconstruire la JSI ($JSI = |JSA|^2$), nous avons utilisé une technique de tomographie

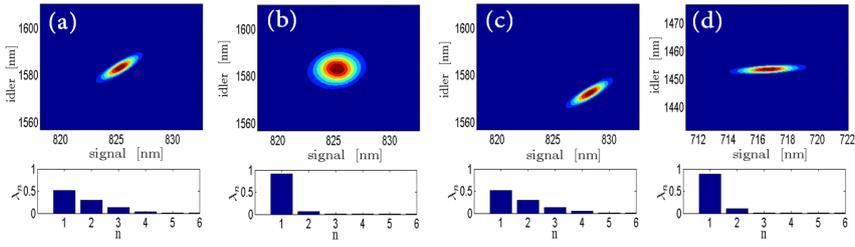


FIGURE 1 : JSI simulés pour différentes configurations de longueur, de pression de gaz et de longueur d’onde de pompe. Partant des conditions de (a) $P = 3\text{bar}$ $\lambda_p = 1085\text{ nm}$ $L = 1\text{m}$, (b-d) correspondent au changement d’un paramètre (b) $L = 30\text{ cm}$ (c) $P = 2,6\text{ bar}$ (d) $\lambda_p = 985\text{ nm}$. Les 6 premiers coefficients de la décomposition de Schmidt correspondante sont donnés pour chaque configuration.

par émission stimulée [4], qui consiste à stimuler le processus non-linéaire avec un laser continu accordable, ici aux longueurs d’onde télécom, avec une pompe pulsée femtoseconde à 1030 nm (impulsions de 230 fs, à 200 MHz). Nous avons choisi deux fibres optimisées notées A et B avec des épaisseurs de ponts de silice $t = 600\text{ nm}$ et de diamètre interne $d = 40\text{ }\mu\text{m}$ et $t=1250\text{ nm}$; $d=49\text{ }\mu\text{m}$ (Fig 2). La non-linéarité requise pour le FWM est obtenue en remplissant la fibre avec du Xénon, dont on peut contrôler la pression. Étant un gaz rare, il ne donne lieu à aucune diffusion Raman qui est généralement la principale source de bruit lors de la génération de paires de photons. D’autre part c’est un gaz hautement non-linéaire (de l’ordre de $10^{-21}\text{ m}^2/\text{W}$ à 10 bar). Dans ces deux fibres nous avons validé la possibilité d’obtenir un mélange à quatre ondes impliquant des longueurs d’ondes dans des bandes différentes (2 bandes différentes pour la fibre A, et 3 pour la fibre B). De plus, cela confirme notre modèle analytique permettant de relier l’ensemble des paramètres (dispersion de la fibre, propriétés spectrales de la pompe, nature et pression du gaz, etc) à une forme de JSA donnée.

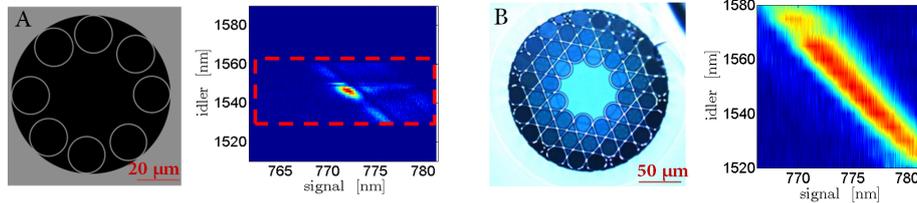


FIGURE 2 : Coupe transversale des fibres, JSI expérimentale correspondante pour une fibre IC à 8 tubes et une fibre IC kagome notée A et B. Dans JSI de A, les lignes pointillées rouges définissent la plage de mesure. La structure pixelisée du JSI de B est due à un nombre insuffisant de mesures et sera améliorée.

Nous avons fait une nouvelle proposition de contrôle des corrélations spectrales de paires de photons générées par mélange à quatre ondes en utilisant différentes bandes de dispersion. Des états intriqués en fréquence, mais également des états factorisables peuvent être obtenus dans la même fibre. Pour la première fois à notre connaissance, nous mettons en œuvre cette technique en utilisant une fibre à couplage inhibé remplie de gaz. D’autres configurations sont actuellement étudiées afin de démontrer la possibilité de modification en temps réel du milieu.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Brecht et al, Physical Review X 5, 041017 (2015).
- [2] W. P. Grice et al, Physical Review A 64, 063815 (2001).
- [3] B. Debord et al, Optica, 4, 209 (2017).
- [4] M. Liscidini, and J. E. Sipe, PRL 111(19), 193602 (2013)