

optique

Paris 2013

COLOQ HORIZONS JNOG JRIOA CLUB

Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique



Villetaneuse, 8-11 Juillet 2013

(COLOQ'13)

Présentations posters

Session posters COLOQ - Optique & Information Quantique

P1	Génération de paires de photons corrélés par mélange à quatre ondes dans une fibre microstructurée à cœur liquide <i>M. Barbier et P. Delaye</i> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud	52
P2	Vers une diode laser émettrice de photons jumeaux <i>F. Boitier, C. Autebert, A. Orioux, G. Boucher, A. Eckstein, E. Galopin, A. Lemaître, C. Manquest, I. Favero, G. Leo et S. Ducci</i> Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS-UMR 7162,	54
P3	Génération directe d'états de Bell sur une puce semiconductrice III-V à température ambiante <i>G. Boucher, A. Orioux, A. Eckstein, A. Lemaître, P. Filloux, I. Favero, G. Leo, T. Coudreau, A. Keller, P. Milman et S. Ducci</i> Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire MPQ, CNRS-UMR 7162	56
P4	Ensemble de centres NV du diamant pour l'imagerie magnétique <i>M. Chipaux et T. Debuisschert</i> Thales Research & Technology	58
P5	Restitution hors d'axe du moment angulaire orbital stocké dans des atomes froids <i>R. De Oliveira, L. Pruvost, D. Felinto, D. Bloch et J. Tabosa</i> Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco	60
P6	Interactions entre impulsions quantifiées et systèmes atomique <i>S. Derouault et M.A. Bouchene</i> Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité - UMR5589	62
P7	Détection d'intrication non-gaussienne par mesure directe de la fonction de Wigner <i>T. Douce, A. Eckstein, S. Walborn, A. Houry, S. Ducci, A. Keller, T. Coudreau et P. Milman</i> Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire MPQ, CNRS-UMR 7162	64
P8	Mesure projective temps réel de spins nucléaires individuels dans le diamant à température ambiante <i>A. Dréau, P. Jamonneau, S. Kosen, P. Spinicelli, J. Maze, J.-F. Roch et V. Jacques</i> Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire - ENS Cachan	66
P9	Génération de Peignes en Quadrature par Conditionnements Homodynes <i>J. Etesse, R. Blandino, B. Kanseri et R. Tualle-Brouri</i> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris Sud	67
P10	Distribution de paires de photons basée sur le multiplexage en longueur d'onde <i>J. Ghalbouni, E. Diamanti et I. Zaquine</i> Telecom ParisTech	69
P11	Etude Pompe-Sonde de la Relaxation d'un Spin Electronique Individuel dans un Nanocristal de Diamant <i>T. Hingant, J.-P. Tétienne, L. Rondin, A. Cavaillès, J.-F. Roch et V. Jacques</i> Laboratoire Aimé Cotton, CNRS/Université Paris-Sud/ENS Cachan	71
P12	Nuage d'atomes froids de rubidium pour la génération de photons uniques et la téléportation quantique <i>A. Issautier, F. Kaiser, O. Alibart, A. Kastberg et S. Tanzilli</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée	73
P13	A versatile source of polarization entangled photons for quantum network applications <i>F. Kaiser, A. Issautier, L.A. Ngah, O. Alibart, A. Martin et S. Tanzilli</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée	75
P14	Détermination de l'orientation d'un nanoémetteur individuel par analyse en polarisation <i>C. Lethiec, J. Laverdant, C. Javaux, B. Dubertret, C. Schwob, L. Coolen et A. Maître</i> INSP	77
P15	Optomécanique avec une membrane à cristal photonique <i>K. Makles, T. Antoni, A. Kuhn, R. Braive, S. Deleglise, T. Briant, P.-F. Cohadon, I. Robert-Philip et A. Heidmann</i> Laboratoire Kastler Brossel	79
P16	Cross time-bin photonic entanglement for quantum key distribution <i>A. Martin, F. Kaiser, A. Vernier, A. Beveratos, V. Scarani et S. Tanzilli</i> Group of Applied Physics, University of Geneva	81
P17	Mesure spatiale 2-D du paradoxe Einstein-Podolsky-Rosen dans des images de fluorescence paramétrique de type II <i>J. Mougins-Sisini, P.A. Moreau, E. Lantz et F. Devaux</i> FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté	83
P18	Optomécanique en cavité avec des micromiroirs <i>L. Neuhaus, S. Zerkani, A. Kuhn, J. Teissier, D. Garcia-Sanchez, S. Deleglise, P.-F. Cohadon, T. Briant et A. Heidmann</i> LKB	84
P19	Indistinguishable ultra-fast photon pair source for advanced quantum protocols <i>L.A. Ngah, V. D'auria, L. Labonté, O. Alibart et S. Tanzilli</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée	86
P20	High-quality polarization entanglement engineering in standard telecom channels <i>L.A. Ngah, F. Kaiser, A. Issautier, H. Herrmann, W. Sohler, A. Martin et S. Tanzilli</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée	88

P21	Génération de couples de photons hyper-intriqués en microcavités couplées <i>S. Portolan</i> Institute of Atomic and Subatomic Physics, TU Wien	90
P22	Saturation Attack on Continuous-Variable Quantum Key Distribution System <i>H. Qin, R. Kumar et R. Alléaume</i> TELECOM ParisTech	92
P23	Filtrage et analyse passive de peignes de fréquence pour la métrologie projective à la limite quantique <i>R. Schmeissner, V. Thiel, C. Fabre et N. Treps</i> Laboratoire Kastler Brossel	95
P24	Optomécanique dans les cristaux photoniques <i>V. Tsvirkun</i> LPN-CNRS	97
P25	Détection optique de la résonance magnétique d'un spin individuel dans le diamant : application à l'imagerie magnétique à l'échelle nanométrique <i>J.-P. Tétienne, T. Hingant, S. Rohart, A. Thiaville, J.-F. Roch et V. Jacques</i> Laboratoire Aimé Cotton, CNRS/Université Paris-Sud/ENS Cachan	99
P26	Excitation simultanée de deux atomes par deux photons induite par des états corrélés de la lumière <i>Z. Zheng, P. Saldanha, J. Rios Leite et C. Fabre</i> Laboratoire Kastler Brossel	101

Session posters COLOQ - Optique Non Linéaire Avancée

P27	Mesure du signal de second harmonique généré par des fibrilles de collagène de diamètre variable <i>S. Bancelin, C. Aimé, C. Albert, G. Mosser, T. Coradin et M.-C. Schanne-Klein</i> Laboratoire d'Optique et Biosciences - Ecole Polytechnique - CNRS	103
P28	Effet Kerr Térahertz dans un cristal de Phosphore de Gallium <i>M. Cornet, J. Degert, E. Abraham et E. Freysz</i> LOMA Université Bordeaux 1	105
P29	Lumière lente dans les cristaux photoniques <i>P. Grinberg, Y. Dumeige, P. Hamel, S. Haddadi, A. Yacomotti, I. Sagnes, F. Raineri, K. Bencheikh et A. Levenson</i> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures LPN-CNRS	107
P30	Formation de Solitons Spectraux Incohérents Lors de La Génération de Supercontinuum en Fibre à Cristaux Photoniques <i>B. Kibler, C. Michel, G. Millot, G. Xu, B. Barviau, A. Kudlinski et A. Picozzi</i> Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne	109
P31	Renversement Temporel de Signaux Radiofréquence Transférés sur Porteuse Optique <i>H. Linget, T. Chanellière, L. Morvan, J.-L. Le Gouët et A. Louchet-Chauvet</i> Laboratoire Aimé Cotton CNRS UPR 3321	111
P32	Changements Conformationnels dans les Protéines étudiés par Dichroïsme Circulaire Résolu en Temps <i>L. Mendonça et F. Hache</i> Laboratoire d'Optique et Biosciences	113
P33	Solitons Temporels Incohérents et Approche Vlasov <i>C. Michel, B. Kibler, J. Garnier, G. Xu et A. Picozzi</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée	115
P34	Excitation cohérente d'une microcavité non linéaire <i>J. Oden, S. Trebaol, M. Hanna, P. Delaye, P. Lalanne, D. Peyrade et N. Dubreuil</i> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud	117

Session posters COLOQ - Atomes Froids & Métrologie

P35	Laser aléatoire à atomes froids <i>D. Aktas, Q. Baudouin, N. Mercadier, V. Guarrera, W. Guerin et R. Kaiser</i> Institut Non linéaire de Nice	119
P36	Interférométrie Atomique et Oscillations de Bloch dans un Réseau Optique <i>M. Andia, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez et F. Biraben</i> Laboratoire Kastler Brossel	121
P37	Transfert de Stabilité de Fréquence du Proche au Moyen Infrarouge <i>B. Argence, B. Chanteau, O. Lopez, P. Hernandez, D. Nicolodi, G. Santarelli, C. Chardonnet, C. Daussy, B. Darquié, Y. Le Coq et A. Amy-Klein</i> Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS	123
P38	Cristaux de Coulomb géants multi-espèces, un outil spectroscopique <i>V. Bachelet, J.-P. Likforman, L. Guidoni et S. Guibal</i> Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162	125

P39	Extraction d'un signal Ultrastable sur un lien optique fibré <i>A. Bercy, S. Guellati-Khélifa, P.E. Pottie, A. Amy-Klein et O. Lopez</i> Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS	127
P40	MOT-2D Collimaté par un mode de Laguerre-Gauss <i>V. Carrat, C. Cabrera-Guitierrez, M. Jacquey, J. Tabosa, B. Viaris De Lesegno et L. Pruvost</i> Laboratoire Aimé-Cotton. CNRS, Univ. Paris-Sud, ENS-Cachan	129
P41	Prototypage d'horloge atomique compacte à piégeage cohérent de population <i>J.-M. Danet, P. Yun, S. Guerlandel et E. De Clercq</i> LNE-SYRTE, Systèmes de Référence Temps-Espace, Observatoire de Paris.....	131
P42	Dynamique de spin dans un condensat de Bose en réseau <i>A. De Paz, A. Chotia, A. Sharma, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, B. Laburthe-Tolra et O. Gorceix</i> Laboratoire de Physique des Lasers, UMR7538, CNRS et Université Paris 13	133
P43	Excitations de Bogoliubov au bord d'un condensat quasi-1D <i>A. Diallo et C. Henkel</i> Institut für Physik und Astronomie, Universität Potsdam	135
P44	Un gas de Bose dans un anneau <i>R. Dubessy, P. Pedri et H. Perrin</i> Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers	137
P45	Spectroscopie haute résolution de la transition 1S-3S de l'atome d'hydrogène <i>S. Galtier, F. Nez, L. Julien et F. Biraben</i> Laboratoire Kastler Brossel, UPMC, ENS, CNRS	139
P46	Mesures des phases topologiques Aharonov-Casher et He-McKellar-Wilkens par interférométrie atomique <i>J. Gillot, S. Lepoutre, A. Gauguet, M. Büchner et J. Vigué</i> Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité - IRSAMC	141
P47	Interférométrie atomique sur un condensat de Bose-Einstein <i>R. Jannin, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez et F. Biraben</i> Laboratoire Kastler Brossel	143
P48	Dépendance en température de l'interaction longue distance atome-surface dans les conditions de l'équilibre thermique <i>A. Laliotis, T. Passerat De Silans, I. Maurin, M.-P. Gorza, M. Ducloy et D. Bloch</i> Laboratoire de Physique des lasers	145
P49	Comparaison d'horloges à réseau optique strontium <i>J. Lodewyck, C. Shi, U. Eismann, J.-L. Robyr, M. Gurov et R. Le Targat</i> LNE-SYRTE, Observatoire de Paris.....	147
P50	Dissémination d'une fréquence ultrastable par lien optique sur le réseau public de télécommunications <i>O. Lopez, P.E. Pottie, F. Stefani, A. Bercy, B. Chanteau, A. Kanj, D. Rovera, J. Achkar, N. Quintin, C. Chardonnet, A. Amy-Klein et G. Santarelli</i> Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS	149
P51	3 configurations de champs magnétiques pour le ralentissement d'atomes ou de molécules <i>R. Mathevet</i> LNCMI-Toulouse	151
P52	Mesure de la constante de Boltzmann par spectroscopie laser : vers une contribution au futur Système International d'unités <i>S. Mejri, P.L.T. Sow, S.K. Tokunaga, S. Briaudeau, C. Chardonnet, C. Bordé, B. Darquié et C. Daussy</i> Laboratoire Physique des Lasers	153
P53	Excitations collectives d'un condensat de Bose-Einstein à deux dimensions <i>K. Merloti, R. Dubessy, L. Longchambon, A. Perrin, P.E. Pottie, T. Badr, V. Lorent et H. Perrin</i> Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers	155
P54	Gyromètre atomique de très grande aire <i>M. Meunier, I. Dutta, A. Landragin et C. Garrido Alzar</i> LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC	157
P55	Spectroscopie Sub-Doppler d'une vapeur confinée en opale <i>E. Moufaredj, P. Ballin, I. Zabkov, I. Maurin, A. Laliotis et D. Bloch</i> Laboratoire de Physique des lasers UNMR CNRS 7538 UP 13.....	159
P56	Cristaux de Coulomb simple couche : ions Sr+ refroidis dans un piège surfacique <i>B. Szymanski, R. Dubessy, S. Guibal, J.-P. Likforman et L. Guidoni</i> Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162.....	161
P57	Ions refroidis par laser dans un pièges surfacique micro-fabriqués <i>B. Szymanski, T. Rigaldo, R. Dubessy, M. Woytasik, C. Manquest, S. Guibal, L. Guidoni et J.-P. Likforman</i> Laboratoire Matériaux et Phenomenes Quantiques, Université Paris VII - CNRS UMR 7162.....	163
P58	Jet d'Argon métastable lent pour l'interférométrie atomique <i>T. Taillandier-Loize, S. Aljunid, G. Dutier, F. Perales, J. Baudon et M. Ducloy</i> Laboratoire de Physique des lasers	165

P59	Spectroscopie à Ultra Haute Résolution du Methyltrioxorhénium : vers l'observation de la Non Conservation de la Parité dans les Molécules Chirales <i>S.K. Tokunaga, F. Auguste, C. Stoeffler, A. Shelkownikov, C. Daussey, A. Amy-Klein, C. Chardonnet et B. Darquié</i> Laboratoire de Physique des Lasers Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité	167
P60	Métrieologie de H₂⁺ - Avancées théoriques, Source d'ions et Laser de Refroidissement <i>V.Q. Tran, A. Douillet, L. Hilico, J. Trapateau, B. Dailly et J.-P. Karr</i> Laboratoire Kastler Brossel	169

Session posters COLOQ - Derniers Développements Lasers, Interactions

P61	Propriétés des zones de dégénérescence dans un laser solide pompé longitudinalement. <i>N. Barré, M. Brunel et M. Romanelli</i> Institut de Physique de Rennes	171
P62	Formalisme de la Fonction de Transfert Généralisée appliqué à un laser fibré dopé Erbium à rétroaction distribuée et saut de phase central (QWS-DFB) <i>Y. Boucher, N. Nguyen Thi Kim et P. Besnard</i> Laboratoire FOTON, CNRS UMR 6082	173
P63	Emission synchrone de peignes de fréquences de polarisations orthogonales <i>M. Brunel, J. Thévenin et M. Vallet</i> Institut de Physique de Rennes	175
P64	Emission bifréquence d'un laser à semiconducteur en cavité externe à 852 nm pour les horloges atomiques à césium <i>F. Camargo, P. Dumont, G. Lucas-Leclin, P. Georges, J.-M. Danet, D. Holleville, S. Guerandel, I. Sagnes, G. Baili, L. Morvan et D. Dolfi</i> Laboratoire Charles Fabry	177
P65	Résistance au flux laser en régime ultracourt de couches minces d'oxydes, de fluorures et de mixtures d'oxy-fluorures <i>D.-B. Douli, L. Gallais et M. Commandre</i> Institut Fresnel CNRS UMR 7149 - Ecole Centrale Marseille	179
P66	Laser Er,Yb autorégulé en bruit d'intensité <i>A. El Amili, G. Kervella et M. Alouini</i> Institut de Physique de Rennes	181
P67	Zone Sombre au Centre du Spot D'Arago-Poisson <i>O. Emile, A. Voisin, R. Niemiec, B. Varis De Lesegno, L. Pruvost, G. Ropars, J. Emile et C. Brousseau</i> URU 435 Laboratoire de Physique des Lasers	183
P68	Guidage de la Lumière dans un Film de Savon <i>O. Emile et J. Emile</i> URU 435 Laboratoire de Physique des Lasers	185
P69	Effets de polarisation dans des micro-lasers à base de polymère dopé par des colorants <i>I. Gozhyk, C. Lafargue, V. Tsvirkun, S. Forget, S. Chenais, C. Ulysse, J. Zyss et M. Lebental</i> LPN-CNRS	187
P70	Gestion de la thermique dans les structures actives des lasers VECSELS à 850 nm <i>I. Gozhyk, G. Beaudoin, I. Sagnes, A. Garnache, S. Janicot, P. Georges et G. Lucas-Leclin</i> LPN-CNRS	189
P71	Emission directionnelle dans les nano-cavités uniques et couplées à cristal photonique <i>S. Haddadi, K. Bencheikh, A. Yacomotti et A. Levenson</i> Laboratoire de Photonique de Nanostructures LPN-CNRS	191
P72	Etude de la polarisation de lasers organiques à cavité verticale <i>T. Leang, S. Forget, A. Siove et S. Chenais</i> université paris 13, laboratoire de physique des lasers	193
P73	Développement d'un oscillateur paramétrique optique monofréquence et rapidement accordable sur 2,25 THz dans le MIR: Application à la spectroscopie d'absorption du méthane <i>M. Lopez, R. Bouchendira, J. Courtois, M. Cadoret et J.-J. Zondy</i> Laboratoire Commun de Métrieologie LCM LNE-CNAM	195
P74	Dichroïsme magnétique circulaire pour l'étude du moment angulaire de la lumière <i>R. Mathevet, B. Viaris De Lesegno, L. Pruvost et G. Rikken</i> LNCMI-Toulouse	197
P75	Laser organique à cavité externe ultra-compact, monomode spatial et spectral, avec un miroir de Bragg volumique <i>O. Mhibik, S. Forget, S. Chenais, D. Ott, M. Segall, I. Divlianski, G. Venus et L. Glebov</i> université paris 13, Laboratoire de physique des lasers	199
P76	Conception, Propriétés et Cohérence des VECSELS monofréquence TEM₀₀ en pompage électrique <i>A. Michon, A. Laurain, M. Sellahi, G. Beaudoin, E. Cambriil, M. Myara, I. Sagnes et A. Garnache</i> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures	201
P77	Spectroscopie de micro-résonateurs à modes de galerie dopés Erbium <i>A. Rasoloniaina, V. Huet, M. Mortier, Y. Dumeige et P. Féron</i> Université Européenne de Bretagne, CNRS UMR 6082 FOTON	203

P78	Régimes de synchronisation d'un laser bifréquence auto-injecté <i>M. Romanelli, L. Wang, M. Brunel et M. Vallet</i> Institut de Physique de Rennes	205
P79	Miroir de Bragg concave à base de cristaux photoniques, pour lasers à semiconducteurs de haute cohérence à cavité externe <i>M. Seghilani, M. Sellahi, M. Devautour, I. Sagnes, G. Beaudoin, X. Lafosse, L. Legratiet, P. Lalanne, M. Myara et A. Garnache</i> IES UMR 5214	207
P80	Laser A Semi-Conducteur A Emission Verticale Sans Mode : Emission Cohérente Large Bande <i>M. Sellahi, I. Sagnes, G. Beaudoin, M. Myara et A. Garnache</i> IES UMR 5214	209
P81	Laser a Semiconducteur a Emission Verticale pour Generation de Modes de Haute Coherence dans la Base Laguerre Gauss <i>M. Sellahi, M. Myara, I. Sagnes, S. Blin et A. Garnache</i> IES UMR 5214	211
P82	Réponse Excitable Rapide et Période Réfractaire dans un Micropilier Laser à Absorbant Saturable <i>F. Selmi et S. Barbay</i> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures	213
P83	Spectromètre Lasers à Cascade Quantique pour la Métrologie des fréquences et la Spectroscopie moléculaire de haute précision autour 10 μm <i>P.L.T. Sow, S. Mejri, A. Goncharov, O. Lopez, S.K. Tokunaga, F. Auguste, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, B. Darquié et C. Daussy</i> Laboratoire Physique des Lasers	215
P84	Etude des effets thermiques dans un laser organique solide à cavité externe verticale <i>Z. Zhao, T. Leang, O. Mhibik, S. Forget et S. Chenais</i> université paris 13, laboratoire de physique des lasers	217

GÉNÉRATION DE PAIRES DE PHOTONS CORRÉLÉS PAR MÉLANGE À QUATRE ONDES DANS UNE FIBRE MICROSTRUCTURÉE À CŒUR LIQUIDE

Margaux Barbier, Philippe Delaye

Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, 2 avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau, France

RÉSUMÉ

Nous présentons des résultats expérimentaux de génération de paires de photons corrélés par mélange à quatre ondes dans une fibre microstructurée à cœur liquide. L'analyse des résultats obtenus en régime d'amplification, combinée à un modèle quantique simple, permet de calculer le nombre de paires de photons corrélés que nous sommes susceptibles d'observer en régime *spontané* avec cette architecture originale de source. Ces premiers résultats ouvrent la voie à la réalisation d'une source de paires de photons corrélés de très haute qualité quantique, tirant profit des propriétés non linéaires des liquides pour éliminer automatiquement la diffusion Raman spontanée, principale limitation des sources fibrées à cœur de silice.

MOTS-CLEFS : paires de photons corrélés ; fibre microstructurée à cœur liquide ; mélange à quatre ondes

1. INTRODUCTION

Le processus de mélange à quatre ondes (ou *four-wave mixing*, FWM) (figures 1 (a) et (b)) dans une fibre optique est une technique de génération de paires de photons corrélés particulièrement adaptée à la réalisation de réseaux de communications quantiques. Cependant, les fibres à cœur de silice, microstructurées ou non, souffrent d'un inconvénient majeur : la génération de photons Raman non corrélés constitue un bruit de fond qui limite la qualité quantique de la source [1]. Ces photons Raman ne peuvent pas être filtrés efficacement car ils sont générés sur une plage spectrale très étendue, le spectre de gain Raman de la silice étant très large (environ 40 THz). L'architecture que nous proposons permet de résoudre ce problème tout en gardant un dispositif expérimental simple et une structure fibrée. Il s'agit d'utiliser une fibre microstructurée (ou *photonic crystal fibre*, PCF) à cœur creux rempli d'un liquide non linéaire. Contrairement au cas de la silice, le spectre de gain Raman d'un liquide présente des raies très fines, avec un décalage spectral généralement important. Il devient alors possible (en jouant sur la microstructuration et sur l'indice linéaire du liquide), de rejeter la raie Raman en dehors de la bande de transmission de la fibre (figure 1 (c)) [2], et d'éliminer ainsi automatiquement la diffusion Raman spontanée.

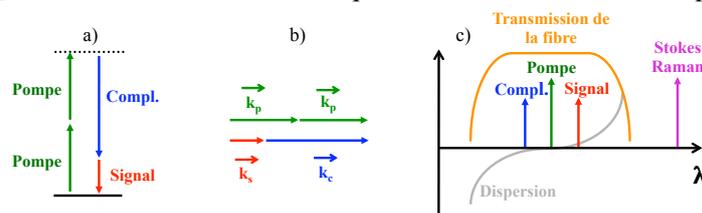


FIGURE 1 : (a) Diagramme d'énergie pour le FWM dégénéré en fréquence ; (b) Condition d'accord de phase (conservation de l'impulsion), réalisée lorsque la dispersion de la fibre est proche de zéro ; (c) Du fait de leur finesse spectrale et de leur décalage important, les raies Raman des liquides peuvent aisément être placées en dehors de la bande de transmission de la PCF et être ainsi automatiquement éliminées.

2. MONTAGE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Pour cette expérience, nous avons utilisé une PCF à cœur creux (HC-1550-PM-01 de NKT Photonics) remplie d'acétone deutérée, dont l'indice de réfraction non linéaire vaut $5,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [3] (environ deux fois supérieur à celui de la silice). La courbe de dispersion (mesurée par temps de vol)

de cette fibre à cœur liquide donne un zéro de dispersion vers 890 nm, et une courbe d'accord de phase pour le FWM dégénéré en fréquence donnée en figure 2 (a). Sur cette figure, les points expérimentaux repèrent la position des bandes signal et complémentaire (ou *idler*) obtenues en régime d'amplification en faisant varier la longueur d'onde de pompe. Les spectres de la figure 2 (b), obtenus à l'analyseur de spectre optique avec une résolution de 0,1 nm, mettent en évidence un gain d'amplification de près de 5 et une largeur spectrale de la bande signal de l'ordre de 1 nm seulement.

Une approche quantique simple permet de montrer qu'en régime *spontané amplifié* un tel gain de 5 conduirait à la génération spontanée de 5 paires de photons corrélés *en moyenne* par impulsion de pompe. Dans le cas où la résolution spectrale de détection $\Delta\lambda_{res}$ reste inférieure à la largeur spectrale des bandes paramétriques, nous montrons que, sous l'effet du FWM spontané amplifié produit par des photons de pompe à la longueur d'onde λ_p , la puissance (moyenne) mesurée par un analyseur de spectre optique en une longueur d'onde de mesure λ_{mes} et avec une résolution $\Delta\lambda_{res}$ est :

$$P_{FWM}(\lambda_p; \lambda_{mes}; \Delta\lambda_{res}) \sim \Gamma \Delta t_{imp} \left[hc^2 \frac{\Delta\lambda_{res}}{\lambda_{mes}^3} \left(G(\lambda_p; \lambda_{mes}) - \frac{1}{2} \right) \right] \quad (1)$$

où h est la constante de Planck, c la célérité de la lumière dans le vide, Γ et Δt_{imp} le taux de répétition (80 MHz) et la durée (~ 1 ps) des impulsions de pompe, et $G(\lambda_p; \lambda_{mes})$ est le gain d'amplification à λ_{mes} lorsqu'on pompe à λ_p . Ainsi, pour un gain de 5, nous pouvons espérer, en régime spontané amplifié, voir apparaître à l'analyseur de spectre optique un signal de plusieurs picowatts, c'est-à-dire sortant du bruit (qui, dans les conditions optimales d'utilisation de l'instrument, peut être réduit à 1 ou 2 pW seulement).

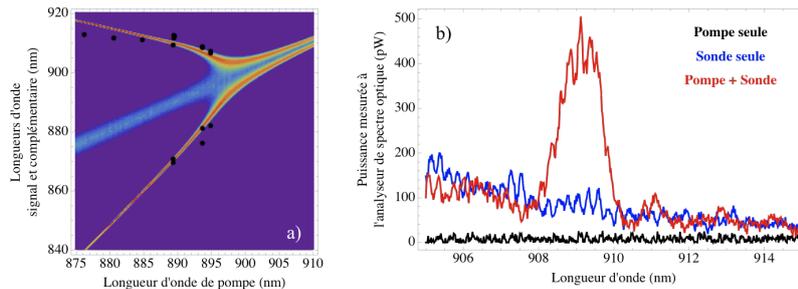


FIGURE 2 : (a) Gain d'amplification calculé à partir de la mesure de la dispersion, et points expérimentaux obtenus en régime d'amplification ; (b) Amplification paramétrique à 909 nm (gain de 5) quand on pompe à 880 nm.

CONCLUSION

Nous avons observé l'amplification paramétrique par FWM dans une PCF à cœur liquide. La position et la largeur spectrales des bandes signal et idler obtenues sont en bon accord avec la courbe d'accord de phase calculée à partir de la mesure de la dispersion de la fibre. Le gain d'amplification obtenu, limité par le walk-off temporel et la saturation due à l'élargissement spectral de la pompe par automodulation de phase, nous indique que nous sommes en mesure de détecter, à l'analyseur de spectre optique, les paires de photons corrélés générées *spontanément* dans cette PCF à cœur liquide.

REMERCIEMENTS

Ce travail est réalisé dans le cadre du projet C'Nano Île-de-France GÉNÉPHY. Margaux Barbier remercie la DGA pour son soutien financier.

RÉFÉRENCES

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

VERS UNE DIODE LASER ÉMETTRICE DE PHOTONS JUMEAUX

F. Boitier¹, C. Autebert¹, A. Orieux¹, G. Boucher¹, A. Eckstein¹, E. Galopin², A. Lemaître², C. Manquest¹, I. Favero¹, G. Leo¹, S. Ducci¹

¹ *Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS-UMR 7162, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Case courrier 7021, 75205 Paris Cedex 13, France*

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

sara.ducci@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons nos derniers résultats sur le développement, la caractérisation et l'intégration de sources de photons jumeaux ultra-compactes composées d'hétérostructures semiconductrices. Les dispositifs sont injectés électriquement et dessinés pour émettre des paires de photons à température ambiante et aux longueurs d'onde télécom par fluorescence paramétrique intracavité. Nous démontrons l'émission laser et la génération de seconde harmonique sur la même puce et aux mêmes longueurs d'onde.

MOTS-CLEFS : *Optique non-linéaire intégrée; diode laser; fluorescence paramétrique*

1. INTRODUCTION

La photonique quantique intégrée est un domaine en plein essor et jouera sûrement un rôle important en information quantique. En particulier, les matériaux semiconducteurs présentent un énorme potentiel pour la réalisation de nouveaux dispositifs optoélectroniques injectés électriquement. Par exemple, la cascade bi-excitonique dans une boîte quantique a permis de réaliser la première DEL de photons intriqués[1] et de l'utiliser pour un protocole de téléportation[2]. Dans ce contexte, l'utilisation de la fluorescence paramétrique dans des guides d'onde semiconducteurs permet de travailler aux longueurs de télécommunications et surtout à température ambiante ; deux atouts clés pour les applications. Grâce à son coefficient non-linéaire très élevé et à la grande maîtrise technologique, l'AlGaAs apparaît comme un matériau de choix ; toutefois, à cause de son faible caractère biréfringent, il est nécessaire de recourir à des géométries d'accord de phase originales.

Parmi les différentes possibilités, l'accord de phase modal présente les meilleures caractéristiques pour le développement d'une source entièrement intégrée en permettant la conversion paramétrique de la lumière émise par un laser à puits quantique dans le même guide d'onde. Ce type d'accord de phase a initialement été démontré en utilisant des modes d'ordres différents confinés par réflexion totale interne[3]. Plus récemment, une structure émettant sur un mode laser de Bragg injectée électriquement a permis de montrer l'émission paramétrique autour de 1800 et 2400 nm[4]. Nous présentons ici un dispositif injecté électriquement dessiné pour émettre des paires de photons autour de 1,55 μm .

CONCEPTION DES DISPOSITIFS ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les guides d'onde sont des rubans réalisés par gravure humide à partir d'un empilement de couches d'AlGaAs (fig. 1.a). Les dimensions caractéristiques d'un guide sont de 4 μm de large, 2 μm de haut et 1,75 mm de long. Les empilements supérieurs et inférieurs forment deux miroirs de Bragg qui permettent un confinement par bande interdite photonique pour le mode de Bragg TE à 780 nm et un confinement par réflexion totale interne pour les modes TE et TM à 1,56 μm . La figure 1.b présente les courbes d'accord de phase de type II à température ambiante pour laquelle la structure a été optimisée. La structure contient également, au milieu du coeur, un puits quantique d'AlGaAs de 8,6 nm composé de 11% d'aluminium. La réflectivité des facettes du guide pour le mode Bragg permet d'obtenir une émission laser vers 780 nm.

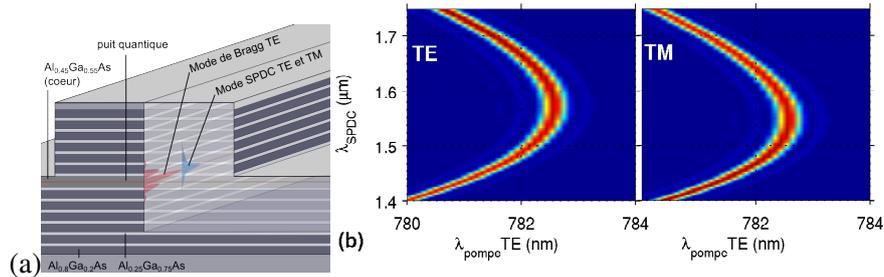


FIGURE 1 : (a) Schéma du dispositif. (b) Courbe d'accord de phase de type II entre le mode de Bragg autour 780 nm, et les modes TE et TM à 1,56 μm .

La figure 2a montre les caractéristiques expérimentales de la diode laser à température ambiante. L'échantillon est injectés électriquement par des impulsions de 150 ns à une cadence de 10 kHz. Le seuil laser est d'environ 470 mA. La puissance crête laser collectée en sortie avec un objectif de microscope est d'environ 0,03 mW/mA. Le spectre du laser pour un courant de 600 mA est présenté sur la figure 2b.

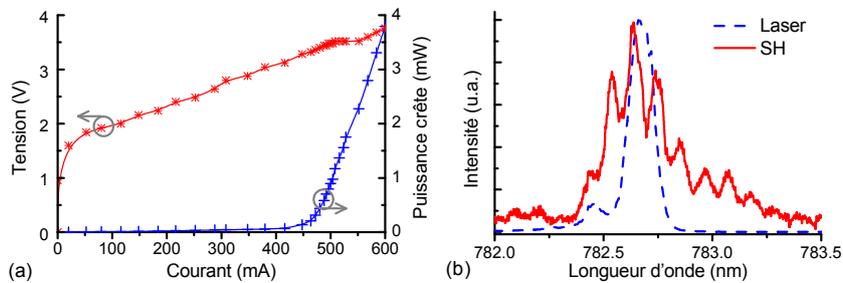


FIGURE 2 : (a) Caractéristiques électriques et optiques de la diode laser. (b) Spectre du laser et du signal de seconde harmonique généré.

Les propriétés non-linéaires du dispositif sont étudiées par des mesures de génération de seconde harmonique. Pour cela, la lumière d'un laser accordable dans la bande télécom et polarisé linéairement à 45° des axes des modes TE et TM de la structure est injectée dans le guide. Le signal de seconde harmonique émis sur le mode de Bragg est alors mesuré en fonction de la longueur d'onde injectée. La figure 2b présente le résultat d'une de ces mesures à température ambiante.

CONCLUSION

Nous avons montré l'émission laser et la génération de sonde harmonique sur le même dispositif : la très bonne superposition des deux spectres ouvre la voie à la démonstration de l'émission de paires à 1,56 μm dans ce dispositif injecté électriquement.

RÉFÉRENCES

- [1] C. Salter, R. Stevenson, I. Farrer, C. Nicoll, D. Ritchie, and A. Shields, "An entangled-light-emitting diode," *Nature*, vol. 465, no. 7298, pp. 594–597, 2010.
- [2] J. Nilsson, R. Stevenson, K. Chan, J. Skiba-Szymanska, M. Lucamarini, M. Ward, A. Bennet, C. Salter, I. Farrer, D. Ritchie, and A. Shields, "Quantum teleportation using a light-emitting diode," *Nature Photonics*, vol. 7, pp. 311–315, 2013.
- [3] A. De Rossi, V. Ortiz, M. Calligaro, B. Vinter, J. Nagle, S. Ducci, and V. Berger, "A third-order-mode laser diode for quantum communication," *Semiconductor science and technology*, vol. 19, no. 10, pp. L99–L102, 2004.
- [4] B. J. Bijlani, P. Abolghasem, and A. S. Helmy, "Intracavity parametric fluorescence in diode lasers," in *CLEO : Science and Innovations*. Optical Society of America, 2011.

GENERATION DIRECTE D'ETATS DE BELL SUR UNE PUCE SEMICONDUCTRICE III-V A TEMPERATURE AMBIANTE

**G. Boucher¹, A. Orieux¹, A. Eckstein¹, A. Lemaître², P. Filloux¹, I. Favero¹, G. Leo¹
T. Coudreau¹, A. Keller³, P. Milman¹, and S. Ducci¹**

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

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

3. Université Paris Sud, Institut des Sciences Moléculaires d'Orsay, CNRS - UMR 8214 Bâtiment 210 Université Paris-Sud 91405 Orsay Cedex

sara.ducci@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons la génération de photons intriqués en polarisation à température ambiante et aux longueurs d'onde télécom sur une microcavité ruban en AlGaAs. Les photons sont guidés et émis dans deux directions opposées par conversion paramétrique d'un faisceau de pompe transverse. L'état à deux photons est caractérisé par tomographie quantique : une fidélité de 83% à l'état de Bell Ψ^+ est obtenue. Un modèle théorique, prenant en compte le profil spatial du faisceau de pompe, permet de comprendre et contrôler le niveau d'intrication.

MOTS-CLEFS : *Intrication ; Optique quantique; Optique intégrée; Semiconducteurs*

1. INTRODUCTION

Au cours de ces dernières années, un grand effort a été dédié à la miniaturisation des technologies de l'information quantique et les composants photoniques vont certainement jouer un rôle central dans ce domaine. Plusieurs processus sont utilisés actuellement pour réaliser des sources semiconductrices de photons intriqués comme la cascade bi-excitonique dans des boîtes quantiques [2] et le mélange à 4 ondes dans les guides d'onde en silicium [3]. Par rapport à ces approches, la conversion paramétrique dans les guides d'ondes en semiconducteurs III-V combine les avantages de fonctionnement à température ambiante et d'émission aux longueurs d'onde télécom, tout en autorisant le pompage électrique du dispositif [4].

2. DISCUSSION

La croissance de notre échantillon, constitué d'un empilement de couches en AlGaAs, est effectuée par épitaxie par jets moléculaires sur un substrat de GaAs. Le confinement latéral est obtenu par gravure chimique d'un ruban. La structure est conçue de sorte qu'un faisceau de pompe (autour de 775 nm), en incidence avec un angle θ à la surface du guide, génère deux faisceaux contrapropageants de polarisations orthogonales (autour de 1550 nm). Le coeur du guide d'onde est entouré de miroirs de Bragg qui ont le double rôle d'exalter le champ de pompe et guider les photons générés [5]. Dans cette géométrie, deux interactions peuvent se produire avec la même probabilité : pour la première (interaction 1), le mode guidé copropageant avec la composante z du faisceau de pompe (mode signal) est polarisé TE et le photon contrapropageant (mode complémentaire) est polarisé TM ; pour l'interaction 2, la situation est inversée. La source a une efficacité d'environ 10^{-11} et une largeur spectrale de 0,3 nm pour un guide de longueur 1 mm. Pour obtenir la génération directe d'états de Bell, l'échantillon est pompé avec un laser Ti:Sapphire (durée des impulsions 3.5 ps, taux de répétition 100 kHz, puissance moyenne 3 mW) incident sur le

ruban du guide aux deux angles correspondants à la dégénérescence en fréquence des interactions 1 et 2 (Fig. 1).

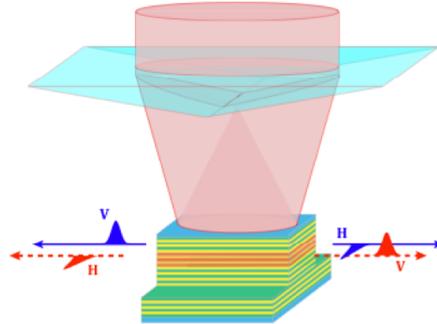


Fig 1. Génération d'états de Bell par éclairage d'une microcavité ruban avec deux angles symétriques en utilisant un biprisme de Fresnel.

L'intrication générée est caractérisée par tomographie quantique [6] ; Fig. 2 présente la matrice densité de l'état à 2 photons qui présente une fidélité de 83% à l'état Ψ^+ , conduisant à une violation des inégalités de Bell [7]. Les résultats sont interprétés à travers un modèle théorique qui prend en compte la distribution spatiale du faisceau de pompe permettant contrôler la quantité d'intrication générée.

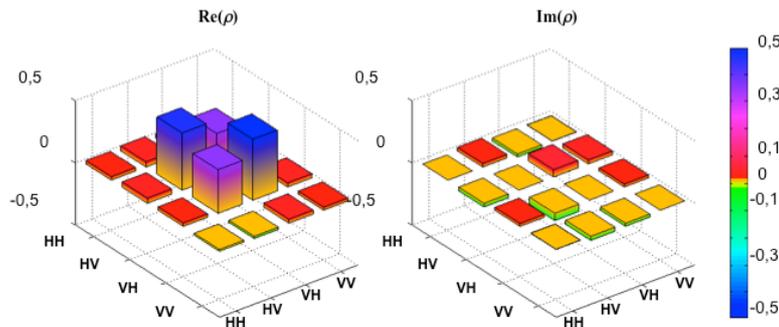


Fig. 2. Partie réelle (a) and partie imaginaire (b) de la matrice densité de l'état à 2 photons généré par notre source.

3. CONCLUSION

Nous avons reporté la première source de photons intriqués en semiconducteurs III-V à température ambiante. Ces résultats ouvrent la voie à la démonstration d'autres spécificités de notre dispositif telle que le contrôle des corrélations en fréquences via la modification des profils temporel et spatial du faisceau de pompe et la génération d'états hyper-intriqués. Ces travaux ouvrent la voie vers une nouvelle génération de dispositifs polyvalents et complètement intégrés pour l'information quantique.

4. REFERENCES

- [1] J. L. O'Brien, A. Furusawa, J. Vučković, "Photonic quantum technologies" *Nature Phot.* **3**, 697 (2009).
- [2] A. Shields "Semiconductor quantum light sources" *Nat. Phot.* **1**, 215 (2007).
- [3] N. Matsuda et al. "A monolithically integrated polarization entangled photon pair source on a silicon chip" *Sci. Rep.* **2**, 817 (2012).
- [4] R. Horn et al. "Monolithic source of photon pairs" *Phys. Rev. Lett.* **208**, 153605 (2012).
- [5] X. Caillet et al. "Two-photon interference with a semiconductor integrated source at room temperature" *Opt. Express* **18**, 9967-9975 (2010).
- [6] D. F. V. James et al. "Measurements of qubits" *Phys. Rev. A* **64**, 052312 (2001).
- [7] A. Orioux et al. "Bell States Generation on a III-V Semiconductor Chip at Room Temperature" *Phys. Rev. Lett.* Avril (2013).

ENSEMBLE DE CENTRES NV DU DIAMANT POUR L'IMAGERIE MAGNETIQUE

Mayeul Chipaux¹, Thierry Debuisschert¹¹ Thales Research & Technology,

1 avenue Augustin Fresnel, Campus Polytechnique, 91767 Palaiseau, France

RÉSUMÉ

L'image de la fluorescence émise par un ensemble de centres NV du diamant permet d'obtenir une information vectorielle sur le champ magnétique créé par un échantillon d'intérêt. On obtient une résolution spatiale de l'ordre de 400 nm limitée par diffraction et une sensibilité sur toute l'image de l'ordre du $\mu\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$.

MOTS-CLEFS : Centre NV ; Magnétométrie

PHYSIQUE DU CENTRE NV

Le centre NV du diamant est un défaut cristallographique ponctuel du diamant (Cf. Figure 1a)) consistant en la substitution d'un atome de carbone par un atome d'azote (N pour Nitrogen) et d'une lacune cristallographique juxtaposée (V pour Vacancy). Il est luminescent dans le rouge lorsqu'il est pompé dans le vert (Cf. Figure 1b), et est parfaitement photo-stable. L'état fondamental de son diagramme énergétique électronique [1] (Cf. Figure 1b) a la particularité d'être triplet de spin dont la dégénérescence est partiellement levée par l'interaction spin-orbite. A cela s'ajoutent deux propriétés remarquables qui se déduisent de son diagramme électronique : il peut être « refroidit » dans un état de spin nul par simple pompage optique ; son état de spin peut être déterminé optiquement : le niveau de fluorescence l'état $m_S = 0$ est brillant, tandis que les états $m_S = \pm 1$ sont plus sombres.

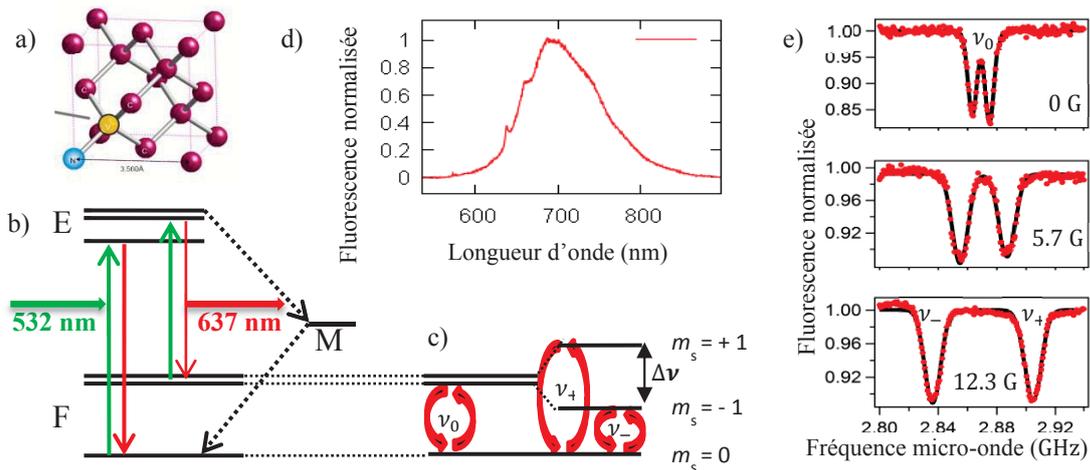


Fig. 1 : a) Structure cristallographique du centre NV du diamant ; b) Diagramme électronique ; c) Effet Zeeman ; d) Spectre de photoluminescence ; e) Spectre ODRM (Optically Detected Magnetic Resonance)

De cette manière on peut détecter optiquement les résonances magnétiques provoquées par un champ micro-onde (cf. Figure 1e). Enfin, en présence de champ magnétique l'effet Zeeman lève la dégénérescence partielle entre les états $m_S = -1$ et $m_S = +1$ (Cf. Figure 1c), et la distance entre les deux résonances donne la valeur de la projection du champ magnétique sur l'axe du centre NV. Le coefficient de proportionnalité est donnée par l'équation (1).

$$\Delta\nu = 2g\mu_B B_{NV} = 5,6 \text{ MHz/G} \quad (1)$$

MONTAGE EXPERIMENTAL

Notre but est d'utiliser un grand nombre de centres NV à la surface du diamant pour réaliser l'image vectorielle du champ magnétique créé par un échantillon d'intérêt. Pour cela, on conjugue la surface de diamant implantée en centre NV ($\cong 10^{12}$ Centres NV/cm²) [2] et le plan focal d'une caméra CCD. On utilise un objectif de microscope à grande ouverture et d'une lentille de focalisation. Le faisceau vert de pompage peut être acheminé soit au travers de l'objectif de microscope (voie 1), soit par la tranche (voie 2) [3] en utilisant la réflexion totale à la surface du diamant. Ceci a l'avantage de préserver l'échantillon magnétique d'intérêt des fortes puissances de pompes (jusqu'à quelques Watt). Les micro-ondes sont rayonnées par une antenne lithographiée sur une lame de verre. Ainsi, en une seule rampe de fréquence micro-onde, on peut obtenir le spectre ODMR total pour chacun des pixels éclairé par le faisceau pompe. Sur la figure 2b), on montre les quatre paires de résonance correspondantes aux quatre directions principales du cristal de diamant. La sensibilité évaluée à partir de ces résultats est de quelques $\mu\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour une résolution optique d'environ 400 nm. On présente également (Fig. 2c)) l'exemple d'une image Iso-B, obtenue par soustraction de deux images enregistrées à des fréquences micro-onde légèrement différentes pour générer en 1 ms une image contrastée (non quantitative) du champ magnétique.

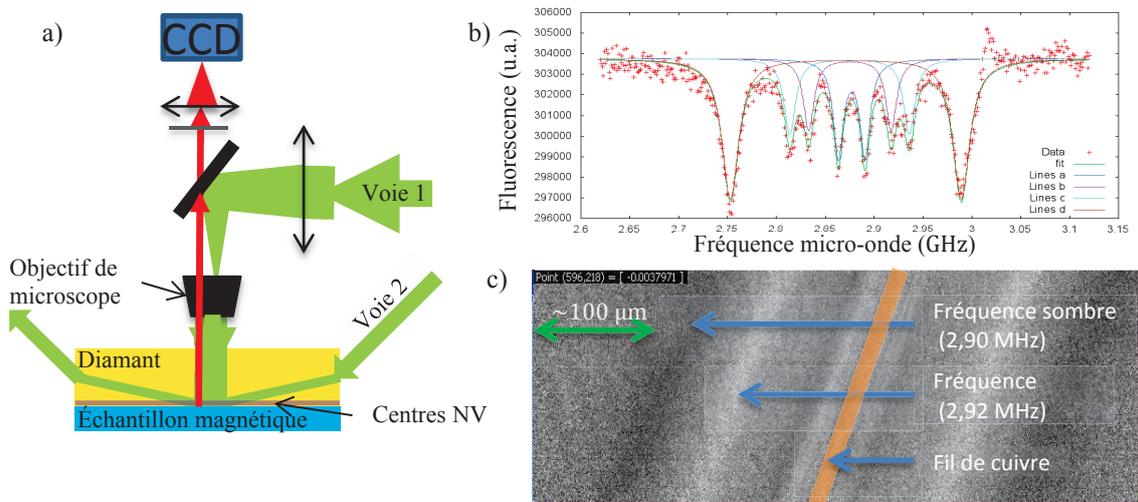


Fig. 2 : a) Dispositif expérimentale ; b) Exemple de spectre ODMR intégré sur une zone de 10x10 pixel ; c) Image Iso-B d'un fil de cuivre parcouru par une centaine de mA additionné à un champ uniforme créé par un aimant permanent

CONCLUSION

Ces résultats préliminaires montrent qu'il est possible d'effectuer des mesures magnétométriques d'une grande sensibilité à partir d'un ensemble de centres NV dans le diamant. Les voies d'amélioration passent notamment par l'optimisation de la densité de centres NV dans le diamant. Une fois les limitations liées aux bruits techniques résolues, il est possible d'augmenter la sensibilité en utilisant des techniques issues de la RMN [4] pour s'affranchir de la décohérence des centres NV due aux excitations laser et micro-onde.

RÉFÉRENCES

- [1] V. M. Acosta et al "Optical properties of the nitrogen-vacancy singlet levels in diamond", Phys. Rev. B **82**, 201202(R) (2011)
- [2] S. Pezzagna et al "Creation efficiency of nitrogen-vacancy centres in diamond", New J. Phys. **12** 065017
- [3] D. Le Sage et al "Optical magnetic imaging of living cells", Nature **496**, 486-492
- [4] A. Dreau et al "Avoiding power broadening in optically detected magnetic resonance of single NV defects for enhanced DC-magnetic field sensitivity", Physical review B **84**, 195204 (2011)

RESTITUTION HORS D'AXE DU MOMENT ANGULAIRE ORBITAL STOCKÉ DANS DES ATOMES FROIDS

R. A. de Oliveira¹, L. Pruvost², D. Felinto¹, D. Bloch³, and J.W.R. Tabosa¹

¹ Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 50.670-901 Recife, PE, Brésil

² CNRS, Laboratoire Aimé-Cotton, (LAC), F-91405, Orsay

³ Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse,

laurence.pruvost@lac.u-psud.fr

RÉSUMÉ

Le moment angulaire orbital porté par un faisceau optique de type Laguerre-Gauss peut être transféré et stocké par un gaz d'atomes froids. Nous montrons ici que ce stockage peut être restitué hors de l'axe initial, au moins sous angle faible, et discuterons de la fidélité de cette restitution.

MOTS-CLEFS : *moment angulaire orbital; Laguerre-Gauss; stockage d'information*

1. INTRODUCTION

Les faisceaux lumineux porteurs de moment angulaire orbital (OAM) ont suscité une grande attention depuis quelque temps en raison de possibilités d'applications diverses, qui couvrent des démonstrations de manipulation mécanique de particules macroscopiques, jusque des schémas de principe pour l'encodage de l'information quantique [1]. Une famille bien connue de tels faisceaux est constituée par les modes de Laguerre-Gauss, qui possèdent une charge topologique spécifique l , une structure de phase hélicoïdale, et où l'OAM correspondant le long de l'axe de propagation est de $l\hbar$ par photon. L'interaction non linéaire de ces faisceaux avec des systèmes atomiques a été étudiée par des processus de mélange à quatre ondes, et la conservation de l'OAM démontrée tant pour des atomes en vapeur thermique [2,3] que pour des atomes froids [4,5]. Le stockage de l'OAM transféré dans des atomes de vapeur thermique [3], ou avec des atomes froids, avec restitution ultérieure de l'OAM à un faisceau lumineux, a également été démontré [5]. Ici, à la différence des expériences précédentes, nous démontrons que l'OAM stocké peut être restitué dans une direction différente, quoique voisine, de celle du faisceau initial, et ceci avec une fidélité raisonnable.

2. EXPERIENCE

L'expérience est effectuée dans un système à vide contenant des atomes froids de césium obtenus par piégeage magnéto-optique (MOT), et repose sur le principe du mélange à quatre ondes (FWM), dans une configuration retardée. Les faisceaux lumineux, porteurs d'une charge topologique l (avec $l = 0, 1, 2, 3$) sont produits par un modulateur spatial de lumière (SLM) et sont incidents dans le milieu selon une direction z , comme indiqué sur le schéma expérimental de principe montré à la figure 1 (A). La fréquence des faisceaux est résonnante avec la transition hyperfine $6S_{1/2}, F=3 - 6P_{3/2}, F=2$. La structure de phase du faisceau porteur d'OAM est stockée dans un réseau de cohérence Zeeman induit par les faisceaux incidents d'écriture W et W' qui se croisent sous un angle faible ($\sim 2^\circ$) et possèdent des polarisations circulaires opposées. Ces faisceaux d'écriture sont maintenus allumés pendant un temps suffisamment long pour créer un réseau de cohérence Zeeman, puis sont éteints. A l'issue d'un temps de stockage, un faisceau de lecture R , contre-propageant et de polarisation circulaire opposée au faisceau d'écriture W , est allumé et le faisceau restauré (C), dont la direction de propagation est déterminée par la condition d'accord de phase, est observé au moyen d'une caméra CCD.

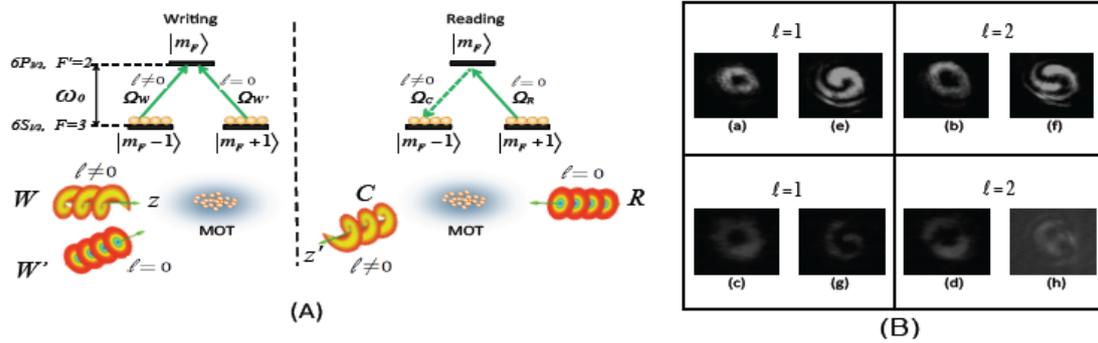


Fig. 1 : (A): Schéma de principe d'un système Zeeman à 3 niveaux avec un couplage entre les faisceaux d'écriture (W et W') et le faisceau de lecture (R). Les faisceaux respectivement d'écriture et de lecture W et R sont contre-propageants selon l'axe de direction z , tandis que les faisceaux respectifs W' et le faisceau restauré (C) sont contre-propageants selon l'axe de direction z' , formant un angle de 2° avec la direction z . (B): (a, b) et (c,d) sont respectivement les images du faisceau incident d'écriture W et du faisceau restauré pour différentes charges topologiques ($l = 1, 2$). (e, f) et ((g, h) sont les figures correspondantes d'interférence avec un faisceau gaussien, ainsi que discuté dans le texte.

La figure 1(B) montre, en (a, b), des images associées aux faisceaux incidents pour les cas respectifs $l = 1, 2$ obtenus par réflexion du faisceau W avec un miroir placé juste en face du MOT. En (c,d), cette figure représente les images respectives du faisceau induit de restauration. Pour déterminer quelle est la charge topologique des faisceaux restaurés, nous superposons un faisceau gaussien avec le faisceau porteur d'OAM (faisceau W) et nous enregistrons la même série d'images pour le faisceau incident (respectivement e,f) et pour le faisceau restauré (respectivement g, h). En prenant en compte le renversement du sens de rotation à la réflexion, cette analyse des faisceaux restaurés montre que les faisceaux incident, et restauré, sont porteurs de charges topologiques opposées, ce qui signifie, compte tenu de leur directions opposées de propagation, qu'ils sont porteurs du même OAM.

CONCLUSION

Ces résultats démontrent clairement qu'avec le petit angle utilisé, l'OAM stocké selon un axe de direction z a pu être restauré dans une direction non-colinéaire z' . Une analyse plus approfondie de la fidélité de ce transfert, incluant des incidences plus fortes et des valeurs plus élevées de l'OAM, est en cours et devrait permettre de préciser les possibilités effectives de transfert d'information portée par des systèmes avec OAM. La possibilité de manipuler, par un champ magnétique, l'OAM stocké est également en cours d'analyse et a fait l'objet d'expériences préliminaires.

RÉFÉRENCES

- [1] M Padgett, J. Courtial and L. Allen, Phys. Today, **57**(5), 35, (2004)
- [2] W. Jiang, Q. F. Chen, Y. S. Zhang, and G. C. Gao, Phys. Rev. A **74**,043811 (2006).
- [3] R. Pugatch, M. Shuker, O. Firstenberg, A. Ron and N. Davidson, Phys. Rev. Lett. **98**, 203601 (2007).
- [4] S. Barreiro and J. W. R. Tabosa, Phys. Rev. Lett. **90** 133001 (2003)
- [5] D. Moretti, D. Felinto, and J. W. R. Tabosa, Phys. Rev. A, **79**, 023825 (2009)

Remerciements : travail effectué dans le cadre du projet CAPES-COFECUB Ph740-12

INTERACTIONS ENTRE IMPULSIONS QUANTIFIÉES ET SYSTÈMES ATOMIQUE

Derouault, S., Bouchene, M.A.

Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité - UMR5589, Université Toulouse 3 (UPS), 31062 Toulouse, France

derouault@irsamc.ups-tlse.fr

RÉSUMÉ

Notre objectif est l'étude de l'interaction entre une impulsion lumineuse quantifiée et un système à N atomes en régime de couplage fort. Pour cela nous explorons différentes situations. La première d'entre elles est le cas où un atome à deux niveaux traverse un champ monomode contenu dans un micro-maser. Dans un second temps, l'interaction entre un paquet d'onde à un photon avec un atome confiné dans un guide d'onde est étudiée. Cette situation est étendue au cas N-atomes dans une troisième partie. Finalement le cas d'une impulsion lumineuse multimode quantifiée interagissant avec un atome est abordé dans une dernière partie.

MOTS-CLEFS : *impulsion quantifiée ; photon virtuel ; adiabatique*

1. INTRODUCTION

Les développements récents en information quantique ont conduit à une intensification des études sur l'interaction atome-photon. La nécessité de manipuler des qubits volants (photon) et stationnaires (atomes), et le besoin de transférer l'information de l'un à l'autre pose le problème du contrôle précis de leur schéma d'interaction. Nous nous concentrons ici sur les phénomènes qui apparaissent lorsque l'excitation est provoquée par une impulsion quantifiée. Dans le régime semi-classique, l'interaction entre une impulsion lumineuse et un atome est connue et a conduit à d'importants résultats (passage adiabatique rapide, STIRAP, EIT, ...). Notre objectif est d'établir une description complètement quantique de l'interaction entre une impulsion lumineuse et un atome.

Pour ce faire, nous considérons les situations suivantes :

2. INTERACTION ENTRE UN ATOME ET UNE IMPULSION DANS UNE CONFIGURATION MASER

Dans ce premier cas de figure, un atome à deux niveaux traverse une cavité micro-maser contenant un unique mode, désaccordé par rapport à la transition atomique. L'atome ressent alors un champ transitoire. [1, 2] Nous avons montré que en fonction de la structure de ce champs, les couplages non-adiabatiques peuvent modifier de manière significative la dynamique de l'atome. Nous avons aussi étudié l'influence de la quantification du mouvement de l'atome, et montré que le maser peut alors jouer le rôle d'un interféromètre temporel de Ramsey.

3. INTERACTION ENTRE UNE IMPULSION À UN PHOTON ET UN ATOME DANS UN GUIDE D'ONDE À UNE DIMENSION

Nous assumons ici que l'atome est confiné dans un guide d'onde à une dimension, ce qui permet d'obtenir un couplage fort avec le paquet d'onde à un photon. Les champs rayonnés réfléchis et transmis sont calculés à l'aide d'une approche dans le point de vue de Schrödinger. Nous avons alors démontré que le champ transmis se déforme de sorte que l'aire algébrique de l'impulsion tende vers zéro. Ce théorème de l'aire est valable quelque soit le régime de couplage considéré, ce qui ouvre de nouvelles perspectives pour la conception de forme d'onde à un photon précise.

4. INTERACTION ENTRE UNE IMPULSION À UN PHOTON ET N ATOMES COUPLÉS DANS UN GUIDE D'ONDE À UNE DIMENSION

Nous considérons ensuite la situation où un ensemble atomique contenu dans un guide d'onde reçoit un paquet d'onde à un photon [4]. L'approximation de l'onde tournant (RWA) n'est pas faite afin de prendre en compte les processus virtuels dus aux termes anti-résonnants. Ces processus -émission (absorption) d'un photon virtuel par excitation (désexcitation) de l'atome- sont connus pour être à l'origine de phénomènes tel que le décalage de Lamb. De récentes études se sont intéressées au comportement collectif d'ensemble atomique dans l'espace [5, 6]. Nous avons étudié l'évolution temporelle des paquets d'ondes transmis et réfléchis en insistant sur le rôle des photons virtuels à partir de deux atomes identiques. Nous avons alors démontré que le théorème de l'aire est toujours valable dans ces conditions, même si l'inter-distance atomique est plus grande que la longueur d'onde résonnante de l'atome.

5. INTERACTION ENTRE UNE IMPULSION MULTIMODE QUANTIFIÉE ET UN ATOME

Dans cette dernière partie nous nous intéressons à l'interaction entre une impulsion multimode quantifiée et un atome à deux niveaux dans le régime de couplage fort, avec un éventuel désaccord. Nous introduisons un nouveau formalisme reposant sur les états de flux électromagnétiques afin de résoudre le problème de façon formelle. De nouvelles dynamiques adiabatiques émergent alors, par rapport à la situation semi-classique.

6. RÉFÉRENCES

- [1] Gillot, J. Bouchene, M.A., *Complete population transfer induced by transient nonadiabatic effects in a strongly detuned micromaser*, JOSA B, Vol. 28, Issue 5, pp. 1324-1327 (2011).
- [2] Derouault, S. Bouchene, M.A., *Maser in intermediate regime : adiabatic versus nonadiabatic effects*, Submitted to PRA.
- [3] Derouault, S. Bouchene, M.A., *One-photon wavepacket interacting with a two-level atom in a waveguide : Constraint on the pulse shape*, Physics Letters A, Vol. 376, Issue 46, pp. 3491-3494 (2012)
- [4] Derouault, S. Bouchene, M.A., *Effects of virtual photons on the temporal behavior of a one-photon wavepacket propagating in a 1-D waveguide containing N-coupled atoms*, Submitted to PRA.
- [5] Friedberg, R. Manassah, J., *Effects of including the counterrotating term and virtual photons on the eigenfunctions and eigenvalues of a scalar photon collective emission theory*, Phys. Lett. A 372, 2514 (2008)
- [6] Scully, M., *Collective Lamb shift in single photon Dicke superradiance*, Phys. Rev. Lett. 102, 143601 (2009)

DETECTION D'INTRICATION NON-GAUSSIENNE PAR MESURE DIRECTE DE LA FONCTION DE WIGNER

Tom Douce¹, Andreas Eckstein¹, Stephen P. Walborn², Antônio Z. Khoury³, Sara Ducci¹, Arne Keller⁴, Thomas Coudreau¹, Pérola Milman¹

¹ Université Paris Diderot, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS UMR 7162, 75013 Paris, France

² Instituto de Física, Universidade Federal do Rio de Janeiro. Caixa Postal 68528, 21941-972 Rio de Janeiro, RJ, Brazil

³ Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense, 24210-340 Niterói-RJ, Brasil

⁴ Univ. Paris-Sud 11, Institut de Sciences Moléculaires d'Orsay (CNRS), Bâtiment 350–Campus d'Orsay, 91405 Orsay Cedex, France

perola.milman@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous montrons que des modifications simples de l'expérience de Hong-Ou-Mandel (HOM) permettent la mesure directe de la fonction de Wigner de l'état à deux photons produit dans le processus de conversion paramétrique (biphoton).

MOTS-CLEFS : *Optique Quantique; Intrication; Variables Continues*

L'expérience de HOM [1] permet la vérification des propriétés de groupement de bosons identiques (*bunching*). Dans un interféromètre comme celui représenté sur la Fig. (1), deux photons sont envoyés, chacun dans un bras de l'interféromètre, et leurs chemins se combinent sur une lame séparatrice 50/50. Si les deux chemins parcourus par chacun des photons sont identiques, les photons émergent du même côté de la lame, sortant tous les deux soit par un chemin, soit par l'autre (chemins indiqués A et B dans la Fig. (1)). Ce groupement mène à la disparition ou à la réduction des détections en coïncidence entre les détecteurs placés dans les voies A et B. En revanche, dans le cas où les chemins parcourus par chacun des photons sont différents, distinguables, les coïncidences réapparaissent.

Nous proposons une interprétation alternative au comportement des coïncidences dans cette expérience [2]. Nous montrons que le signal de coïncidence correspond, en réalité, à la mesure directe de la fonction de Wigner dans un axe de l'espace des phases, dans les cas où les photons détectés proviennent du processus de conversion paramétrique. En conséquence, nous montrons que la fonction de Wigner peut être mesurée dans tout l'espace avec une modification simple du dispositif.

Pour démontrer et illustrer nos résultats, nous considérons un degré de liberté photonique spécifique, la composante transverse à la propagation des biphotons. L'effet HOM a été démontré avec ce type de degré de liberté dans [3] mais nos résultats s'appliquent également à d'autres degrés de libertés continus, comme par exemple la fréquence d'une paire de photons. L'état du moment transverse du biphoton produit par conversion paramétrique est donné par

$$|\psi\rangle = \iint F_+(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2) F_-(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) |\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2\rangle d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2, \quad (1)$$

où F_+ reproduit la distribution en impulsion du faisceau pompe, F_- est la condition d'accord de phase et \mathbf{p}_i est le vecteur moment transverse du i -ème photon.

Nous proposons de rajouter dans les bras de l'interféromètre représenté sur la Fig. (1) deux éléments produisant un déphasage. L'un, placé dans le bras 1, produit un déphasage qui dépend de la valeur du moment transverse, et l'autre, placé dans le bras 2, produit un déphasage qui dépend de la position transverse du photon. Ces deux opérations peuvent être réalisées, par exemple, avec des modulateurs spatiaux

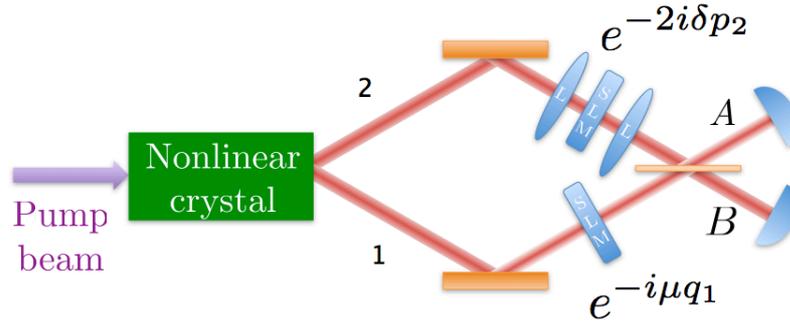


FIG. 1 : Interféromètre du type HOM et modifications apportées. Dans sa version usuelle, les coïncidences disparaissent quand les chemins parcourus par les deux photons sont équivalents. Dans les modifications apportées, nous montrons que cela correspond à la mesure de la fonction de Wigner à l'origine de l'espace des phases, et nous montrons comment la mesurer dans sa totalité à l'aide des éléments optiques placés dans les bras de l'interféromètre.

(SLM), comme indiqué dans la figure. Nous montrons alors que, en fonction de l'axe considéré du moment transverse (x ou y), la détection en coïncidence entre les détecteurs A et B est :

$$I(\mu, \delta) = \frac{1}{2} - \frac{\pi}{2} W_j(\mu, \delta), \quad (2)$$

où $j = x+$ ou $j = y-$ et

$$\int F_{x+}(\mu + p_+) F_{x+}^*(\mu - p_+) e^{-2ip_+\delta} dp_+ = \pi W_{x+}(\mu, \delta). \quad (3)$$

et

$$\int F_{y-}(\mu + p_-) F_{y-}^*(\mu - p_-) e^{-2ip_-\delta} dp_- = \pi W_{y-}(\mu, \delta), \quad (4)$$

avec $\mathbf{p}_{\pm} = \mathbf{p}_1 \pm \mathbf{p}_2$. Ce résultat montre qu'il est possible de mesurer la fonction de Wigner complète du biphoton dans le cas où les coordonnées spatiales sont séparables. Notre résultat permet aussi la détection d'intrication non-gaussienne dans le système. Nous montrons que $I(\mu, \delta) \leq \frac{1}{2}$ pour des états séparables. En revanche, des états non-gaussiens peuvent avoir une fonction de Wigner négative, et conséquemment, $I(\mu, \delta) > \frac{1}{2}$. L'intérêt de ce témoin est non seulement pratique, puisqu'il peut se mesurer directement, mais aussi théorique, puisqu'il détecte tous les états non-gaussiens purs, en complément aux critères d'intrication qui ne sont nécessaires et suffisants que pour des états gaussiens [4].

En conclusion, nous avons fournis une nouvelle interprétation du signal de coïncidence dans l'expérience de HOM en termes de la fonction de Wigner. Notre résultat permet une étude plus complète et approfondie de l'intrication en variables continues dans un système expérimental couramment utilisé et relativement simple. Il ouvre les portes également pour la réalisation de tests fondamentaux de la physique quantique dans ce type de dispositif, comme par exemple l'étude de la décohérence de l'intrication dans des variables continues [5].

RÉFÉRENCES

- [1] C. K. Hong, Z. Y. Ou, L. Mandel, Phys. Rev. Lett. **59**, 2044, (1987).
- [2] T. Douce *et. al.*, arXiv 1304.7092 (2013).
- [3] S. P. Walborn, *et al.*, Phys. Rev. Lett **90**, 143601 (2003).
- [4] R. Simon, Phys. Rev. Lett. **84**, 2726 (2000) ; L. M. Duan, G. Giedke, J. I. Cirac and P. Zoller, Phys. Rev. Lett. **84**, 2722 (2000).
- [5] D. Buono, G. Nocerino, A. Porzio and S. Solimeno, Phys. Rev. A **86**, 042308 (2012).

MESURE PROJECTIVE TEMPS RÉEL DE SPINS NUCLÉAIRES INDIVIDUELS DANS LE DIAMANT À TEMPÉRATURE AMBIANTE

Anaïs Dréau^{1,2}, Pierre Jamonneau¹, Sandoko Kosen¹, Piernicola Spinicelli^{1,2}, Jeronimo Maze³, Jean-François Roch², Vincent Jacques^{1,2}

¹ Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, Ecole Normale Supérieure de Cachan and CNRS UMR 8537, 94235 Cachan, France

² Laboratoire Aimé Cotton, CNRS UPR 3321 and Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France

³ Facultad de Física, Pontificia Universidad Católica de Chile, Santiago 7820436, Chile

anaïs.dreau@ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

Les longs temps de cohérence des spins nucléaires en font des candidats prometteurs pour le stockage et le traitement quantique de l'information à l'état solide [1]. Cette propriété provient d'une forte isolation vis à vis de l'environnement. En contrepartie, il est donc difficile de les initialiser, de les lire et de les manipuler à l'échelle individuelle. Une solution pour remédier à ce problème consiste à tirer profit de l'interaction hyperfine avec un spin électronique voisin, qui est alors utilisé comme bit quantique auxiliaire pour les détecter et les manipuler. Dans le travail présenté, nous avons utilisé le spin électronique associé au centre NV (Nitrogen-Vacancy) du diamant comme bit auxiliaire [2, 3]. Grâce à la dépendance de son niveau de photoluminescence en fonction de son état de spin électronique, nous avons pu suivre en temps réel l'évolution de l'état de spins nucléaires individuels voisins. Dans un premier temps, nous avons observé les sauts quantiques d'un spin unique associé à un noyau de ^{13}C , avec une fidélité de lecture excédant 95%. Dans un second temps, en incluant le spin du noyau de l'azote du centre NV [3], nous avons détecté les sauts quantiques de ces deux spins nucléaires [4]. Leurs états sont accessibles en temps réel par mesure projective mono-coup et peuvent être initialisés avec une grande fidélité [4]. Ce registre quantique peut potentiellement être utilisé pour réaliser des boucles de rétroaction quantique ou codes correcteurs d'erreurs simples, ainsi que pour tester la violation des inégalités de Bell sur des spins nucléaires à l'état solide et à température ambiante.

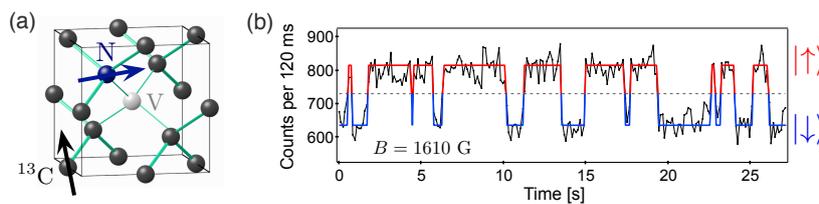


FIGURE 1 : (a) Matrice de diamant représentant un centre NV à proximité d'un ^{13}C . Le centre NV est utilisé comme bit quantique auxiliaire pour observer en temps réel l'état de spin nucléaire du ^{13}C . (b) Evolution temporelle de la photoluminescence du centre NV présentant des sauts quantiques associés au retournement du spin nucléaire du ^{13}C .

RÉFÉRENCES

- [1] B. E. Kane, *Nature* **393**, 133-137 (1998).
- [2] P. Neumann *et al.*, *Science* **329**, 542 (2010).
- [3] P. C. Maurer *et al.*, *Science* **336**, 1283 (2012).
- [4] A. Dréau *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 060502 (2013).

GÉNÉRATION DE PEIGNES EN QUADRATURE PAR CONDITIONNEMENTS HOMODYNES

Jean Etesse¹, Rémi Blandino¹, Bhaskar Kanseri¹ et Rosa Tualle-Brouri^{1,2}

¹ *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris Sud
2 avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau cedex, France*

² *Institut Universitaire de France, 103 boulevard Saint-Michel, 75005 Paris, France*

RÉSUMÉ

Nous présentons ici un protocole simple, utilisant des détections homodynes, permettant la génération d'états quantiques mésoscopiques de la lumière. Avec l'utilisation d'états de Fock à un photon comme ressources du dispositif, nous montrons qu'il est possible de former des états "chat de Schrödinger" optiques de taille et fidélité arbitraires, ainsi que d'autres types d'états, les états peignes en quadrature, que nous décrivons ici.

MOTS-CLEFS : *Optique Quantique ; Variables Continues*

1. INTRODUCTION

Initialement introduits par D. Gottesman *et al.* [1] pour construire des codes correcteurs d'erreurs, les états peignes en quadrature présentent un grand intérêt en optique quantique pour leurs propriétés hautement non classiques. Utilisés dans [2], ils présentent par exemple l'intérêt de pouvoir réaliser une violation importante et sans échappatoires des inégalités de Bell, avec de simples mesures de quadratures. Après avoir décrit le protocole que nous introduisons ici, nous verrons dans un premier temps comment générer des états "chat de Schrödinger" de taille et de qualité arbitraires, pour ensuite nous intéresser à la génération des états peignes.

2. PROTOCOLE DE CROISSANCE DE CHATS

La force du protocole que nous proposons ici repose sur la simplicité aussi bien des états quantiques qu'il utilise que sur les mesures quantiques qu'il requiert. Son principe est le suivant : deux états $|\psi_1\rangle$ et $|\psi_2\rangle$ sont mélangés sur une lame séparatrice 50 :50 et une mesure homodyne suivant la quadrature x est réalisée sur un des deux bras de sortie. Il est ensuite aisé de constater que si cette mesure tombe dans un intervalle $[-\varepsilon, \varepsilon]$ (avec ε petit), on réalise pour le second bras de sortie la transformation $(\psi_1(x), \psi_2(x)) \xrightarrow{\sim} \psi_1(\frac{x}{\sqrt{2}})\psi_2(\frac{x}{\sqrt{2}})$. Nous appellerons ce mélange suivi d'un conditionnement homodyne l'*étage de croissance*. Dans le cas où les deux états $|\psi_1\rangle$ et $|\psi_2\rangle$ sont des états de Fock à un photon, itérer l'étage de croissance k fois permettra de former un état arbitrairement proche (pour de grands k) d'un état chat $|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle$ d'amplitude $\alpha \simeq \sqrt{n}$ comprimé de 3dB [3], avec $n = 2^k$.

La figure 1 (a) montre une proposition d'implémentation de ce protocole pour la génération d'un chat utilisant deux états à un photon : deux cristaux non-linéaires (SPDC) pompés par un faisceau incident génèrent des vides comprimés bimodes (états EPR), dont les deux bras (modes) possèdent le même nombre de photons. Une photodiode à avalanche (APD) sur un des deux bras permet d'éliminer la composante vide de l'autre bras. Pour de faibles puissances de pompes, on peut montrer que cela projette le second bras sur un état à 1 photon avec une bonne approximation. Les deux photons uniques sont ensuite mélangés sur une lame 50 :50 pour réaliser la transformation décrite ci-dessus.

L'état $|\psi_{\text{out}}\rangle$ sera proche d'un état chat comprimé.

3. PROTOCOLE DE GÉNÉRATION DE PEIGNES

En utilisant la même idée que précédemment, on peut montrer que l'application itérée p fois de l'étage de croissance à des chats impairs d'amplitude α et de squeezing s , de fonction d'onde donnée par

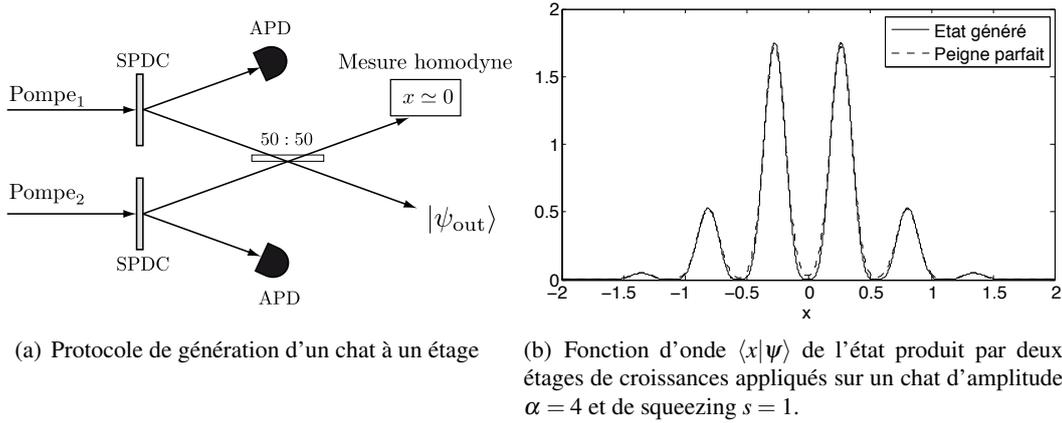


FIGURE 1 : Génération d'états par le protocole de croissance

$\langle x|\psi(\alpha)_-\rangle^s \propto \exp(-sx^2/2) \sin(s\sqrt{2}\alpha x)$, va donner naissance à un peigne de pics en quadrature. L'état alors généré sera proche d'un état peigne parfait :

$$\langle x|\bar{1}\rangle_a^{s,s'} \propto G_{1/s}(x) \sum_k G_{s'}\left(x - \left(k + \frac{1}{2}\right)a\right), \quad (1)$$

avec $G_s := (\pi s^2)^{-1/4} \exp[-x^2/(2s^2)]$, $a = 2^{p/2}a_0$, $a_0 = \pi/(\sqrt{2}s\alpha)$ et $s' = a_0/\pi$.

La figure 1 (b) montre l'allure de la fonction d'onde de l'état que l'on génère comparée à celle d'un état peigne parfait. Dans le cas présenté, la fidélité entre les deux états est de 99,85%.

CONCLUSION

Nous avons présenté un protocole simple basé sur un conditionnement homodyne, qui permet la génération d'états complexes de la lumière, en utilisant comme seule ressource des photons uniques. Les états générés ouvrent des perspectives nouvelles grâce à leur haute non-classicité, comme une violation sans échappatoire des inégalités de Bell [4].

RÉFÉRENCES

- [1] D. Gottesman, A. Kitaev, and J. Preskill, "Encoding a qubit in an oscillator," *Phys. Rev. A*, vol. 64, p. 012310, 2001.
- [2] J. Wenger, M. Hafezi, F. Grosshans, R. Tualle-Brouri, and P. Grangier, "Maximal violation of bell inequalities using continuous variables measurements," *Phys. Rev. A*, vol. 67, p. 012105, 2003.
- [3] A. Ourjoumtsev, H. Jeong, R. Tualle-Brouri, and P. Grangier, "Generation of optical 'Schrödinger cats' from photon number states," *Nature*, vol. 448, pp. 784–786, 2007.
- [4] J. Etesse, R. Blandino, B. Kanseri, and R. Tualle-Brouri, "Proposal for a loophole-free violation of Bell inequalities with a set of single photons and homodyne measurements," *arXiv:1304.2532v1*, 2013.

DISTRIBUTION DE PAIRES DE PHOTONS BASEE SUR LE MULTIPLEXAGE EN LONGUEUR D'ONDE

J. Ghalbouni, E. Diamanti, I. Zaquine

LTCI-CNRS, Télécom ParisTech
46, rue Barrault, 75013 PARIS, France

isabelle.zaquine@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Une solution permettant d'effectuer une distribution multiutilisateur est proposée à partir d'une source unique de paires de photons. Le principe de distribution est basé sur le démultiplexage en longueur d'onde et trois types de démultiplexeurs du commerce sont comparés. Les mesures permettent de prédire la visibilité maximale de la source en fonction de sa brillance. Les tests d'intrication sont en cours.

MOTS-CLEFS : *intrication; DWDM; multiutilisateur.*

1. INTRODUCTION

Les futurs réseaux de communications quantiques, nécessiteront des solutions à coût réduit pour la distribution de paires de photons dans une configuration multiutilisateur [1]. La génération de paires de photons basée sur la fluorescence paramétrique dans les cristaux de PPLN, offre un outil idéal pour de telles solutions. En effet la large bande d'émission des photons générés par ce procédé, permet l'utilisation de démultiplexeurs multicanaux afin de distribuer les paires de photons corrélés à un grand nombre d'utilisateurs. Par conséquent, il est important de s'assurer que les performances du démultiplexeur sont compatibles avec la préservation des corrélations quantiques.

2. DESCRIPTION DU TRAVAIL EXPERIMENTAL

Dans ce contexte, nous avons effectué des expériences de distribution de paires de photons en utilisant 3 types de démultiplexeurs commerciaux, utilisant des technologies différentes : les réseaux de diffraction (DG), les réseaux de guides d'ondes (AWG) et les films diélectriques minces (DTF). Dans notre configuration expérimentale, le faisceau émis par une diode laser DFB continue à 779 nm, de puissance 20 mW, est focalisé dans un cristal de PPLN dopé MgO de 2 cm de long. Les paires de photons générées dans la bande télécom sont couplées dans une fibre monomode, puis séparées par le démultiplexeur. Des photodiodes à avalanche de type InGaAs sont connectées à la sortie des paires de canaux du démultiplexeur, qui sont elles-mêmes symétriques par rapport à la moitié de la fréquence de pompe ν_p . Les largeurs spectrales des canaux ainsi que leur espacement sont de 100 GHz. En mesurant les coups de détection de photons et les coïncidences, on en déduit la brillance de la source (nombre de vraies coïncidences/s) ainsi que la valeur maximale de visibilité attendue pour une source de photons intriqués [2]. En particulier, la visibilité est calculée à partir des coïncidences accidentelles P_{AC} et des vraies coïncidences P_{TC} selon l'équation $V = (1/(1+2P_{AC}/P_{TC}))$. Le rendement de fluorescence paramétrique dans le cristal de PPLN peut-être varié en utilisant une lame demi-onde qui change la polarisation de la pompe.

3. COMPARAISON DES DIFFERENTS DEMULTIPLIXEURS

Nous avons tracé la visibilité maximale en fonction de la brillance (Fig 1) de façon à clairement voir le compromis nécessaire entre les deux paramètres. Nous pouvons ainsi comparer les performances des différentes technologies de démultiplexeurs. Le DTF donne la meilleure performance avec une bonne uniformité entre les 3 couples de canaux. Sa brillance peut même atteindre 85 paires/s pour une visibilité maximale restant supérieure à 0,8. Il est intéressant de relier ce résultat aux caractéristiques du filtre qui peuvent être mesurées avec des signaux classiques. Les paramètres les plus pertinents sont les pertes d'insertion et l'intégrale sur toute la largeur spectrale

du canal, du produit des transmissions T des photons signal et idler $I(\omega_p) = \int \frac{d\omega_s}{2\pi} T(\omega_s) T(\omega_p - \omega_s)$ qui doit être calculée pour chaque couple de canaux et qui dépend de la fréquence de pompe. Elle est maximale dans le cas d'une forme carrée de la courbe de transmission du filtre et pour une fréquence de pompe égale à deux fois la fréquence centrale des 2 canaux. La prise en compte de ces deux paramètres permet d'évaluer la qualité quantique d'une paire de canaux. Nous avons par exemple vérifié que dans le cas de deux paires de canaux de l'AWG, les différences de performances ne proviennent pas des pertes d'insertion mais plutôt de la différence de valeur de I qui est plus grand dans le cas de la paire 22-26 que dans le cas de la paire 23-25. De la même façon, le DG Gaussien a des pertes d'insertion plus faibles que le filtre AWG mais la forme spectrale de sa transmission n'est pas optimale pour la transmission de paires de photons. D'un autre côté, la paire de canaux 22-26 de l'AWG a la même valeur de I que la paire de canaux 22-26 du démultiplexeur DTF, mais est désavantagé par ses fortes pertes d'insertions.

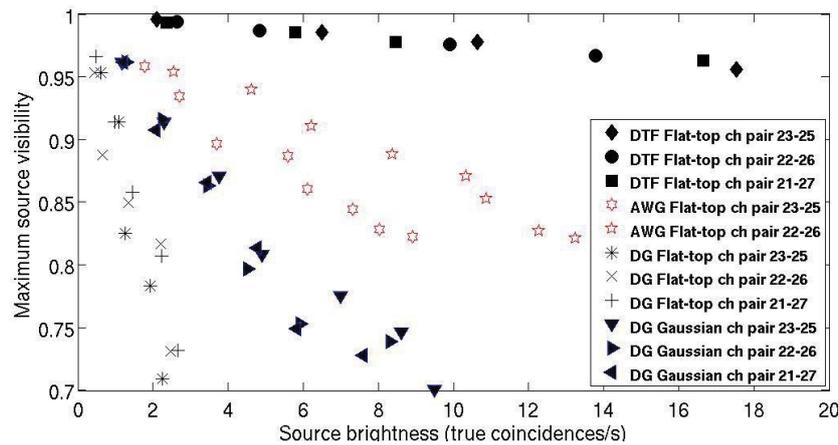


Fig. 1 : Visibilité maximale de source en fonction de la brillance pour différentes paires de canaux des 4 différents démultiplexeurs testés

CONCLUSION

Ce travail peut-être très utile, afin de définir les spécifications d'un démultiplexeur qui peut-être spécifiquement optimisé pour les applications de communications quantiques. D'autre part, un double passage en fluorescence paramétrique basé sur un interféromètre de Michelson a été mis en place afin de générer de l'intrication en polarisation avant que les paires de photons ne soient collectées dans la fibre et séparées par les démultiplexeurs. Afin d'étudier l'impact des démultiplexeurs sur la qualité de l'intrication, nous mesurerons le paramètre de Bell S et comparerons ces résultats aux prévisions ci-dessus.

REFERENCES

- [1] I. Herbauts, B. Blauensteiner, A. Poppe, T. Jennewein, and H. Hübel, "Waveguide source for an on-demand entanglement distribution", CLEO-Europe, Munich (2011).
- [2] Joe Ghalbouni, Imad Agha, Robert Frey, Eleni Diamanti, and Isabelle Zaquine, "Experimental wavelength-division-multiplexed photon-pair distribution", Optics letters **38**, p34, (2013)
- [3] J.-L. Smirr, R. Frey, E. Diamanti, R. Alléaume, and I. Zaquine, "Intrinsic limitations to the quality of pulsed spontaneous parametric down conversion sources for quantum information applications", J. Opt. Soc. Am. B **28**, 832 (2011).

ÉTUDE POMPE-SONDE DE LA RELAXATION D'UN SPIN ÉLECTRONIQUE INDIVIDUEL DANS UN NANOCRISTAL DE DIAMANT

Thomas Hingant^{1,2}, Jean-Philippe Tétienne^{1,2}, Loïc Rondin², Adrien Cavaillès², Jean-François Roch¹, Vincent Jacques^{1,2}

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

² Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, ENS Cachan et CNRS UMR 8537, 94235 Cachan, France

thomas.hingant@ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

Nous décrivons une méthode pompe-sonde permettant d'étudier la relaxation du spin électronique associé à un centre coloré NV individuel dans un nanocristal de diamant. La méthode utilise un seul laser à 532 nm pour exciter le centre NV, dont la photoluminescence (PL) est détectée dans la gamme 600-800 nm (Fig. 1a). Des impulsions laser de quelques microsecondes permettent d'initialiser l'état de spin du centre NV (Fig. 1b), puis de le sonder après un temps d'attente τ variable (Fig. 1c). L'évolution de l'intensité de PL en fonction de τ nous renseigne notamment sur le temps de relaxation longitudinal (T_1) du spin du centre NV (Fig. 1d). Une étude statistique sur des nanocristaux de tailles diverses nous a permis de conclure que la relaxation T_1 est principalement due au bruit magnétique induit par des spins distribués sur la surface du nanocristal. Nous avons également observé la diminution de T_1 suite à l'ajout de molécules paramagnétiques sur la surface des nanocristaux [1].

MOTS-CLEFS : *diamant ; spin ; relaxation ; pompe-sonde*

RÉFÉRENCES

- [1] J.-P. Tétienne, T. Hingant, L. Rondin, A. Cavaillès, L. Mayer, G. Dantelle, T. Gacoin, J. Wrachtrup, J.-F. Roch, V. Jacques, "Spin relaxometry of single nitrogen-vacancy defects in diamond nanocrystals for magnetic noise sensing," *arXiv* :1304.1197v1, 2013.

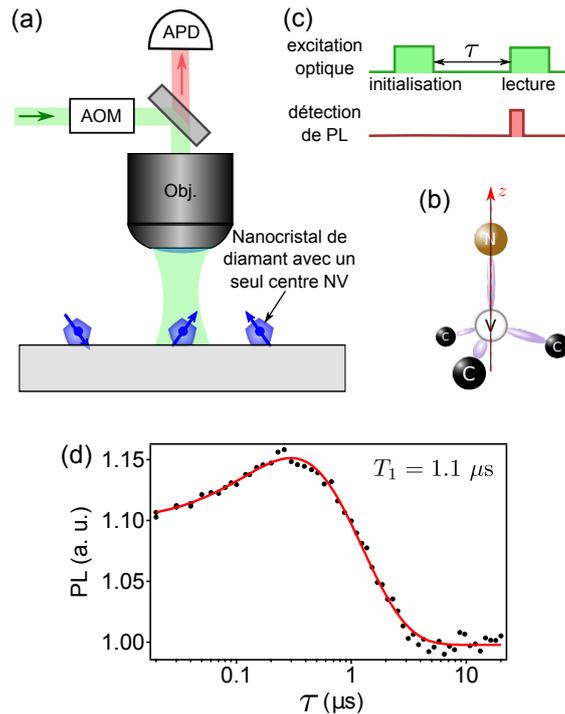


FIGURE 1 : (a) Schéma de l'expérience pour étudier des centres NV individuels dans des nanocristaux de diamant. Les impulsions laser sont générées par un modulateur acousto-optique (AOM) et la photoluminescence (PL) du centre NV est détectée par une photodiode à avalanche (APD). (b) Structure atomique d'un centre NV dans le diamant, qui consiste en un atome d'azote (N) en substitution d'un atome de carbone, adjacent à une lacune (V). (c) Séquence temporelle utilisée pour mesurer le temps de relaxation T_1 de l'état de spin du centre NV : la première impulsion initialise le centre NV dans son état de spin $m_s = 0$, la seconde permet d'observer le retour vers l'équilibre, *i.e.* une superposition statistique des états $m_s = 0, \pm 1$. (d) Intensité de PL en fonction du temps d'attente τ qui précède la lecture. Pour ce centre NV particulier, l'ajustement des données (points) par la courbe théorique (ligne continue) donne un temps T_1 de $1.1 \mu\text{s}$.

NUAGE D'ATOMES FROIDS DE RUBIDIUM POUR LA GÉNÉRATION DE PHOTONS UNIQUES ET LA TÉLÉPORTATION QUANTIQUE

A. Issautier, F. Kaiser, O. Alibart, A. Kastberg et S. Tanzilli

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 7336, Université Nice Sophia Antipolis, 06108 Nice cedex 2, France

Résumé

La communication quantique vise la génération, la distribution et la manipulation cohérente de bits d'information quantique (qbits). Il convient notamment de construire des entités de stockage (mémoires quantiques) pouvant fonctionner aussi bien en régime d'absorption que d'émission de photons uniques. Nous présentons l'élaboration d'une mémoire quantique basée sur un nuage d'atomes froids de rubidium préparé à l'aide d'un double piège magnéto-optique. Le nuage se situe dans une chambre où le taux de collisions avec les atomes du gaz résiduel est négligeable et où les champs magnétiques résiduels sont compensés. Des séquences de refroidissement permettent d'atteindre une température de $8 \mu\text{K}$, pour une épaisseur optique de 4,3. Cette mémoire, utilisée en mode d'émission, constitue une source de photons uniques annoncés que nous couplons actuellement à une source de paires de photons intriqués afin de réaliser une expérience de téléportation.

Mots-clefs : *Atomes froids ; Photons uniques ; Interaction lumière-matière*

1. Introduction

La construction de réseaux de communication quantique sur de longues distances nécessite un transfert lumière-matière fidèle et efficace, afin d'accroître à la fois la portée et le rendement des réseaux considérés [1]. C'est dans ce contexte que nous élaborons une mémoire quantique basée sur un ensemble d'atomes froids de rubidium où l'interaction lumière-matière permet le transfert d'états non-classiques depuis des photons uniques vers l'ensemble atomique et vice versa. En mode d'émission, le protocole de stockage consiste à générer une onde de spin au sein de l'ensemble atomique, puis à la convertir en un photon unique après un délai contrôlable. Pour cela, une fois le nuage préparé, un faisceau d'écriture génère un photon unique par diffusion Raman spontanée dans le nuage, et sa détection annonce la présence d'une onde de spin sur l'ensemble des atomes. Après un délai contrôlable, un faisceau de lecture induit la diffusion Raman inverse, et l'onde de spin est convertie en un photon dans un mode spatio-temporel parfaitement déterminé [1]. Un tel dispositif constitue une source de photons uniques annoncés. La prochaine étape consiste à coupler cette source avec une source de paires de photons intriqués en polarisation, construite autour d'un guide d'ondes non-linéaire intégré et d'un interféromètre de préparation de l'état intriqué [2]. Afin d'obtenir un processus de génération efficace et cohérent [3, 4], nous avons préparé un nuage d'atomes atteignant de basses températures, possédant une grande épaisseur optique et dont l'environnement est très bien contrôlé (en terme de champs magnétiques et de gaz d'atomes résiduels).

2. Préparation du nuage d'atomes froids de rubidium

L'ensemble atomique de rubidium est créé par le biais d'un double piège magnéto-optique (MOT) constitué de deux chambres à vides séparées par un étage de pompage différentiel. La première chambre permet de charger et de refroidir un nuage d'atomes dans un MOT depuis une vapeur atomique à température ambiante. Les atomes sont ensuite transférés dans une deuxième chambre, celle de science, au moyen d'un faisceau laser, puis sont refroidis dans un second MOT. Ce dispositif expérimental permet de maximiser le nombre d'atomes dans le second piège

grâce à des chargments multiples, tout en garantissant un ultra-vide poussé dans la chambre de science ($p \sim 10^{-10}$ mbar). Le temps de vie du second piège est de l'ordre de 15 s, ce qui indique un taux de collision négligeable entre les atomes du support de stockage et ceux du gaz résiduel. Une fois le second nuage formé, des séquences de refroidissement supplémentaires permettent d'atteindre des températures sub-Doppler. La température cinétique du nuage se mesure à l'aide d'un système de détection de temps de vol [5]. Grâce à ce dispositif, nous avons optimisé les séquences temporelles de refroidissement et obtenu une température de $8 \mu\text{K}$, ce qui correspond parfaitement à la gamme de températures désirée pour la mémoire. De plus, cette seconde méthode est très sensible aux champs magnétiques résiduels autour de la chambre à vide, tels que le champ magnétique terrestre. Elle permet donc de compenser très finement les champs résiduels, afin d'éviter toute levée de dégénérescence des niveaux atomiques susceptible de perturber le stockage quantique ainsi que le refroidissement. L'épaisseur optique du nuage est également une propriété importante puisqu'elle est reliée à l'efficacité du protocole de stockage. Dans notre cas, nous avons obtenu une épaisseur optique de 4,3, ce qui correspond à 10^7 atomes piégés pour une densité de 10^{10} atomes/cm³.

3. Source de photons uniques et expérience de téléportation

Actuellement, nous mettons en place les faisceaux d'écriture et de lecture du protocole de stockage pour la réalisation d'une source de photons uniques. L'étude de la statistique des photons émis durant la création de l'onde de spin est une première étape sur laquelle nous travaillons. Les photons sont générés par l'ensemble atomique à 795 nm et seront ensuite convertis aux longueurs d'onde télécom, via une interface cohérente basée sur la génération de différence de fréquence dans un second guide d'ondes non-linéaire. Le couplage d'un photon issu de l'ensemble atomique avec les photons provenant d'une source intégrée à 1560 nm [2] permettra de réaliser un embryon de réseau quantique hybride grâce à un protocole de téléportation.

Conclusion

En conclusion, ce système de double piège magnéto-optique nous permet de créer un nuage d'atomes froids présentant des conditions propices à l'établissement d'une mémoire quantique. Le nuage se situe dans une chambre où le taux de collisions avec les atomes du gaz résiduel est négligeable et où les champs magnétiques résiduels sont compensés. La température des atomes est très basse pour une grande épaisseur optique, ce qui permet d'atteindre des bonnes efficacités et fidélités de stockage. Cette mémoire, utilisée en mode d'émission, constitue une source de photons uniques annoncés que nous couplons actuellement à une source de paires de photons intriqués afin de réaliser une expérience de téléportation.

Nous remercions la Délégation Générale de l'Armement pour son soutien financier.

Références

- [1] L.-M. Duan *et al.*, "Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics," *Nature*, vol. 414, pp. 413–418, 2001.
- [2] F. Kaiser, A. Issautier, L.-A. Nghah, O. Alibart, A. Martin, and S. Tanzilli, "A versatile source of polarization entangled photons for quantum network applications," *Laser Phys. Lett.*, vol. 10, p. 045202, 2013.
- [3] B. Zhao *et al.*, "A millisecond quantum memory for scalable quantum networks," *Nature Phys.*, vol. 5, pp. 95–99, 2009.
- [4] R. Zhao *et al.*, "Long-lived quantum memory," *Nature Phys.*, vol. 5, pp. 100–104, 2009.
- [5] H. Hagman *et al.*, "Assessment of a time-of-flight detection technique for measuring small velocities of cold atoms," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, pp. 083 109–083 109–9, 2009.

A VERSATILE SOURCE OF POLARIZATION ENTANGLED PHOTONS FOR QUANTUM NETWORK APPLICATIONS

F. Kaiser, A. Issautier, L. A. Ngah, O. Alibart, A. Martin*, and S. Tanzilli

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

*Currently with the Group of Applied Physics, University of Geneva, Switzerland

Résumé

We report a versatile polarization entangling scheme based on a high-brilliance nonlinear waveguide associated with an advanced time-bin to polarization entanglement observable transcriber. We show that single photon bandwidths ranging from 25 MHz to 1 THz can be manipulated, addressing a large variety of current quantum network applications. We demonstrate such a versatility by violating, by large amounts, the Bell inequalities for 3 different bandwidths: 25 MHz, 500 MHz, and 100 GHz.

Mots-clefs : *Entanglement; Quantum network, cryptography, and storage*

1. Entanglement for quantum network applications at telecom wavelengths

Entanglement is a key resource for fundamental tests of quantum physics [1] as well as for modern quantum information protocols, including cryptography [2], relays [3] and repeaters [4].

The association of standard low-loss optical fibers and reliable guided-wave components makes it possible to generate and distribute photonic entanglement in the telecom C-band of wavelengths (1530-1565 nm). In addition, entanglement can be easily produced by spontaneous parametric down-conversion (SPDC) in nonlinear crystals. Usual observables are time-bin and polarization, the latter being associated with simpler experimental apparatus and adapted to heralded quantum memories [5].

Today's quantum network applications follow two main routes. On one hand, exploiting the full spectral bandwidth of the paired photons created by SPDC enables dense wavelength division multiplexed (WDM) quantum cryptography [2]. On the other hand, adapting the photon spectral bandwidth to the absorption bandwidths of currently developed quantum memory devices opens the way to quantum storage applications. Telecom photons are used to create and distribute, and quantum memories to store, entanglement [4]. Compared to the ~ 1 THz bandwidth generally available from SPDC, quantum memory spectral acceptances range from a few MHz (cold atomic ensembles [5, 6]) to a few GHz (solid-state devices [7] or hot atomic vapors [8]).

In the following, we discuss a versatile polarization entangling scheme based on an advanced time-bin to polarization observable transcriber that can be applied to photon bandwidths ranging from 25 MHz to 1 THz. We demonstrate such a versatility by violating, by large amounts, the Bell inequalities for 3 different bandwidths : 25 MHz, 500 MHz, and 100 GHz.

2. Fully guided-wave approach for manipulating polarization two-photon states

The setup of the the source is shown in FIGURE 1. A highly efficient type-0 PPLN waveguide

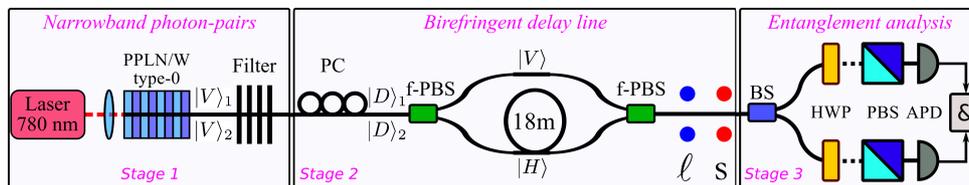


FIGURE 1 : Experimental setup. Starting with a nonlinear waveguide photon-pair generator, the spectral bandwidth can be chosen at will using a filter (stage 1). Polarization entanglement is engineered using an advanced observable transcriber based on a Mach-Zehnder type interferometer (stage 2). The entanglement quality is measured with a standard Bell test apparatus (stage 3) oriented in the diagonal basis (see results in FIGURE 2).

is pumped by a stabilized 780 nm laser (stage 1). Here, vertically polarized ($|V_1, V_2\rangle$) paired photons are produced by SPDC at 1560 nm, and collected by a single mode fiber. At this stage no polarization entanglement is available. In order to engineer entanglement, the paired photons are rotated to diagonal states ($|D_1, D_2\rangle$) using a polarization controller (PC) and sent to the transcriber (stage 2). More precisely, the $|D_1, D_2\rangle$ paired photons are sent to an actively stabilized unbalanced Mach-Zehnder

interferometer arrangement made of two fiber polarizing beam splitters (f-PBS) and polarization maintaining fibers. The path length difference is of 18 m, meaning that the $|H\rangle$ polarization component is delayed by 76 ns compared to the $|V\rangle$ counterpart. Post-selecting simultaneously exiting photons leads to the polarization entangled state $|\Phi(\phi)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H_1, H_2\rangle + e^{i\phi}|V_1, V_2\rangle)$. More generally, the probability amplitudes and the phase ϕ of the state are easily accessible by controlling the input polarization state and by fine tuning of the fiber length of the transcriber, respectively. Therefore, any state of the form $\alpha|H_1, H_2\rangle + e^{i\phi}\beta|V_1, V_2\rangle$ can be achieved, including the four maximally entangled Bell states.

The time separation of 76 ns between the $|H, H\rangle$ and $|V, V\rangle$ components of the state enables filtering the paired photons down to a bandwidth of 25 MHz, which corresponds to a coherence time of 18 ns. This makes our configuration versatile in the sense that the bandwidth can be chosen at will between 25 MHz and 2 THz (natural emission bandwidth of our crystal). To demonstrate this versatility, we take advantage of 3 different filters, *i.e.* of 100 GHz (standard telecom-channel WDM), 540 MHz, and 25 MHz. The first filter is rather broad, but can be advantageously utilized for dense-WDM quantum cryptography applications. The two narrower ones are adapted to quantum storage, since they match the absorption bandwidths of some solid-state (~ 100 MHz) and cold-atom (~ 10 MHz) based quantum memories, respectively. Note that these are phase-shifted fiber Bragg grating filters.

3. Measured entanglement qualities and brightness

The source quality is measured by violating the Bell inequalities using a standard apparatus (half waveplate + PBS (stage 3)). As shown in FIGURE 2, net visibilities close to unity ($> 99\%$) are obtained, for the 3 filters, when the measurement apparatus is set in the diagonal basis and the phase ϕ in the transcriber is scanned over 2π . These results are signatures of very high-quality entangled states and indicate the relevance of our approach. Moreover, the brightness achieved with this source is of ~ 300 pairs created/(s · mW · MHz), which stands for, together with the entanglement quality, to a new state-of-the-art reference [9].

To render the source compatible with current quantum memories, the wavelength of the photons can be converted coherently from the telecom to the visible range [6, 10], where most quantum memories operate. Our approach should therefore play an important role in future quantum network applications combining telecom photons, quantum memories, and, depending on the memory devices, wavelength converters. With broader bandwidths (~ 100 GHz), our source can also be applied to dense-WDM, entanglement-based, quantum cryptography using the standard ITU telecom channels. Eventually, this source can also produce any of the four Bell states using the phase control in the transcriber and an additional half waveplate placed on the path of one of the output photons.

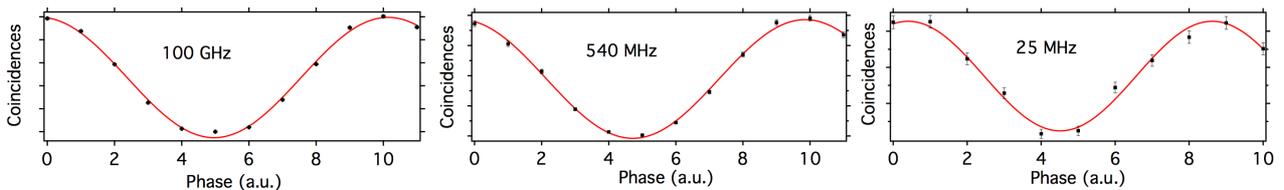


FIGURE 2 : Violations of the Bell inequalities when performing a phase scan in the diagonal basis showing $V_{net} > 99\%$ for the 3 filters, without any background correction. Note that comparable visibilities are also obtained when performing standard Bell inequality measurements for the polarization observable [9].

The authors acknowledge financial supports from MENRT, MARA, ANR e-QUANET, FP7-FET QUANTIP, CNRS, UNS, Région PACA, and the Fondation iXCore pour la Recherche.

Bibliography

- [1] F. Kaiser *et al.*, Science **338**, 637 (2012).
- [2] N. Gisin *et al.*, Rev. Mod. Phys. **74**, 145 (2002).
- [3] P. Aboussouan *et al.*, Phys. Rev. A **81**, 021801(R) (2010).
- [4] N. Sangouard *et al.*, Rev. Mod. Phys., **83**, 33 (2011).
- [5] H. Tanji *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 043601 (2009).
- [6] Y. O. Dudin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 260502 (2010).
- [7] C. Clausen *et al.*, Nature **469**, 508 (2011); E. Saglamyurek *et al.*, Nature **469**, 512 (2011).
- [8] K. F. Reim *et al.*, Nature Photon. **4**, 218 (2010).
- [9] F. Kaiser *et al.*, Laser Phys. Lett. **10**, 045202 (2013).
- [10] S. Tanzilli *et al.*, Nature, **437**, 116 (2005).

Détermination de l'orientation d'un nanoémetteur individuel par analyse en polarisation

C. Lethiec¹, J. Laverdant², C. Javaux³, B. Dubretre³, C. Schwob¹, L. Coolen¹, A. Maître¹

1. *Université Pierre et Marie Curie, Institut des NanoSciences de Paris UMR 7588, 4 place Jussieu, place Jussieu, 75005 Paris, France*

2. *LPMCN, Université de Lyon, Université Lyon-1, Villeurbanne, France*

3. *Laboratoire de Physique et d'Etude des Matériaux, ESPCI, UPMC, CNRS, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris, France*

agnes.maitre@insp.jussieu.fr

Résumé

Le contrôle de l'orientation d'un dipôle émetteur est nécessaire pour coupler efficacement son émission à une structure photonique ou plasmonique. Contrôler l'orientation de dipôles reste cependant un challenge expérimental. De nombreuses expériences reposent sur la réalisation d'un grand nombre d'échantillons dans le but d'aboutir à une structure couplée à un dipôle aligné suivant la direction désirée. Afin d'éviter de recourir à des réalisations basées sur des statistiques statistiques, la connaissance de la nature de l'émetteur (simple ou double dipôle) ainsi que celle de son orientation sont cruciales pour assurer une approche déterministe. Nous proposons dans cet article une méthode permettant de déterminer la nature et la polarisation d'un nanoémetteur par des analyses de polarisation de son émission [1].

Mots-clés : *nanoémetteur, dipôle, polarisation, orientation*

Un nanoémetteur peut être décrit soit comme un dipôle émetteur simple (par exemple une molécule), soit comme la somme incohérente de deux dipôles orthogonaux (nanocristaux de CdSe/CdS par exemple) – généralement appelé dipôle 2D [2]. Par analogie, des sphères en latex de 200nm de diamètre remplies de colorants peuvent être modélisées comme un dipôle 3D (somme de trois dipôles incohérents). Les propriétés d'émission – en termes de dynamique, de polarisation et de diagramme d'émission - d'un nanoémetteur unique couplé à une structure photonique dépendent de la dimensionnalité de l'émetteur ainsi que de son orientation dans la structure. La « dimensionnalité du dipôle » d'un émetteur donné est déterminée par une étude expérimentale de la polarisation de l'émission d'une collection statistique de plusieurs centaines d'émetteurs individuels d'orientation aléatoire [3]. La valeur de l'anisotropie de polarisation, définie comme $(I_x - I_y)/(I_x + I_y)$ où x et y se réfèrent à deux directions de polarisation orthogonales, est limitée par des valeurs extrêmes dépendant de la dimensionnalité du dipôle. Pour un émetteur situé à une interface air/verre, les simulations montrent que l'anisotropie ne peut excéder une valeur de 0,7 pour un dipôle 1D et 0,4 pour un dipôle 2D.

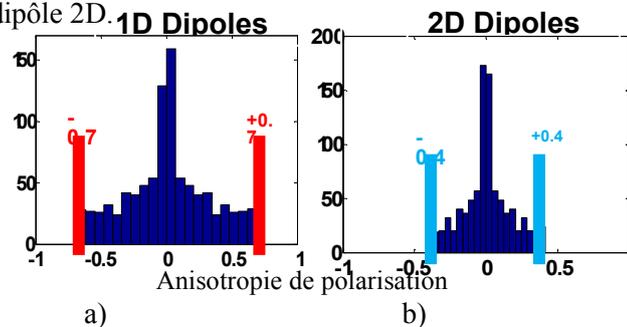


Fig 1: simulations de la distribution de l'anisotropie de polarisation pour des dipôles 1D (a) et 2D (b), distribution expérimentale de l'anisotropie de polarisation pour des nanocristaux de CdSe/CdS (c).

Nous avons appliqué cette étude statistique de la distribution d'anisotropie de polarisation sur une collection de trois types de nanoémetteurs : des nanocristaux de CdSe/ZnS (Invitrogen), des nanocristaux de CdSe/CdS et des nanorods de CdSe/CdS. Nous avons alors montré que les analyses d'anisotropie de polarisation pour les nanocristaux de CdSe/CdS révèlent clairement la signature d'un dipôle 2D (Fig.1 a). Pour les nanocristaux de CdSe/ZnS en revanche, l'histogramme d'anisotropie de polarisation (Fig.1 b) est moins clair et suggère une population hétérogène 1D/2D. Pour les nanorods de CdSe/CdS enfin, l'analyse d'anisotropie de polarisation indique une signature de dipôles 1D, comme il l'avait été suggéré précédemment par des mesures de degré de polarisation [4].

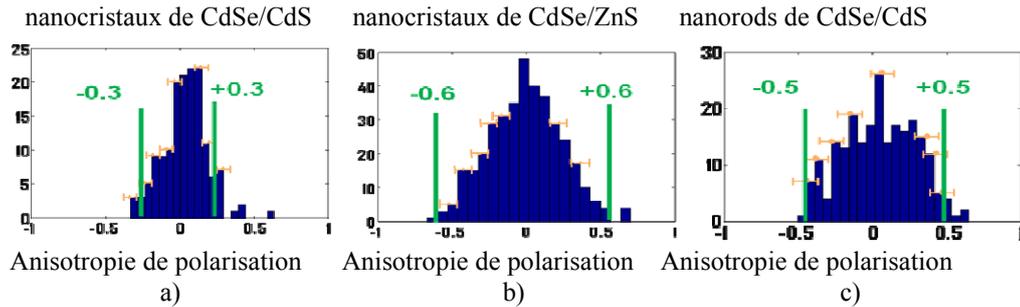


Fig 2 : distributions expérimentales de l'anisotropie de polarisation pour des nanocristaux de CdSe/ZnS (a), de CdSe/CdS (b) et des nanorods de CdSe/CdS (c).

Une fois que la dimensionnalité de l'émetteur, à l'échelle individuelle, est connue, l'analyse polarimétrique de l'émission d'un émetteur par rotation d'un polariseur/analyseur permet de connaître son orientation.

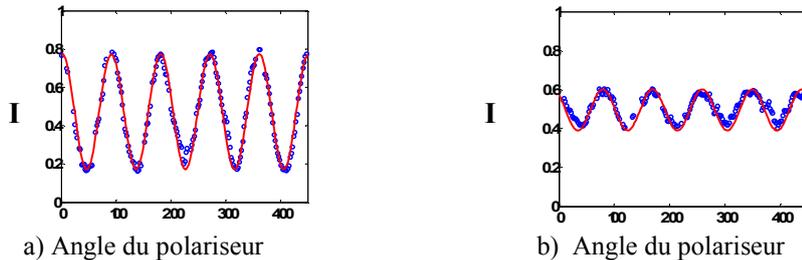


Fig 3: intensité transmise à travers le polariseur pour un nanoémetteur unique en fonction de l'angle du polariseur. En rouge: la simulation, en bleu: les points expérimentaux. a) nanorod de CdSe/CdS (dipôle 1D), b) nanocristaux de CdSe/CdS (dipôle 2D).

En effet, la phase de la courbe sinusoïdale donne l'information sur l'orientation azimutale et le contraste fournit l'angle polaire du dipôle par rapport à l'axe perpendiculaire à l'interface.

Cette méthode de détermination de l'orientation du dipôle par analyse de polarisation est complémentaire de la microscopie défocalisée. Elle présente l'avantage d'apporter des informations dans les cas où la microscopie défocalisée n'est pas adaptée (par exemple, un dipôle 2D proche d'une interface métallique a un diagramme de rayonnement qui varie très peu avec son orientation).

[1] C. Lethiec et al, *Three-dimensional orientation measurement of a single fluorescent nanoemitter by polarization analysis*, Arxiv (2013)

[2] S. A. Empedocles et al, *"Three-dimensional orientation measurements of symmetric single chromophores using polarization microscopy"*, Nature **399**, 126 (1999)

[3] I. Chung, et al, *"Room temperature measurements of the 3D orientation of single CdSe quantum dots using polarization microscopy"*, Proc. Nat. Ac. Sci. **100**, 405 (2003)

[4] F. Pisanello, et al, *"Room temperature-dipolelike single photon source with a colloidal dot-in-rod"*, Appl. Phys. Lett. **96**, 033101 (2010)

OPTOMÉCANIQUE AVEC UNE MEMBRANE À CRISTAL PHOTONIQUE

K. Makles¹, T. Antoni^{1,2}, A. Kuhn, R. Braive^{2,3}, S. Deléglise¹, T. Briant¹, P-F Cohadon¹,
I. Robert-Philip² and A. Heidmann¹

¹ Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-ENS-CNRS, Case 74,
4 place Jussieu, F75252 Paris Cedex 05, France

² Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, LPN -CNRS, UPR 20,
20 route de Nozay, F91460 Marcoussis, France

³ Université Paris Diderot, F75205 Paris Cedex 13, France

RÉSUMÉ

Nous présentons une nouvelle génération de dispositif pour l'optomécanique, conçue pour atteindre et observer l'état quantique fondamental d'un résonateur mécanique mésoscopique. Il combine la haute réflectivité d'un cristal photonique, un bon facteur de qualité mécanique ainsi que la faible masse d'une nanomembrane.

MOTS-CLEFS : *optomécanique, cristaux photoniques, nonlinéarité.*

1. INTRODUCTION

Le couplage optomécanique entre un miroir mobile et les fluctuations quantiques d'un laser qui se réfléchit sur celui-ci est apparu dans les années quatre-vingt dans le contexte de la détection interférométrique des ondes gravitationnelles. Depuis, plusieurs schémas impliquant une cavité à miroir mobile soumis à la pression de radiation ont été proposés pour détecter les fluctuations quantiques de position d'un résonateur mécanique.

Cette détection du mouvement de point zéro d'un oscillateur mécanique nécessite :

- Une faible masse et un facteur de qualité mécanique élevé (facteur Q), afin d'améliorer la sensibilité mécanique aux fluctuations quantiques
- Une fréquence de résonance mécanique élevée (du MHz au GHz) et une température suffisamment basse (de l'ordre de la centaine de μK) afin d'éviter toute contribution thermique aux fluctuations de position.

Cette plage de température est seulement atteignable en combinant les techniques de refroidissement cryogénique et actif telles que le refroidissement laser ou le refroidissement par amortissement visqueux à l'aide d'une boucle de contre-réaction.

2. LES NANOMEMBRANES À CRISTAUX PHOTONIQUES

Les membranes suspendues à cristaux photoniques (Fig. 1) semblent être des candidats prometteurs pour une telle application, combinant les caractéristiques optiques et mécaniques requises. En effet, la plupart des dispositifs optomécaniques sont revêtus de miroirs diélectriques multicouches et souffrent d'une réduction de leur facteur de qualité mécanique ainsi que d'une grande masse dus à ce revêtement. Dans notre système, la réflectivité élevée est assurée par un cristal photonique qui est conçu pour avoir une réflexion en incidence normale presque totale. L'absence de revêtement diélectrique permet d'avoir une masse de l'ordre de 100 pg [1]. Pour construire une cavité avec un si

petit système ($30 \times 30 \mu\text{m}^2 \times 260 \text{ nm}$), une très petite taille de faisceau optique ($3 \mu\text{m}$) est nécessaire. Nous avons donc développé des miroirs de couplage de faible rayon de courbure intégrés dans une cavité de $100 \mu\text{m}$ de longueur. La sensibilité de la détection de ce système optomécanique est de $10^{-16} \text{ m} / (\text{Hz})^{1/2}$, ce qui nous permet d'observer le bruit thermique de notre membrane (Fig. 2). Cette sensibilité est aussi théoriquement suffisante pour observer ses fluctuations quantiques.

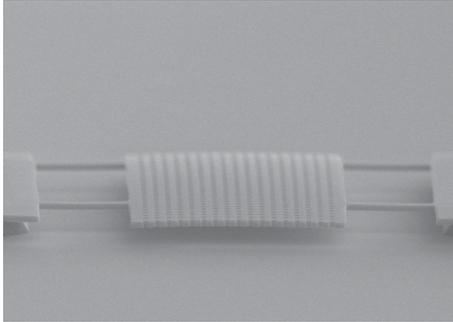


Fig. 1 Image MEB du système nano-mécanique.

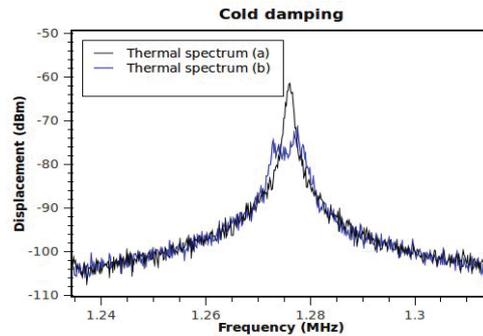


Fig. 2 Bruit thermique du mode fondamental avec (a) et sans (b) boucle de refroidissement actif.

Afin de réduire la température effective de la membrane, nous développons actuellement une boucle de rétroaction (Fig. 2). Comme tout refroidissement actif repose sur l'ajout d'une force d'amortissement visqueux et en conséquence réduit le facteur Q du résonateur, il est alors crucial de concevoir un dispositif avec une très grande qualité mécanique. Différentes géométries, matériaux et contraintes de membranes ont été testés. Nous avons pu améliorer nos structures jusqu'à atteindre un facteur Q de 20 000 à température ambiante et 65 000 à 20 K. De plus, la très faible taille de la nanomembrane donne lieu à un comportement fortement non linéaire, en raison de l'apparition de contraintes générées par la grande amplitude des déplacements. Nous avons observé [2] une bistabilité statique ainsi que des effets dynamiques comme la production par conjugaison de phase de bandes latérales mécaniques ou encore le couplage de modes mécaniques. Ces effets pourraient être utilisés par exemple pour stabiliser la fréquence de l'oscillateur mécanique.

CONCLUSION

Nous avons réalisé et optimisé une nanomembrane à cristal photonique dans le but de l'utiliser comme miroir de fond d'une cavité Fabry-Perot et ainsi de pouvoir observer ses fluctuations quantiques dans son état fondamental. De plus, nous avons caractérisé son comportement non linéaire de façon statique puis dynamique, en mettant en évidence la bistabilité de la réponse ainsi que la génération de conjugué de phase.

RÉFÉRENCES

- [1] Antoni T., Kuhn A. G., Briant T., Cohadon P.-F., Heidmann A., Braive R., Beveratos A., Abram I., Le Gratiet L., Sagnes I. and Robert-Philip I., Deformable two-dimensional photonic crystal slab for cavity optomechanics, *Opt. Lett.* **36**, 3434 (2011).
- [2] Antoni T. , Makles K., Braive R., Briant T., Cohadon P-F, Sagnes I., Robert-Philip I. and Heidmann A. Nonlinear mechanics with suspended nanomembranes, *EPL* **100**, 68005 (2012).

CROSS TIME-BIN PHOTONIC ENTANGLEMENT FOR QUANTUM KEY DISTRIBUTION

A. Martin^{1,5}, F. Kaiser¹, A. Vernier^{1,6}, A. Beveratos², V. Scarani^{3,4}, and S. Tanzilli¹

¹ *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 6622, Université de Nice – Sophia Antipolis, Parc Valrose, Nice Cedex 2, France.*

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

³ *Centre for Quantum Technologies, National University of Singapore, 3 Science Drive 2, Singapore 117543.*

⁴ *Department of Physics, National University of Singapore, 2 Science Drive 3, Singapore 117542.*

⁵ *Currently at : Group of Applied Physics, University of Geneva, CH-1211 Geneva 4, Switzerland*

⁶ *Currently at : Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud, Campus Polytechnique, 91127 Palaiseau Cedex, France*

sébastien.tanzilli@unice.fr

RÉSUMÉ

We report the realization of a fiber-coupled time-bin entangled photon-pair source at 1538 nm. Unlike previous time-bin sources based on type-0 spontaneous parametric down conversion [1], our approach takes advantage of cross-polarized paired photons generated in a type-II periodically poled lithium niobate waveguide (PPLN/W) [2]. As depicted in FIGURE 1, we use a fibered birefringent delay line (BDL) in a Michelson configuration to introduce a controllable delay between the paired photons. After the BDL, these photons are separated by a polarizing beam splitter (PBS) at 45° and sent to Alice and Bob. This way we create the non common time-bin entangled Bell state $|\Psi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|sl\rangle - |ls\rangle]$, where s and l represent the short and long time-bins, respectively.

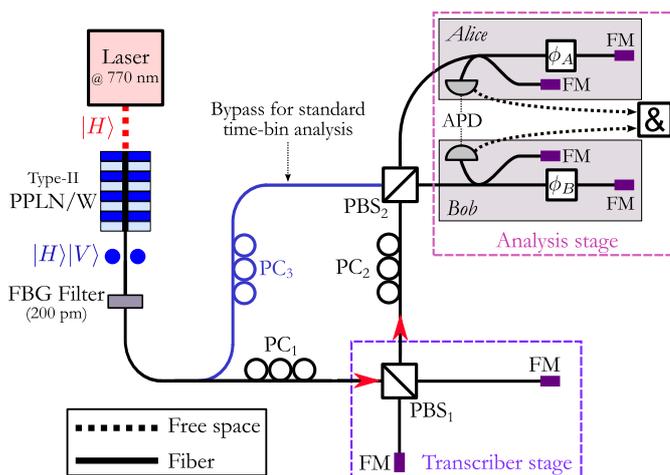


FIGURE 1 : Experimental set-up. (PC : polarization controller; FPBS : fibered polarizing beam-splitter; F : Faraday mirror; BS : beam-splitter; APD : avalanche Photo Diode; & : And-gate.)

The entanglement analysis is performed using two equally unbalanced interferometers in a Franson configuration [3, 1]. As shown in FIGURE 2, the coincidence histogram, obtained as a function of

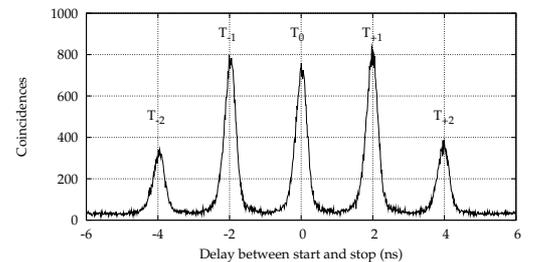


FIGURE 2 : Coincidence histogram for the $|\Psi^+\rangle$ state.

the time delay between the photon detection on Alice's and Bob's sides, presents five peaks. As for a standard time-bin source, we observe two photon interference in the central peak labelled T_0 , where the coincidence rate follows the relation $R_c^{T_0} \propto \cos^2 \frac{\phi_A - \phi_B}{2}$, where ϕ_A and ϕ_B are the phases accumulated in the analysis interferometers of Alice and Bob, respectively. However, in the CW regime, two photon interference can also be observed in the two adjacent side peaks, labelled $T_{\pm 1}$, which follow for both peaks the relation $R_c^{T_{\pm 1}} \propto \cos^2 \frac{\phi_A + \phi_B}{2}$. As shown in FIGURE 3, we observe a violation of the Bell's inequalities for the three coincidence peaks T_{-1} , T_{+1} , and T_0 with net (raw) visibilities exceeding $97 \pm 3\%$ ($87 \pm 2\%$). The phase relation of the interference patterns between $T_{\pm 1}$ and T_0 is directly given by the phase ϕ_B . Note that 75% of the coincidence events show therefore entanglement, compared to 50% for standard time-bin realizations.

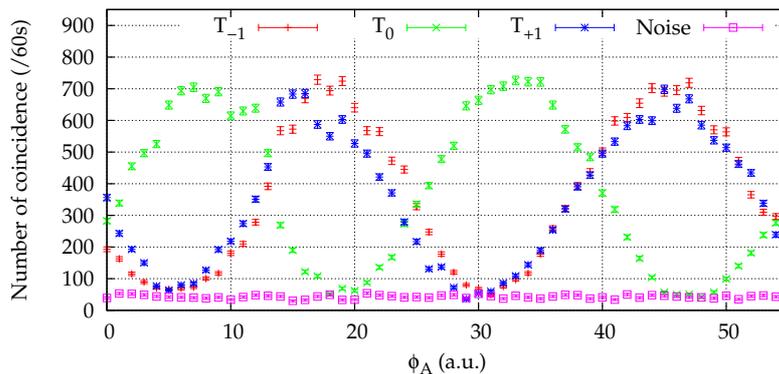


FIGURE 3 : Bell tests for $T_{\pm 1}$ and T_0 as a function of ϕ_A , for $\phi_B \approx \frac{\pi}{2}$.

We emphasize the simplicity of this source, as it is based essentially on standard telecommunication components. In addition, the phase insensitivity of our state preparation scheme makes it ideal for time-bin based quantum cryptography [4]. Moreover, this source can be operated in either the CW or the pulsed regimes without any experimental modification [5].

ACKNOWLEDGEMENT

The authors thank W. Sohler and H. Herrmann for providing the PPLN waveguide and for fruitful discussions. Financial support is acknowledged from the CNRS, the Conseil Régional PACA, the French Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche (MESR), the European program ERA-SPOT "WASPS", as well as from the Ministry of Education and the National Research Fund of Singapore.

- [1] S. Tanzilli, W. Tittel, H. De Riedmatten, H. Zbinden, P. Baldi, M. DeMicheli, D. Ostrowsky, and N. Gisin, "PPLN waveguide for quantum communication," *Eur. Phys. J. D*, no. 2, pp. 155–160, 2002.
- [2] A. Martin, A. Issautier, H. Herrmann, W. Sohler, D. B. Ostrowsky, O. Alibert, and S. Tanzilli, "A polarization entangled photon-pair source based on a type-II PPLN waveguide emitting at a telecom wavelength," *New J. Phys.*, vol. 12, p. 103005, 2010.
- [3] J. Franson, "Bell inequality for position and time," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 62, no. 19, pp. 2205–2208, 1989.
- [4] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, "Quantum cryptography," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 74, no. 1, pp. 145–195, 2002.
- [5] A. Martin, F. Kaiser, A. Vernier, A. Beveratos, V. Scarani, and S. Tanzilli, "Cross time-bin photonic entanglement for quantum key distribution," *Phys. Rev. A*, vol. 87, no. 2, p. 020301, 2013.

MESURE SPATIALE 2-D DU PARADOXE EINSTEIN-PODOLSKY-ROSEN DANS DES IMAGES DE FLUORESCENCE PARAMÉTRIQUE DE TYPE II

Joé Mougín-Sisini, Paul-Antoine Moreau, Eric Lantz and Fabrice Devaux

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

joe.mougin@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Nous avons montré une intrication type E.P.R., par une détection purement spatiale de corrélations quantiques en champ proche et lointain, de photons générés en fluorescence paramétrique de type II dans un cristal de B.B.O.. Les images plein champ sont réalisées à l'aide d'une caméra E.M.C.C.D. (Electron-Multiplying C.C.D.) en régime de comptage de photons. Les données sont utilisées sans post-sélection et l'on obtient une violation des inégalités d'Heisenberg en utilisant les incertitudes sur la position des photons de chaque paire en champ proche et lointain sur les deux dimensions transverses du plan de détection. On obtient ainsi une démonstration du paradoxe E.P.R. dans sa forme originale : position-impulsion.

MOTS-CLEFS : *Paradoxe E.P.R. ; Intrication*

1. PRÉSENTATION

En 1935, Einstein, Podolsky and Rosen (EPR) proposent une *gedanke experiment* [1] dans laquelle deux particules intriquées sont séparées. Ils ont montré que la mécanique quantique prédit qu'elles ont des positions et des impulsions parfaitement corrélées. La fluorescence paramétrique permet d'obtenir des paires de photons intriqués afin de réaliser un système très proche de celui originalement considéré.

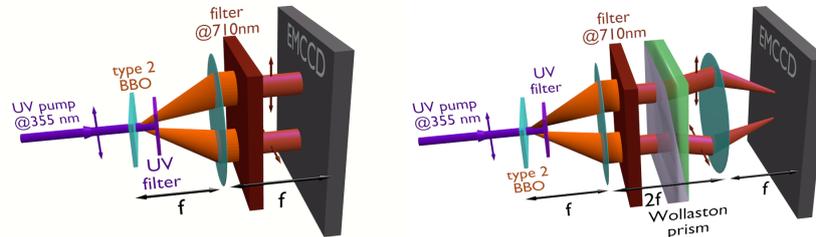


FIGURE 1 : Montages expérimentaux en champ lointain (à gauche) et en champ proche (à droite).

2. RÉSULTATS

Les résultats obtenus [2] donnent un facteur de violation de 4 :

$$\Delta_r^2 \times \Delta_p^2 = (1,89 \pm 0,09) \times (2,11 \pm 0,07) = (0,06 \pm 0,01) \hbar^2 < \frac{\hbar^2}{4}$$

RÉFÉRENCES

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, "Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?" *Phys. Rev.*, vol. 47, pp. 777–780, May 1935. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.47.777>
- [2] P.-A. Moreau, J. Mougín-Sisini, F. Devaux, and E. Lantz, "Realization of the purely spatial einstein-podolsky-rosen paradox in full-field images of spontaneous parametric down-conversion," *Phys. Rev. A*, vol. 86, p. 010101, Jul 2012. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.86.010101>

OPTOMÉCANIQUE EN CAVITÉ AVEC DES MICROMIROIRS

L. Neuhaus, S. Zerkani, A.G. Kuhn, J. Teissier, D. Garcia-Sanchez, S. Deléglise, P.-F. Cohadon, T. Briant, A. Heidmann

Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-ENS-CNRS, Case 74, 4 place Jussieu, F75252 Paris, France

neuhaus@spectro.jussieu.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons nos récents progrès vers la détection optique du mouvement de point-zéro d'un résonateur mécanique en quartz ayant une masse effective de l'ordre du microgramme. Nous discutons également de l'optimisation de notre système pour atteindre son état quantique fondamental grâce à un système de refroidissement combinant cryogénie de dilution et refroidissement optique.

MOTS-CLEFS : *optomécanique, micro-miroir, Fabry-Perot, quartz*

1. INTRODUCTION

De récentes expériences ont confirmé la validité de la mécanique quantique avec des systèmes mécaniques mésoscopiques ayant des masses pouvant atteindre plusieurs picogrammes [1, 2, 3]. L'étude expérimentale des mécanismes de décohérence dans de tels systèmes macroscopiques peut contribuer à mettre en évidence des corrections de la mécanique quantique pour des objets massifs [4, 5, 6]. Nous avons conçu un système optomécanique dont la masse effective est proche de la masse de Planck. Avec les paramètres de notre système, il est possible de refroidir le mode mécanique de notre résonateur à 4 MHz près de son état fondamental avec moins de 1 mW de puissance laser incidente. La grande masse de notre système mécanique est compensée par le grand facteur de qualité de l'oscillateur mécanique, par les grands couplages optomécaniques atteints grâce à l'utilisation d'une cavité Fabry-Perot de haute finesse optique et par un environnement cryogénique grâce à un refroidissement par dilution ^3He - ^4He .

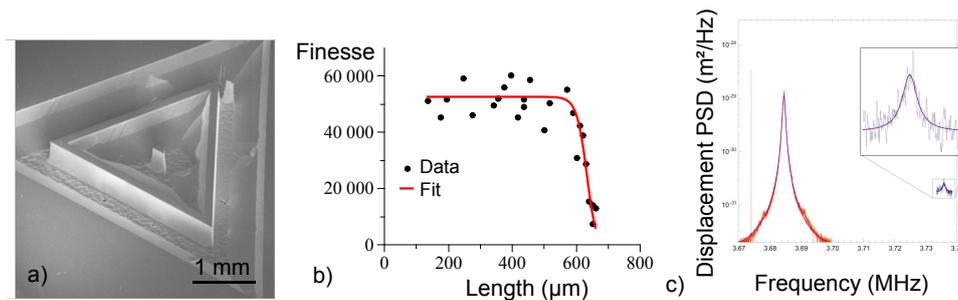


FIGURE 1 : (a) Image prise au microscope électronique d'un micropilier en quartz. Le mode fondamental de compression-expansion du prisme triangulaire central le long de son axe est fortement découplé du mouvement de son cadre externe et présente donc des facteurs de qualité mécanique supérieurs à 10^6 . (b) La limitation de la finesse optique par la taille de la surface du pilier (triangle équilatéral de $240 \mu\text{m}$ de côté) se manifeste lorsque la longueur de la cavité augmente et par conséquent la taille du faisceau optique devient supérieure à la surface du miroir. (c) Spectre du mouvement Brownien du mode fondamental du micropilier à température ambiante et cryogénique. La dépendance des constantes d'élasticité du quartz avec la température induit une augmentation de la fréquence du mode fondamental à basse température.

2. DESCRIPTION DE NOTRE SYSTÈME OPTOMÉCANIQUE

La structure du quartz monocristallin a permis la fabrication de résonateurs mécaniques avec des facteurs de qualité mécanique supérieurs à 10^6 à température ambiante et pouvant atteindre 10^9 autour de 1K [7]. Le résonateur en quartz représenté sur la Fig. 1 a) et décrit plus en détails dans [8] est conçu pour permettre le dépôt par pulvérisation d'un micro-miroir de haute réflectivité sur la surface centrale du pilier sans toutefois dégrader le facteur de qualité mécanique du mode fondamental de compression-expansion. Un miroir concave est ajouté dans l'axe du pilier afin de former un résonateur optique Fabry-Perot couplé au mouvement du micropilier. Réaliser une cavité de haute finesse nécessite une forte focalisation du mode optique à la surface du pilier de façon à éviter les pertes par diffraction. Pour former une cavité stable, un miroir de rayon de courbure sub-millimétrique est nécessaire. Celui-ci est réalisé par photoablation d'un échantillon de silice amorphe avec un laser CO_2 auquel vient s'ajouter par la suite un dépôt de couches miroirs diélectriques. La Fig. 1 b) montre que les pertes par coupure sont observées pour des longueurs de cavité élevées, correspondant à une augmentation de la taille du faisceau. Pour certaines longueurs de cavité, nous avons observé le couplage entre le mode fondamental et les ordres transverses supérieurs de la cavité. Une méthode a été développée pour contrer la décroissance de la finesse du mode fondamental associée à ce couplage.

Nous avons enfin observé les spectres de déplacement thermique du mode à 4 MHz à la fois dans des environnements à température ambiante et cryogénique (voir Fig. 1 c). Un désaccord du laser sur la résonance optique se traduira à terme par une réduction efficace de la température du mode mécanique, de l'ordre de trois ordres de grandeur.

3. PERSPECTIVES ET CONCLUSION

Nos futurs travaux se concentreront sur l'optimisation de la thermalisation de l'échantillon en milieu cryogénique ainsi que sur la réduction des vibrations du cryostat. On estime pouvoir réduire le chauffage induit par laser et augmenter le refroidissement en travaillant dans le régime des bandes latérales résolues. Les difficultés rencontrées en micro-fabrication, notamment sur le dépôt miroir diélectrique, nous ont seulement permis de réaliser un résonateur présentant de bonnes propriétés mécaniques et non optiques. De nouveaux échantillons présentant des paramètres optiques et mécaniques optimisés simultanément devraient voir le jour très prochainement.

REFERENCES

- [1] A.H. Safavi-Naeni *et al.*, "Observation of Quantum Motion of a Nanomechanical Resonator", PRL **108**, 033602 (2012).
- [2] J. D. Teufel *et al.*, "Sideband Cooling Micromechanical Motion to the Quantum Ground State", Nature **475**, 359 (2011).
- [3] A.D. O'Connell *et al.*, "Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator", Nature **464**, 697 (2010).
- [4] R. Penrose, "On gravity's role in quantum state reduction", Gen. Rel. Grav. **28**, 581 (1996).
- [5] M. Schlosshauer, "Decoherence, the measurement problem, and interpretations of quantum mechanics", Rev. Mod. Phys. **76**, 1267 (2004).
- [6] I. Pitkovski *et al.*, "Probing Planck-scale physics with quantum optics", Nat. Phys. **8**, 393 (2012).
- [7] M. Goryachev *et al.*, "Extremely low-loss acoustic phonons in a quartz bulk acoustic wave resonator at millikelvin temperature", Appl. Phys. Lett. **100**, 243504 (2012).
- [8] A.G. Kuhn *et al.*, "A micropillar for optomechanics", Appl. Phys. Lett. **99**, 121103 (2011).

INDISTINGUISHABLE ULTRA-FAST PHOTON PAIR SOURCE FOR ADVANCED QUANTUM PROTOCOLS

Lutfi A. Nghah, Virginia D'Auria, Laurent Labonté, Olivier Alibert, Sébastien Tanzilli

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Université de Nice Sophia Antipolis, CNRS UMR 7336, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France

RÉSUMÉ

Quantum information protocols tend to involve more and more entangled photon pairs, for enabling advanced quantum tasks. To compensate for the low success efficiency of these protocols, one can increase the repetition rate of the emitted pairs, up to current telecom standard (40 GHz). In this context, we propose a realization of ultra-fast photon pair sources, intended for either heralded quantum state engineering or entanglement swapping at telecom wavelength. In this paper, we present preliminary results consisting of a two-photon interference experiment using four photons where the achieved raw visibility of the Hong-Ou-Mandel (HOM) dip exceeds 98.6%. The interfering photons are generated through spontaneous parametric down conversion process (SPDC) in two independent, separate, periodically poled lithium niobate (PPLN) waveguides.

MOTS-CLEFS : *guided-wave optics ; quantum communication*

1. INTRODUCTION

One of tomorrow's challenge in quantum information protocols is, for instance, to establish long distance quantum networking. Our approach consists in utilizing many photon pairs, each pair chaining short distance sections. The protocol is based on entanglement swapping where at its simplest form, two pairs of entangled photons are involved [1, 2, 3]. The entanglement swapping relies on two-photon interference, where the quality is purely based on the indistinguishability of the interfering photons in every degrees of freedom upon their arrival at designated beam-splitter (BS). In this framework, tailoring the photon properties represents one of the necessary step to ensure high performance of the implemented scheme, which will be discussed in this paper. It is interesting to note that by replacing the BS with an integrated optics, reconfigurable, coupler, we can manipulate the scheme to engineer ultra-fast heralded two-photon quantum state.

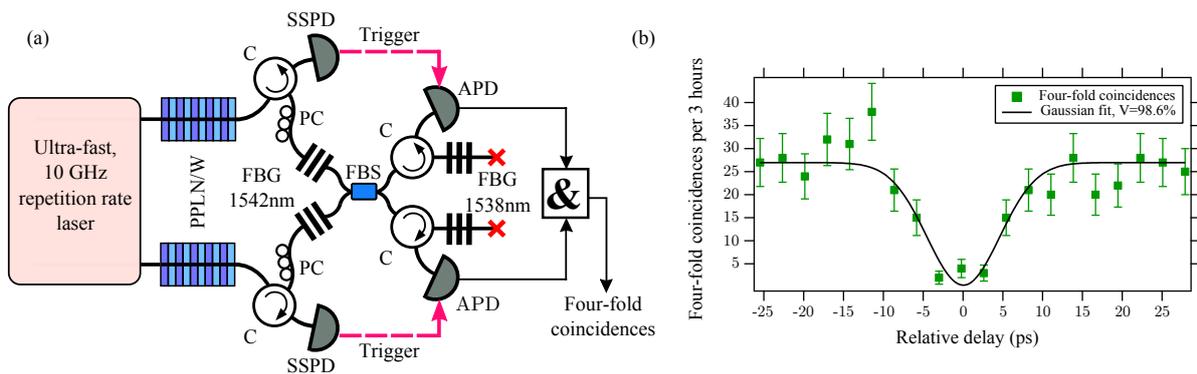


FIGURE 1 : (a) : The experimental apparatus for the local HOM dip experiment. (b) : The accumulated four-fold coincidences as a function of the relative delay between two interfering photons. PPLN/W (periodically poled lithium niobate waveguide), C (circulator), PC (polarization controller), FBG (fiber Bragg gratings filter), FBS (fiber beam-splitter), SSPD (superconducting single photon detector), APD (avalanche photodiode), & (four-fold coincidence counter).

2. EXPERIMENTAL IMPLEMENTATION

The overall two-photon interference experimental apparatus is represented in FIG.1 (a). We have identified that picosecond regime is an ideal configuration where spectral filtering is possible by using standard telecom components [4]. For the time being, we focus on photon properties tailoring in order to guarantee the quality of our photons, therefore we simply use a Coherent MIRA 900 (770 nm, 76 MHz, 2.2 ps temporal duration pulses). The laser is divided into two paths. Each path is then directed towards the corresponding PPLN waveguide which then generates photon pairs through the nonlinear process of SPDC. The slightly non-degenerate, down converted photon pairs are deterministically separated thanks to a combination of two fiber Bragg gratings (FBG) filters at 1538 nm and 1542 nm. The filtering of the signal photons (240 pm) ensures the selected photons meet the Fourier transform criterion in picosecond regime. Meanwhile, wider filtering (800 pm) of idler photons is applied to handle the energy conservation in broadband regime. The detection of idler photons, using two superconducting single photon detectors (SSPD) capable of handling 10 GHz repetition rate, will herald the presence of signal photons in the setup. The signal photons from each source are then directed towards a fiber beam-splitter (FBS) and detected by using another two InGaAs-APDs (idQuantique 210, maximum repetition rate of 100 MHz). To observe the HOM dip, certain procedures need to be taken to ensure that the signal photons generated by two completely independent separate sources are indistinguishable in every degrees of freedom, namely the spatial mode, spectral mode, the polarization mode and the temporal overlap at the FBS. Once the other degrees of freedom are perfectly controlled, a motorized retroreflector in one of the pump path is scanned which allows us to adjust the temporal overlap or the arrival time of signal photons at the FBS thus revealing a dipping signature during the acquisition of four-fold coincidences due to both identical signal photons arrive simultaneously and together exit the FBS through the same output [5].

The experimental results of the raw four-fold coincidence rates are represented in FIG.1 (b). With 1 mW of pump power supplied to both waveguides, the achieved raw visibility of the HOM dip is $98.6 \pm 3\%$. In addition, the four-fold coincidence rates induced only by the dark counts of detectors employed are measured to be near zero (close to the estimated, pure APD dark counts contribution) which suggests negligible presence of photonic noise in the setup. This is achieved by implementing better filtering scheme with optimum rejection and also by employing high-performance optical components. Besides, the measured temporal width of the HOM dip of 11.2 ps is compatible with the theoretical value of the coherence time of the corresponding photon at 1538 nm (14 ps).

CONCLUSION

In this paper, a two-photon interference experiment is conducted. A HOM dip with high raw visibility of 98.6 % underlines the quality of our setup. In short, we have successfully validated some important aspects of high quality ultra-fast photon pair sources such as the photon pairs generation through non-linear SPDC process, the photon properties tailoring, and the quality of indistinguishability of interfering photons through the HOM dip experiment.

We acknowledge the financial support from MARA, ANR for the CONNEQT project (grant ANR-2011-EMMA-002-01), Conseil Régional PACA, UNS, CNRS-INSIS and iXCore Research Foundation.

REFERENCES

- [1] D. Collins *et al.*, *Jour. Mod. Opt.*, vol. 52, pp. 735, 2005.
- [2] H. de Riedmatten *et al.*, *Phys. Rev. A*, vol. 71, pp. 050302, 2005.
- [3] R. Kaltenbaek *et al.*, *Phys. Rev. A*, vol. 79, pp. 040302, 2009.
- [4] P. Aboussouan *et al.*, *Phys. Rev. A*, vol. 81, pp. 021801, 2010.
- [5] C. K. Hong *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 2044, 1987.

HIGH-QUALITY POLARIZATION ENTANGLEMENT ENGINEERING IN STANDARD TELECOM CHANNELS

Lutfi A. Ngah¹, Florian Kaiser¹, Amandine Issautier¹, Harald Herrmann², Wolfgang Sohler², Anthony Martin^{1,†}, Sébastien Tanzilli¹

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

² *Applied Physics, University of Paderborn, 33098 Paderborn, Germany*

[†] *Currently with the Group of Applied Physics, University of Geneva, Switzerland*

RÉSUMÉ

We report a compact, fully fibred approach for generating high-quality polarization entanglement in telecom C-band wavelength. The strength of our approach lies in the use of high-performance, standard fibre components to perform certain crucial tasks namely deterministic pair separation into two adjacent telecom ITU channels and temporal walk-off compensation between generated paired photons. We demonstrate the violation of the Bell's inequalities with more than 100 standard deviations.

MOTS-CLEFS : *entanglement ; guided-wave optics ; quantum communication ; cryptography*

1. INTRODUCTION

Recent advances in guided-wave optics [1] bring quantum key distribution (QKD) to a new level where less complex, yet more robust, schemes have been proposed. Through continuous research in this field, newer QKD systems achieve higher bit rate, distance, and reliability. Entanglement-based QKD [2] receives enormous attention from the scientific community, in order to increase the communication distance and to go to device-independent systems [3]. In this framework, photons are generally the preferred qubit carrier, taking advantage of low-loss fibre-optical networks, and high-performance standard telecom components.

Future QKD networks will demand sources exhibiting high brightness, reliability, and photons in the standard telecom ITU channels for compatibility and easy integration with current technology. One of the most exploited approaches towards generating photonic entanglement is based on the process of spontaneous parametric down-conversion (SPDC) in non-linear crystals. Usually employed entanglement observables are energy-time and polarization. The latter one is, without doubt, the easiest to analyze thanks to interferometre-free setups. Polarization entanglement is conveniently generated via the so-called type-II SPDC interaction, possibly in a waveguide non-linear structure for increasing the efficiency. Nevertheless, with a type-II source, there are some precautions that must be taken for achieving high entanglement qualities. In particular, the generated paired photons need to be spectrally and temporally indistinguishable. Typically, this requires spectral filtering, and temporal walk-off compensation stages. So far, these issues have been addressed by using bulk optics arrangements [4, 5, 6].

2. EXPERIMENTAL IMPLEMENTATION

As depicted in FIG.1, we demonstrate a fully fibred approach based on a type-II periodically poled lithium niobate waveguide (PPLN/W) generating paired photons at 1540 nm (telecom C-band wavelength). We highlight the use of a standard polarization maintaining fibre (PMF) as an essentially loss-free, guided-wave solution to the temporal walk-off problem. By using standard telecom DWDMs, we perform, at the same time, the tasks of spectral filtering and deterministic photon pair separation in two ITU channels. By the violation of the Bell's inequalities with more than 100 standard deviations, we demonstrate excellent entanglement qualities and high coincidence rates. Our fully fibred approach offers very low losses, high reliability, and would be ready for QKD field tests [7].

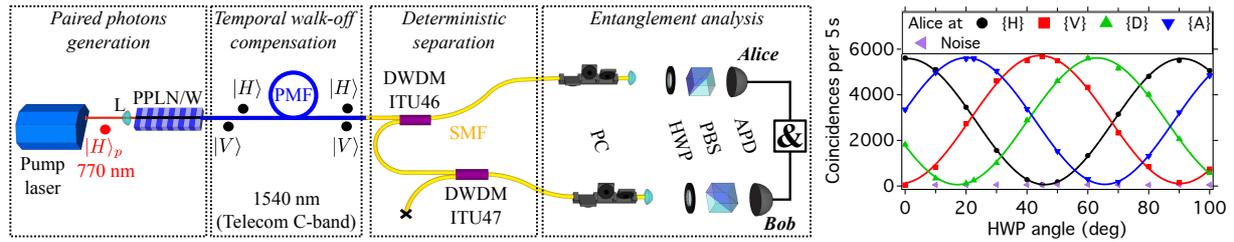


FIGURE 1 : A 770 nm laser pumps a type-II PPLN/W, generating cross-polarized paired photons at 1540 nm. A PMF is used for temporal walk-off compensation. A set of two DWDMs is used for filtering and deterministic separation of the paired photons. Two standard polarization state analyzers comprising a half wave plate (HWP) and a polarization beam-splitter (PBS), are used for entanglement analysis. On the right side, the results for a Bell test experiment are shown. The measurements are done by fixing Alice's polarization analyzer to the four standard orientations ($\{H\}$, $\{V\}$, $\{D\}$, $\{A\}$) for horizontal, vertical, diagonal and anti-diagonal, respectively) and, simultaneously, recording the coincidence detection rate between Alice and Bob as a function of Bob's continuously rotated HWP angle. For each configuration, the reported net (raw) visibilities exceed 99% (97%).

We acknowledge financial supports from MARA, MENRT, ANR e-QUANET, ERA-SPOT WASPS, FP7-FET QUANTIP, Conseil Régional PACA, CNRS, UNS, DGA and the Fondation iXCore pour la Recherche.

REFERENCES

- [1] S. Tanzilli, A. Martin, F. Kaiser, M. P. De Micheli, O. Alibart, and D. B. Ostrowsky, "On the genesis and evolution of Integrated Quantum Optics," *Laser & Photon. Rev.*, vol. 6, pp. 115, 2012.
- [2] A. K. Ekert, "Quantum cryptography based on Bell's theorem," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 661, 1992.
- [3] A. Acín, N. Brunner, N. Gisin, S. Massar, S. Pironio, and V. Scarani, "Device-independent security of quantum cryptography against collective attacks," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, pp. 230501, 2007.
- [4] A. Martin, A. Issautier, H. Herrmann, W. Sohler, D. B. Ostrowsky, O. Alibart, and S. Tanzilli, "A polarization entangled photon-pair source based on a type-II PPLN waveguide emitting at a telecom wavelength," *New J. Phys.*, vol. 12, pp. 103005, 2010.
- [5] T. Zhong, X. Hu, F. N. C. Wong, T. D. Roberts, and P. Battle, "High-quality fiber-optic polarization entanglement distribution at 1.3 μm telecom wavelength," *Opt. Lett.*, vol. 35, pp. 1392, 2010.
- [6] N. Piro, A. Haase, M. W. Mitchell, and J. Eschner, "An entangled photon source for resonant single-photon—single-atom interaction," *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 42, pp. 114002, 2009.
- [7] F. Kaiser, A. Issautier, L. A. Ngah, O. Dănilă, H. Herrmann, W. Sohler, A. Martin, and S. Tanzilli, "High-quality polarization entanglement state preparation and manipulation in standard telecommunication channels," *New J. Phys.*, vol. 14, pp. 085015, 2012.

GÉNÉRATION DE COUPLES DE PHOTONS HYPER-INTRIQUÉS EN MICROCAVITÉS COUPLÉES

Stefano Portolan

Institute of Atomic and Subatomic Physics, TU Wien, Stadionalle 2, 1020 Wien, Austria

stefano.portolan@ati.ac.at

RÉSUMÉ

Nous analysons théoriquement un schéma nouveau de génération de couples de photons intriqués et hyper-intriqués dans un système de polaritons en microcavités planaires couplées. Depuis un modèle microscopique, nous évaluons les processus de diffusion paramétrique dans le système et nous simulons numériquement le bruit de fond de la photoluminescence (PL) due aux interactions phononiques sous excitation cohérente continue. Nos résultats montrent que, par rapport aux autres schémas d'intrication proposés, le notre permet la génération de couples de photons qui sont simultanément intriqués en vecteur d'onde (ou chemin) et en polarisation, et qui permet en même temps une forte réduction du bruit de fond de PL. Ceci peut donner une amélioration significative de la qualité du couple de photons intriqués par des expériences déjà réalisables en laboratoire

MOTS-CLEFS : *Semiconducteur; Polaritons; Source photons intriqués*

1. INTRODUCTION

L'intrication quantique est considérée comme une ressource primaire pour le traitement quantique de l'information. Dans le domaine optique la possibilité de mettre en place à grande échelle des ordinateurs quantiques photoniques ou des protocoles de communication quantique à longue portée, réside dans l'existence de sources efficaces de paires de photons intriqués. Dans ce travail, nous étudions la génération de paires de photons intriqués dans un système à l'état solide, comme les exciton-polaritons en microcavités [1]. Ce système se compose de trois microcavités planaires [2] couplées par deux miroirs de Bragg partagés, qui donnent trois niveaux (branches) inférieures de polariton comme dans la Fig. 1. Le modèle microscopique est développé en [3] et montre que quand les deux lasers d'excitation sont polarisés linéairement selon \hat{x} et \hat{y} , la diffusion paramétrique peut être décrit par l'Hamiltonienne effective suivante :

$$H_{\text{eff}} = \sum_{\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i} G \left(\hat{P}_{\mathbf{k}_s+}^\dagger \hat{P}_{\mathbf{k}_i+}^\dagger + \hat{P}_{\mathbf{k}_s-}^\dagger \hat{P}_{\mathbf{k}_i-}^\dagger \right) + \text{H.c.}, \quad (1)$$

où $\hat{P}_{\mathbf{k}_s, \sigma}^\dagger$ ($\hat{P}_{\mathbf{k}_i, \sigma}^\dagger$) crée un polariton "signal" s ("complémentaire" i) de polarisation σ , $G = gP_{\mathbf{k}_p}P_{\mathbf{k}_p'}$ contient l'interaction non-linéaire g et les polaritons générés par les deux pompes en \mathbf{k}_p et \mathbf{k}_p' . Les états signal et complémentaires satisfaisant l'accord de phase en énergie et en vecteur d'onde se situent sur un cercle d'états dégénérés en énergie dans la branche du milieu, Fig. 1 a). L'état ainsi généré est de la forme $(|+, +\rangle + |-, -\rangle)/\sqrt{2}$, donc intriqué en polarisation. Pour cette configuration, Fig. 1 b), $|\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_s|$ et en sélectionnant deux chemins (comme \mathbf{k}_1 and \mathbf{k}_2 , $-\mathbf{k}_1$ and $-\mathbf{k}_2$) le couple de photons de sortie est dans un état *hyper-intriqué*.

$$|\psi\rangle = \frac{1}{2} \left(|\mathbf{k}_1, -\mathbf{k}_1\rangle + |\mathbf{k}_2, -\mathbf{k}_2\rangle \right) \otimes \left(|+, +\rangle + |-, -\rangle \right), \quad (2)$$

qui exhibe simultanément une intrication en vecteur d'onde et en spin. Les états sont dégénérés en énergie, donc les photons en \mathbf{k}_1 and \mathbf{k}_2 peuvent interférer et les vecteurs d'onde peuvent être utilisés comme des degrés de liberté indépendants [4]. Ces photons *hyper-intriqués* [4, 5] sont une remarquable ressource pour les protocoles de codage *super-dense*[6]. Pour comparer directement notre configuration à trois cavités et l'état de l'art à cavité unique [7], nous avons évalué microscopiquement [3] trois quantités d'importance capitale pour la vérification expérimentale de l'intrication. En Fig. 1c) nous montrons le

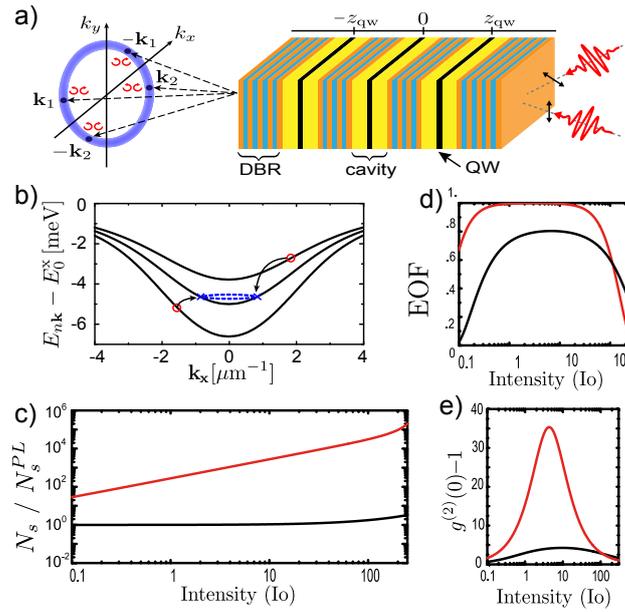


FIGURE 1 : a) Schéma de la structure couplée. b) États de bas de polaritons et schéma paramétrique. c) Entanglement of Formation. d) Rapport signal sur bruit de photoluminescence. e) regroupement de photon $g^{(2)}(0)$.

rapport signal-bruit (S/N) défini comme la population totale issue du système N_s sur le fond de PL N_s^{PL} , dans les modes signal et complémentaire. La ligne rouge montre le cas de trois cavités tandis que la ligne noire correspond au système à cavité unique (à mêmes paramètres égaux). Comme on peut le remarquer, dans la cavité unique les photons générés sont dominés par la PL tandis que dans la configuration à trois cavités le signal cohérent à détecter est significativement au-dessus du niveau du bruit de PL. L'intensité de pompe I_0 correspond à une densité de polaritons injectés d'environ $0.5 \mu\text{m}^{-2}$.

Dans les mêmes conditions nous avons aussi évalué l'intrication de formation (entanglement of formation, EOF) et le regroupement de photons $g^{(2)}(0) = \langle \hat{P}_s^\dagger \hat{P}_i^\dagger \hat{P}_i \hat{P}_s \rangle / (\langle \hat{P}_s^\dagger \hat{P}_s \rangle \langle \hat{P}_i^\dagger \hat{P}_i \rangle)$ comme deux mesures du degré de corrélation signal-complémentaire et du degré d'intrication de spin dans la paire générée [3, 7]. A l'inverse de l'occupation N_s , ces deux quantités en Fig. 1d) et e) ne dépendent que de la génération de couples ; ainsi, en accord avec les résultats précédents, nous avons un regroupement $g^{(2)}(0) > 1$, et un EOF > 0 pour les deux configurations. Néanmoins, nous trouvons une différence remarquable par rapport à la qualité de la paire de photons intriqués, en particulier, le EOF dans la configuration à trois cavités est théoriquement capable de atteindre une valeur très proche à EOF = 1, n'attendue que pour un état pur de Bell intriqué.

RÉFÉRENCES

- [1] e.g. V. Savona *et. al.*, Phase Transitions **86**, 169-279 (1999).
- [2] C. Diederichs, J. Tignon, G. Dasbach, C. Ciuti, A. Lemaître, J. Bloch, P. Roussignol and C. Delalande Nature **440**, 904 (2006).
- [3] S. Portolan, *et. al.*, in preparation ; L. Einkemmer, Z. Vörös, G. Weihs, and S. Portolan, arXiv :1305.1469 [cond-mat.str-el].
- [4] M. Barbieri, C. Cinelli, P. Mataloni, and F. De Martini, Phys. Rev. A **72**, 052110 (2005).
- [5] P. G. Kwiat, J. Mod. Opt. **44**, 2173 (1997) ; J. T. Barreiro, N. K. Langford, N. A. Peters, and P. G. Kwiat, Phys. Rev. Lett. **95**, 260501 (2005).
- [6] C. Wang, Li Xiao, W. Wang, G. Zhang, G. L. Long, J. Opt. Soc. Am. B **26**, 2072 (2009) ; H. Xu, K. Du, C. Qiao, J. Mod. Opt. **59**, 611 (2012).
- [7] S. Portolan, *et. al.*, Europhys. Lett. **88**, 20003 (2009) ; W. Langbein, Phys. Rev. B **70**, 205301(2004).

Saturation Attack on Continuous-Variable Quantum Key Distribution System

Hao QIN,¹ Rupesh KUMAR,¹ and Romain ALLEAUME¹

¹Telecom ParisTech, Laboratoire Traitement et Communication de l'Information,
Centre National de la Recherche Scientifique, 46 Rue Barrault, 75634 Paris Cedex 13, France

Introduction Quantum key distribution (QKD) [1] enables two remote parties Alice and Bob to share common secure keys which are unknown to a potential eavesdropper. Unconditional security of QKD is based on the fundamental laws of quantum mechanics, but in reality, securities of practical QKD systems could be jeopardized by physical implementations. In discrete-variable (DV) QKD system, due to devices imperfections, various quantum hacking strategies have been proposed and some of them are demonstrated in experiments [2–4]. Most of the practical attacks that have been demonstrated up to now are targeting the detection part of the QKD systems.

Continuous-variable (CV) QKD, as another approach, is proven secure against collective attacks and recent works have shown progress in proving its security against arbitrary attacks [5]. However, practical CV QKD systems also face the security problems linked to imperfect implementations. The validity of security proofs relies on assumptions that may be violated in practical setup, opening loopholes that may be exploited by Eve to mount attacks. For example direct [6] or indirect [7] manipulation of local oscillator (LO) intensity can fully compromise the security. This imposes to monitor LO intensity and to use filters to forbid wavelength-dependent LO intensity manipulations.

In this work, we have identified a new loophole and shown that it can be used to attack a practical CV QKD system implementing Gaussian-modulated coherent state (GMCS) protocol [8]. Instead of attacking LO, we aim at the homodyne detection located on Bob side, specifically, the electronics of the homodyne detection. We propose an attack consisting in a full intercept-resend attack [9] combined with the exploitation of the nonlinear response of homodyne detection, namely saturation attack. Under this saturation attack, we can show that Eve can manipulate the measurement results on Bob's side and get information without being discovered. Importantly, our attack is practical that can be realistically launched against existing implementations.

Saturation of homodyne detection A fundamental assumption in the security proof of CV QKD is that the response of homodyne detection is linear with respect to input field quadrature. This assumption is necessary because parameter estimation implicitly assumes the linearity of Bob quadrature measurement with respect to the value sent by Alice. However, this assumption does not hold if Bob's homodyne detection saturates. A practical homodyne detector only works normally over a limited range. Saturation typically occurs when the input field quadrature overpasses a threshold. This threshold depends on parameters of detector's electronics, such as the amplifiers linearity domains or the data acquisition card range. The important point is that since detection range cannot be infinity, saturation can always be induced by displacing the field quadratures strongly enough.

We have experimentally confirmed this prediction by observing saturation of our homodyne detection for high LO intensity. We have measured the variances and means of the homodyne output for different LO intensities. When homodyne detection is not saturated, homodyne detection outputs (mean value and variance) vary linearly with respect to LO intensity. However

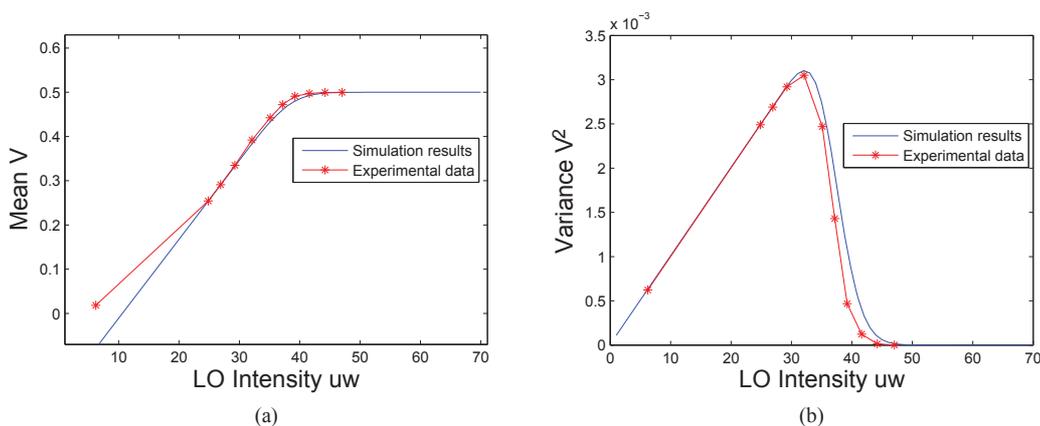


FIG. 1: Shot noise measurements of homodyne detection (a) Mean vs LO Intensity. (b) Shot noise variance vs LO Intensity.

when LO intensity is relatively high, the response of homodyne detection will overpass the saturation threshold. The response of homodyne detection is then saturated and the measured variance will drop quickly (Fig.1 (b)).

We have proposed a saturation model with predefined upper and lower bounds of homodyne detection response. For values between the two bounds, the response of homodyne detection behaves normally, otherwise the response is constant. This model is applied to our shot noise measurements. The simulation results match very well with our experimental data (Fig.1 (a)(b)). It indicates that our proposed saturation model is realistic and can be further used to interpret our saturation attack.

Attack strategy An intercept-resend adds extra excess noise and it will be noticed by Alice and Bob in their measurements. However, the saturation of homodyne detection could be taken advantage of by Eve to manipulate Bob's measurement results. We show that, by saturating on homodyne detection, Eve can further reduce the value of the excess noise and the channel transmission estimated by Alice and Bob. Since LO monitoring is performed in most of practical CV QKD setups, we should assume Eve can't saturate the homodyne detection by increasing LO intensity. However, Eve can still strongly displace the mean of quadratures to force the homodyne detection to work in a saturated region. As a matter of fact, quadrature mean value is not used in CV QKD security model and thus not monitored. Our saturation attack strategy is then simple:

- Eve implements a full intercept-resend attack [9] with the help of a heterodyne detection, she can learn information of both quadratures X and P sent by Alice.
- Eve then resends a coherent state whose quadratures consist in her measurement results combined with an appropriate displacement of the quadratures.
- Alice and Bob will estimate their key rate with a saturated homodyne detection, where excess noise is actually controlled by Eve. They will thus underestimate excess noise introduced by full intercept-resend attack and Eve's attack can remain undercover while giving her advantage over Alice and Bob.

Analysis A full intercept-resend attack will add up to two shot noise units of excess noise [9] at Alice side which will reveal the presence of Eve. However, Eve can control the displacement mean value of quadratures which she then sends to Bob. She can thus introduce saturation of the homodyne detection as much as she wants by changing the displaced value. As a consequence, Eve can reduce the two shot noise units of excess noise on the Alice-Bob channel to a arbitrary low value of excess noise estimated by Alice and Bob. This attack can of course affect the amount of information between Alice-Bob and Bob-Eve. Thus the attack will influence the key rate. But our simulation results indicate that a successful attack is possible over a large rang of distances. Under such attack, Alice and Bob may be led to believe they have positive 'secure key' rate and accept keys that are, however, totally insecure. It shows that Eve can successfully steal information without being detected.

To prevent such attack, Bob should monitor the displacement value of measured quadratures to avoid the homodyne detection working in a nonlinear or saturated region. Precisely, Bob needs to make sure the mean value measured at his side is much smaller than the saturation limit. Statistical study of our counter measure is under development. We are also working on its integration into the security model, so that practical implementations could effectively protect themselves against saturation-based attacks.

Simulation results In order to simulate excess noise and key rates under our saturation attack, we follow the procedure described in Ref [11]. To achieve a high reconciliation efficiency (95%), optimal error correction codes need to work with a fixed signal to noise ratio (SNR). So Alice must optimize her modulation variance with respect to the distance in order to work at a given SNR. We have assumed that Alice variance is determined according to this procedure. We also follow the parameter estimations in Ref [12]: With the correlated variables x and y between Alice and Bob, they compute three terms of the covariance matrix: variance of x , variance of y and $\langle xy \rangle$. With an additional measurement of shot noise (variance of y where the signal port of the detection is closed), Alice and Bob can compute their covariance matrix and thus evaluate their key rates (We have assumed the collective attacks [10]). A fundamental assumption behind this parameter estimation is that the channel between Alice and Bob is linear with additive Gaussian noise:

$$y = tx + z \quad (1)$$

In which, $t = \sqrt{\eta T}$, T is channel transmission and η is efficiency of Bob. Alice modulation is Gaussian so that x is a Gaussian random variable centered on zero with variance V_A . z is the total noise which follows a centered normal distribution with unknown variance. This variance includes shot noise, excess noise and electronic noise of Bob. However, the linear model (equation (1)) doesn't hold under saturation of homodyne detection. We must replace it with the realistic saturation model that has been validated in our shot noise measurement to describe the response of homodyne detection:

$$\begin{aligned} y &= \alpha, & tx + z + \Delta &\geq \alpha \\ y &= tx + z + \Delta, & |tx + z + \Delta| &< \alpha \\ y &= -\alpha, & tx + z + \Delta &\leq -\alpha \end{aligned} \quad (2)$$

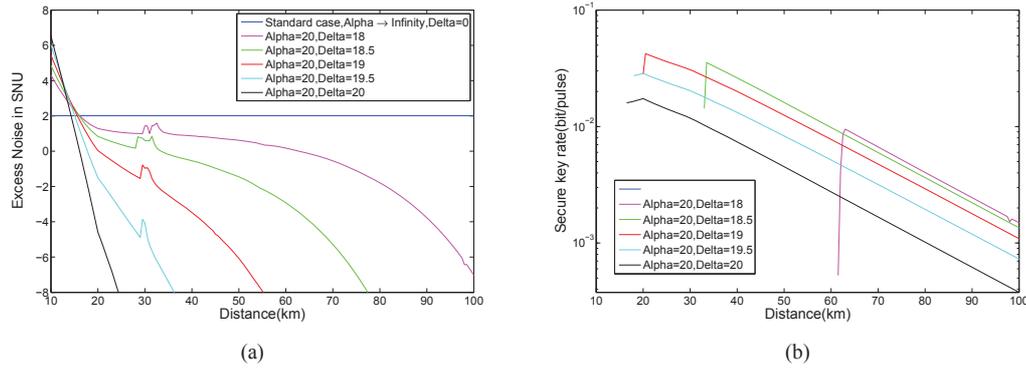


FIG. 2: (a) Excess noise in shot noise units (SNU) on Alice side with different Δ . (b) Estimated key rate (collective attack [10]) with different Δ . Alice's variance $V_A \in \{1, 100\}$, efficiency of Bob $\eta = 0.6$, excess noise of electronics $v_{\text{ele}} = 0.01$, excess noise of system $\xi_{\text{sys}} = 0.01$, reconciliation efficiency $\beta = 0.95$, attenuation coefficient $a = 0.21 \text{ dB/km}$.

The saturation limit of the homodyne detection response, α is intrinsic to the detector. The value of α should be chosen large enough when the system is designed. However, no matter how large the working range of homodyne detector is, α cannot go to infinity. For a fixed unknown α , Eve can always displace field quadratures to saturate the homodyne detection. We define Δ as a displacement value which can be introduced by Eve.

In Fig.2 (a), when the homodyne detection is not saturated ($\alpha \rightarrow \text{Infinity}$, $\Delta = 0$), the total estimated excess noise coincides with the estimation in the linear model under full intercept-resend attack, which is 2.01 in shot noise units including 0.01 system noise. Under such an excess noise, the presence of Eve can be spotted by Alice and Bob, and the secure key rate is null. Therefore we don't show this curve in Fig.2 (b).

Under realistic experimental conditions concerning the homodyne detection (α large but not infinite), Eve can perform an intercept-resend attack in combination with saturation of homodyne detection: she resends displaced quadratures (she manipulates Δ) to saturate homodyne detection. When Δ value is close to α , we can see in Fig.2 (a) that the estimated excess noise is significantly reduced at long distance. If the excess noise becomes negative, Eve can always make extra noise to realize a reasonable noise (We set it to 0.01 to calculate key rates in Fig.2 (b)). However at short distance (typically below 20 km), the estimated excess noise is significantly bigger than zero whatever the value of Δ is. In this case, our proposed saturation attack cannot fool Alice and Bob efficiently. Nevertheless, in Fig.2 (b), for longer distance and when Δ becomes close to α , positive key rate can be obtained and therefore an attack can be mounted. For example when $\Delta = 20$, positive key rate can be observed from 17 km to 100 km. In conclusion, Eve can successfully use a saturation attack to fully break the security of the system (no secure key exist, but Alice and Bob instead accept a key that Eve can fully recover) for distances above 17 km. Finding more efficient attack strategy is moreover possible but remains the subject of future studies.

Our saturation attack is achievable with current technology and impacts the security of a practical CV QKD system. It highlights the importance of exploring the assumptions in security proofs when implementing QKD protocol on practical setups. Suitable counter measures are necessary for practical CV QKD to fix the loopholes that attackers can exploit.

-
- [1] V. Scarani, H. Bechmann-Pasquinucci, N. J. Cerf, M. Dušek, N. Lutkenhaus, and M. Peev, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1301 (2009).
[2] F. -H. Xu, B. Qi, and H. -K. Lo, *New J. Phys.*, **12**, 113026 (2010).
[3] L. Lydersen, C. Wiechers, C. Wittmann, D. Elser, J. Skaar, and V. Makarov, *Nature Photonics*. **4**, 686-689 (2010).
[4] I. Gerhardt, Q. Liu, A. Lamas-Linares, J. Skaar, C. Kurtsiefer, and V. Makarov, *Nature Comm.* **2**, 349 (2011).
[5] A. Leverrier, R. García-Patrón, R. Renner, and N. J. Cerf, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 030502 (2013).
[6] H. Häsel, T. Moroder and N. Lütkenhaus, *Phys. Rev. A*. **77**, 032303 (2008).
[7] J. -Z. Huang, C. Weedbrook, Z. -Q. Yin, S. Wang, H. -W. Li, W. Chen, G. -C. Guo, and Z. -F. Han, arXiv:1302.0090v1 (2013).
[8] F. Grosshans, G. van Assche, J. Wenger, R. Brouri, N. J. Cerf, and P. Grangier, *Nature*. **421**, 238 (2003).
[9] J. Lodewyck, T. Debuisschert, R. Garcia-Patron, R. Tualle-Brouri, N. J. Cerf, and P. Grangier, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 030503 (2007).
[10] J. Lodewyck, M. Bloch, R. Garcia-Patron, S. Fossier, E. Karpov, E. Diamanti, T. Debuisschert, N. J. Cerf, R. Tualle-Brouri, S. McLaughlin and P. Grangier, *Phys. Rev. A*. **76**, 042305 (2007).
[11] P. Jouguet, S. Kunz-Jacques, and A. Leverrier, *Phys. Rev. A*. **84**, 062317 (2011).
[12] P. Jouguet, S. Kunz-Jacques, E. Diamanti, and A. Leverrier, *Phys. Rev. A*. **86**, 032309 (2012).

FILTRAGE ET ANALYSE PASSIVE DE PEIGNES DE FRÉQUENCE POUR LA MÉTROLOGIE PROJECTIVE À LA LIMITE QUANTIQUE

Roman Schmeissner, Valérian Thiel, Claude Fabre and Nicolas Treps¹

¹ *Laboratoire Kastler Brossel, 4 Place Jussieu, 75252 Paris cedex 05, France*

nicolas.treps@upmc.fr

RÉSUMÉ

Nous montrons l'utilité d'une cavité de Fabry-Pérot passive et large-bande comme un nouveau outil d'analyse et de filtrage de peignes de fréquence optique d'une largeur <100nm FWHM. Elle permettra d'améliorer la sensibilité d'un schéma de métrologie projective de deux ordres de grandeur. La conversion des quadratures de bruit permet l'analyse simultanée de l'intégralité du bruit spectral de phase du peigne concerné.

MOTS-CLEFS : Peignes de fréquence, Fabry-Pérot, Métrologie

1. INTRODUCTION

Nous avons montré théoriquement que la détection homodyne balancée avec un oscillateur local façonné temporellement extrait l'information du temps retardé avec une sensibilité extrême [1, 2]. Cette approche peut de plus être généralisée à tout autre paramètre porté par des impulsions femtoseconde (fs). Pour atteindre les limites prévues par la théorie, la mesure nécessite un faisceau laser monomode dont les bruits d'amplitude et de phase sont à la limite quantique. Or, un laser n'émet jamais un état parfaitement cohérent : la caractérisation et le filtrage du bruit du peigne de fréquences utilisé est donc nécessaire.

2. APPROCHE EXPÉRIMENTALE – FILTRAGE DE BRUIT

Nous proposons d'utiliser des cavités optiques: ce sont intrinsèquement des filtres passifs passe-bas en amplitude et phase à des échelles de fréquence >100kHz, difficiles à atteindre avec des mécanismes de rétroaction active. Nous étudions ici une cavité passive d'une finesse 1200 et d'une fréquence de coupure de 120kHz. La dispersion résiduelle des miroirs (de dispersion prétendument nulle) est compensée par l'air de laboratoire à >50mbar. L'ensemble permet une résonance simultanée de plus de 100 nm FWHM et >50% de transmission de la puissance incidente. D'autant que nous le sachions, ce sont actuellement les meilleures valeurs pour les cavités de haute finesse en régime impulsif. Une fois la cavité pompée par un laser Ti:Sa, 25 fs à 156MHz, le bruit d'intensité est alors réduit jusqu'à 5 dB (à 10 mW) dans la bande d'oscillation de relaxation à 1MHz. Une mesure de détection homodyne montre que le bruit de phase est atténué de 20dB environ. La limite quantique du bruit d'amplitude (shot noise level) est atteinte à >500kHz, alors que le bruit de phase reste toutefois dominé par la largeur de raie Shawlow-Townes. Son filtrage par la cavité que nous présentons permettra une augmentation de la sensibilité du schéma de métrologie projective de 20dB environ.

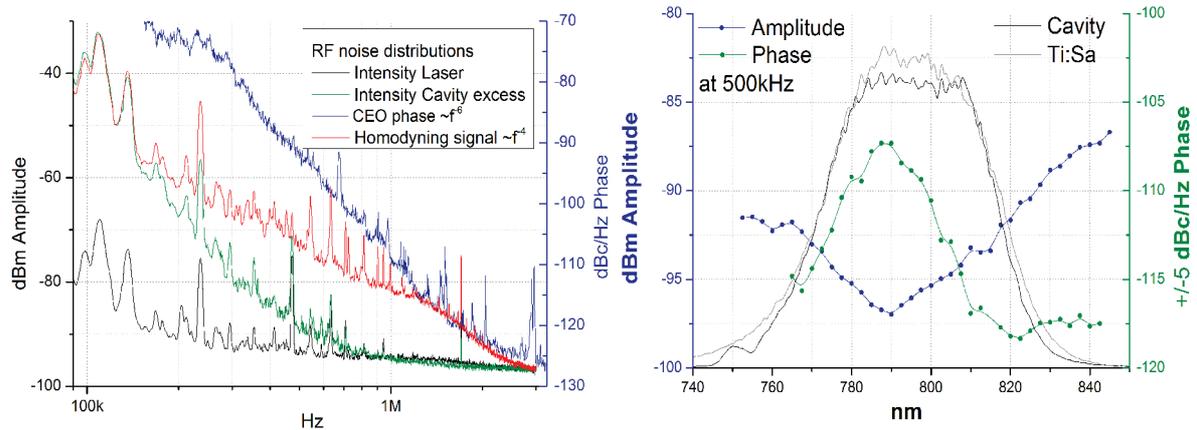


Fig. 1, à gauche: Le bruit d'amplitude du laser (noir) est filtré par la cavité (vert). Le bruit d'excès est corrélé avec le bruit de phase f_{CEO} (bleu). La détection homodyne du signal transmis par la cavité avec celui du laser non filtré montre le filtrage du bruit de phase (rouge) par la cavité.

à droite: Le bruit d'excès de la cavité à 500kHz permet l'analyse du bruit spectral de phase (vert). Le bruit d'amplitude à la même fréquence (bleu) montre un comportement opposé. En gris: spectres des peignes.

3.4. ANALYSE SIMULTANÉE DU BRUIT SPECTRAL DE PHASE

L'amplitude du faisceau transmis par les cavités optiques est sensible au bruit de phase du faisceau incident et mène typiquement à un bruit d'amplitude rajouté (excess noise). Sa quantification avec une résolution spectrale optique permet la caractérisation du bruit spectral de phase avec une sensibilité $<120\text{dBc}$ (Fig. 1, à gauche) sur l'ensemble du spectre optique couvert. Cela représente une nouvelle application des cavités- f_s qui peut être utilisée pour la détermination du point fixe [3] des fluctuations d'un peigne de fréquences.

La dépendance spectrale des bruits d'amplitude et de phase a déjà été prédite pour un laser Ti:Sa à verrouillage de modes [4]. Nous vérifions qualitativement ce comportement dans le bruit d'amplitude. En revanche, le bruit de phase spectrale mesurée avec la cavité ne montre pas le comportement attendu, prédisant une augmentation du bruit dans les ailes spectrales. Ce phénomène indique à notre avis une structure multimode sous-jacente.

4. CONCLUSIONS

Jusqu'à présent, des cavités large-bande ont été utilisées pour la génération de hautes harmoniques et la spectroscopie [3,4]. Nous montrons que l'utilisation d'une cavité Fabry-Pérot comme élément passif de filtrage d'un peigne de fréquence est techniquement simple à réaliser et peut atteindre 100nm de largeur spectrale. En dehors du filtrage significatif de bruit de phase, la cavité permet l'analyse simultanée du bruit spectral de phase du peigne injecté.

RÉFÉRENCES

- [1] B.Lamine, C.Fabre and N.Treps, Quantum improvement of Time Transfer between remote clocks, Phys. Rev. Lett. 101, 2008, 123601
- [2] P.Jian et al., Real-time distance measurement immune from atmospheric parameters using optical frequency combs, Opt. Express, 20 (24), 2012, 27133
- [3] N.R. Newbury, W.C. Swann, Low-noise fiber-laser frequency combs, J. Opt. Soc. Am. B 24, 2007, 1756-1770
- [4] J.K.Wahlstrand et al., The quantum-limited comb lineshape of a mode-locked laser. Opt. Express 16 (23), 2008, 18624
- [5] A.Ozawa et al., High Harmonic Frequency Combs for High Resolution Spectroscopy, Phys. Rev. Lett. 100, 2008, 253901
- [6] M.J. Thorpe et al., Cavity-enhanced optical frequency comb spectroscopy: application to human breath analysis, Opt. Express 16 (4), 2008, 2387

OPTOMÉCANIQUE DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES

Viktor Tsvirkun¹, Kevin Makles², Thomas Antony², Aurélien Kuhn², Pierre-François Cohadon², Samuel Deleglise², Tritan Briant², Antoine Heidmann², Isabelle Robert Philip¹, Rémy Braive¹

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

² *Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-ENS-CNRS, Case 74, 4 place Jussieu, F75252 Paris Cedex 05, France*

viktor.tsvirkun@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Les membranes à cristaux photoniques suspendues sont naturellement le siège de modes mécaniques, tout en offrant une grande versatilité de fonctionnalités optiques. Suivant l'arrangement de trous dans la membrane formant le cristal photonique, elles peuvent former un miroir à incidence normale. Ces membranes constituent de fait des systèmes prometteurs, à des fins applicatives en nano-optomécanique. Nous présentons ici la réponse mécanique prometteuse de tels miroirs à cristaux photoniques suspendus, en particulier en identifiant leurs modes de vibration et en optimisant leurs pertes par dissipation mécanique.

MOTS-CLEFS : *optomécanique, mécanique, membranes à cristaux photoniques*

1. INTRODUCTION

L'optomécanique traite de l'interaction entre la lumière et un oscillateur mécanique, et utilise ce couplage (via la pression de radiation entre autres) pour lire ou contrôler le mouvement mécanique de l'oscillateur. Ce couplage optomécanique peut être exalté en recourant à une cavité optique qui confine le champ électromagnétique et de fait augmente la puissance optique vue par l'oscillateur. Ce couplage est aussi plus fort aux échelles nanométriques du fait de la très faible masse des oscillateurs nanomécaniques.

Jusqu'à présent largement employés en nanophotonique, les cristaux photoniques bi-dimensionnels gravés sur des membranes suspendues n'ont été que très récemment envisagés comme des oscillateurs mécaniques. Pourtant ils constituent des plateformes de choix pour la manipulation des photons et phonons (i.e. vibrations mécaniques) : suivant l'arrangement des trous, la membrane peut former un miroir déformable intégrable (voir Figure 1) dans une cavité Fabry-Pérot conventionnelle [1] ou bien elle peut inclure une cavité de dimensions limitées par la diffraction qui confine à la fois les photons et les phonons [2].

2. RÉPONSE MÉCANIQUE DES MODES « TAMBOUR » DANS LES MIROIRS À CRISTAUX PHOTONIQUES SUR MEMBRANE SUSPENDUE

Dans nos travaux, nous sommes attachés à identifier les modes mécaniques de tels miroirs à cristaux photoniques sur membrane. Les modes mécaniques sont sondés optiquement, par des méthodes interférométriques : le miroir, dont le mouvement est actionné par une cale piezoélectrique de fréquence ajustable dans la gamme MHz, est placé en bout d'un des bras d'un interféromètre de Michelson. L'interféromètre est alimenté par un laser et le mouvement de la membrane est alors lu sur le spectre d'interférence. Ces mesures nous ont permis d'observer des modes « tambour » oscillant à quelques MHz. Ces modes ont ensuite été identifiés par des

simulations numériques, qui considèrent comme seul paramètre ajustable le module de Young E du matériau constitutif.

Cet ajustement suppose une valeur de E de l'ordre de 20 GPa, bien en deçà de la valeur mesurée sur le matériau massif (de l'ordre de 70 GPa). Pour conforter ces simulations, le module de Young des membranes suspendues a été mesurée par des techniques de nano-indentation en environnement MEB (Microscope Electronique à Balayage). Cette mesure consiste à appliquer une force contrôlée sur la structure via une pointe AFM calibrée et à mesurer la déflexion induite sur la membrane. On peut alors accéder à la constante de raideur de l'objet et donc au module de Young du matériau constitutif. Ces mesures indiquent des valeurs de E de l'ordre de 15 ± 5 GPa, en accord avec les valeurs inférées lors des simulations.

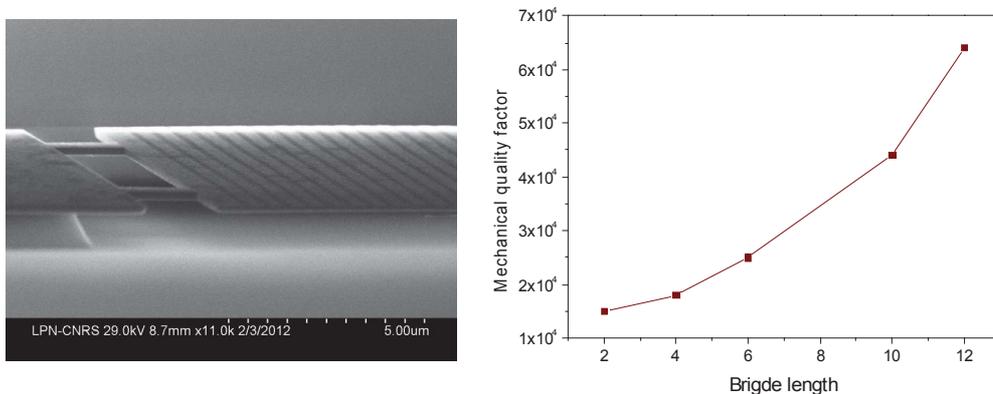


Fig. 1 : (Gauche) Cliché au microscope électronique à balayage d'une membrane suspendue d'InP de 260 nm d'épaisseur, percée par un réseau carré de trous, formant un miroir opérant à incidence normale. (Droite) Évolution du facteur de qualité mécanique du mode « tambour » de plus basse fréquence (autour du MHz) en fonction de la longueur des ponts d'ancrage au substrat.

Par des mesures de type ring-down, le facteur de qualité mécanique des modes est mesuré. La membrane est ancrée au substrat par quatre ponts symétriquement positionnés par rapport aux axes de la membrane suspendue. Les mesures effectuées à 4 K, montrent une augmentation significative du facteur de qualité avec la longueur des ponts, pouvant atteindre quelques $6 \cdot 10^4$.

CONCLUSION

Les membranes suspendues à cristaux photoniques peuvent ainsi former des miroirs opérant à incidence normale (de réflectivité de l'ordre de 96% [1]), tout en étant le siège de modes de vibration mécanique dans la gamme MHz avec des facteurs de qualité mécanique élevés de l'ordre de quelques 10^4 . Ces miroirs déformables de très faible masse (quelques centaines de pg) seront intégrés dans des cavités Fabry-Pérot de dimension micrométrique, pour contrôler les propriétés quantiques de la lumière (compression optomécanique) ou bien pour contrôler les propriétés mécaniques de l'oscillateur (refroidissement optique).

RÉFÉRENCES

- [1] T. Antoni, A. Kuhn, T. Briant, P.-F. Cohadon, A. Heidmann, R. Braive, A. Beveratos, I. Abram, L. Le Gratiet, I. Sagnes and I. Robert-Philip, « Deformable two-dimensional photonic crystal slab for cavity optomechanics », *Opt. Lett.*, vol. 36, 3434 (2011)
- [2] E. Gavartin, R. Braive, I. Sagnes, O. Arcizet, A. Beveratos, T. Kippenberg, I. Robert-Philip, « Optomechanical Coupling in a Two-Dimensional Photonic Crystal Defect Cavity », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, 203902 (2011)

DÉTECTION OPTIQUE DE LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE D'UN SPIN INDIVIDUEL DANS LE DIAMANT : APPLICATION À L'IMAGERIE MAGNÉTIQUE À L'ÉCHELLE NANOMÉTRIQUE

Jean-Philippe Tétienne^{1,2}, Thomas Hingant^{1,2}, Loïc Rondin², Stanislas Rohart³, André Thiaville³, Jean-François Roch¹, Vincent Jacques^{1,2}

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

² Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, ENS Cachan et CNRS UMR 8537, 94235 Cachan, France

³ Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris-Sud et CNRS UMR 8502, 91405 Orsay, France

jean-philippe.tetienne@ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une nouvelle méthode de microscopie en champ proche qui combine un microscope à force atomique, sur la pointe duquel un nanocristal de diamant est attaché, et un microscope optique confocal, qui permet d'exciter optiquement un centre coloré NV situé dans le nanocristal et de détecter sa photoluminescence (Fig. 1a). Le centre NV est utilisé comme magnétomètre de taille sub-nanométrique en exploitant la mesure, par résonance magnétique détectée optiquement, du déplacement Zeeman de son état de spin (Fig. 1b). Le microscope permet ainsi de produire des images de champ de fuite de nanostructures magnétiques [1]. Nous avons étudié en particulier le champ de fuite de plots ferromagnétiques de formes carré et circulaire, dont la structure magnétique interne présente une distribution de type vortex (Fig. 1c). Les images obtenues expérimentalement s'accordent qualitativement et quantitativement avec les simulations numériques, ce qui montre que cette méthode d'imagerie peut être utilisée pour confronter des modèles théoriques à l'expérience [2].

MOTS-CLEFS : *diamant ; spin ; résonance magnétique ; microscopie en champ proche*

RÉFÉRENCES

- [1] L. Rondin, J.-P. Tétienne, P. Spinicelli, C. Dal Savio, K. Karrai, G. Dantelle, A. Thiaville, S. Rohart, J.-F. Roch, V. Jacques, "Nanoscale magnetic field mapping with a single spin scanning probe magnetometer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, p. 153118, 2012.
- [2] L. Rondin, J.-P. Tétienne, S. Rohart, A. Thiaville, T. Hingant, P. Spinicelli, J.-F. Roch, V. Jacques, "Stray-field imaging of magnetic vortices with a single diamond spin," *arXiv* :1302.7307v1, 2013.

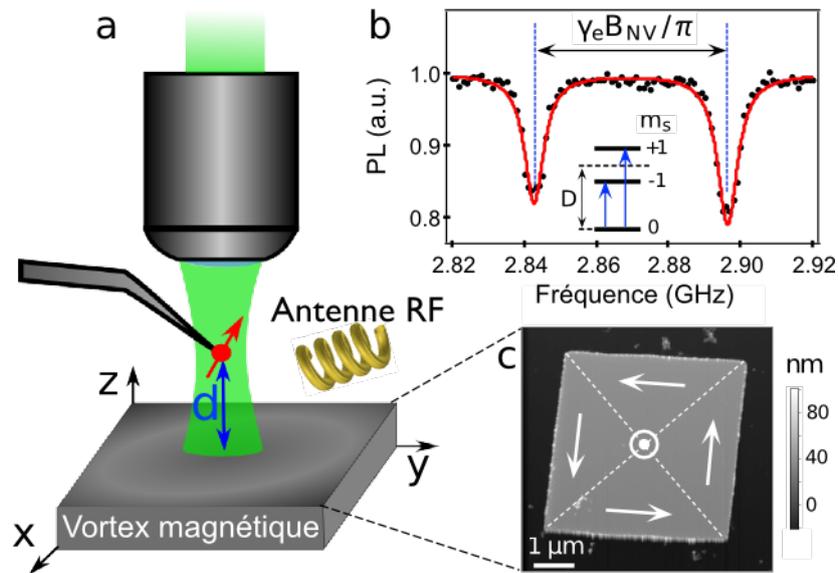


FIGURE 1 : (a) Schéma simplifié du microscope à centre NV. Un nanocristal de diamant de 20 nm contenant un unique défaut de type NV est attaché sur la pointe d'un microscope à force atomique (AFM). Un microscope confocal placé au-dessus de la pointe permet d'exciter optiquement le centre NV et de collecter sa photoluminescence (PL), laquelle dépend de son état de spin. La résonance magnétique du spin électronique du centre NV est excitée par une antenne radio-fréquence (RF). (b) Spectre de résonance magnétique d'un centre NV obtenu en mesurant l'intensité de PL en fonction de la fréquence RF appliquée. L'écart de fréquence entre les deux résonances est proportionnel à la projection du champ magnétique le long de l'axe NV, soit ici $B_{NV} = 0.9$ mT. (c) Image AFM typique d'un carré mince de permalloy ($\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$), tel que ceux étudiés avec le microscope à centre NV. Les flèches blanches représentent l'aimantation de l'état vortex.

Excitation simultanée de deux atomes par deux photons induite par des états corrélés de la lumière

Zhan Zheng^{1,2}, Pablo L. Saldanha^{3,4}, José R. Rios Leite³, Claude Fabre¹

¹Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie-Paris 6, ENS, CNRS; 4 place Jussieu, 75252 Paris, France

²State Key Laboratory for Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China

³Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 50670-901, Cidade Universitária, Recife, PE, Brazil

⁴Departamento de Física, Universidade Federal de Minas Gerais, Caixa Postal 702, 30161-970, Belo Horizonte, MG, Brazil

zheng.zhan@spectro.jussieu.fr

RÉSUMÉ

Nous nous posons la question de savoir si des états intriqués sont susceptibles d'exciter de manière plus efficace que d'autres états de la lumière deux atomes de différentes espèces lorsque la somme des énergies de ces photons est égale à la somme des énergies des deux transitions atomiques, alors que chacun des photons n'est résonnant pour aucun des deux atomes. A cette fin, nous étudions l'efficacité de différents états quantiques de la lumière pour induire de telles transitions. Nous montrons que l'ingrédient essentiel pour l'exaltation de ce type d'excitation double est la présence d'une forte anti-corrélation en fréquence dans l'état et non pas la présence de corrélations temporelles ou d'intrication temps-fréquence.

keywords: intrication, corrélation quantique, transition à deux photons

Introduction

L'intrication [1] est un des concepts centraux de la physique quantique, car elle induit des corrélations qui n'ont aucun équivalent classique [2] et qui ont des applications intéressantes en science de l'information [3]. Il y a quelques années, Muthukrishnan, et al. [4] montrèrent qu'un certain type d'état intriqué à deux photons pouvait conduire à une forte exaltation de la probabilité d'excitation simultanée de deux atomes différents. Ce résultat mettait le doigt sur une propriété nouvelle des états intriqués, en l'occurrence le renforcement de transitions à deux photons. Cette configuration est donc intéressante pour examiner en détail les rôles respectifs des corrélations liées à l'intrication et de celles qui ne sont pas liées à l'intrication.

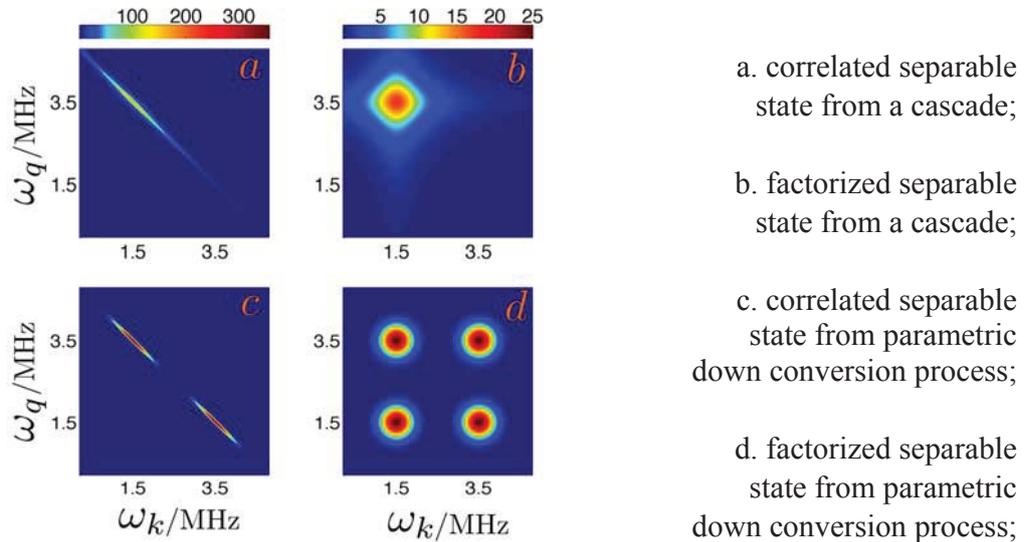
Modèle, méthodes and résultats

On considère l'interaction entre des modes d'onde plane se propageant le long de l'axe z et deux atomes différents situés en $z=0$ dont les états excités ont une très longue durée de vie. Les deux atomes sont initialement dans leur état fondamental et le champ décrit par la matrice densité ρ_0 . Un calcul de perturbation au deuxième ordre donne le résultat suivant pour la probabilité d'excitation des deux atomes à l'instant t :

$$P(t) \cong \sum_{jkmn} F_{jk}^* F_{mn} \text{Tr}(a_j^+ a_k^+ a_m a_n \rho_0) \quad (1)$$

où F est une fonction de réponse. Nous calculons cette probabilité pour différentes matrices densité d'états à 2 photons dans lesquels la somme des énergies des 2 photons est égale à la somme des fréquences de Bohr des 2 atomes, à commencer par celle décrivant l'état intriqué créé par cascade atomique introduit dans la référence [4], puis pour un état mélangé séparable correspondant à la même cascade atomique se produisant à un état aléatoire et enfin pour des états factorisés ne présentant aucune corrélation. Nous trouvons dans les deux premiers cas une probabilité exaltée par rapport au troisième. Nous considérons aussi le cas de photons créées par fluorescence paramétrique.

Nous examinons ensuite les corrélations de fréquence existant dans ces états en calculant la fonction de corrélation de fréquence du second ordre, et montrons que l'exaltation n'a lieu que s'il y a anti-corrélation de fréquence (visible par l'aspect diagonal des maxima des fonctions sur les figures).



Conclusion

Nous avons montré que l'exaltation des transitions à deux atomes n'était pas due au phénomène d'intrication quantique, mais plutôt aux anti-corrélations de fréquence existant dans l'état qui ne sont pas nécessairement liée à l'intrication.

RÉFÉRENCES

- [1] R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki, K. Horodecki, Rev. Mod. Phys. 81, 865 (2009)
- [2] K. Modi, A. Brodutch, H. Cable, T. Paterek, Rev. Mod. Physics, 84 1655 (2012)
- [3] M. D. Reid, P. D. Drummond, et al, Rev. Mod. Phys. 81, 1727 (2009)
- [4] A. Muthukrishnan, G. S. Agarwal and M. O. Scully, Phys. Rev. Lett. 93, 093002 (2004)
- [5] Zhan Zheng, Pablo L. Saldanha, José R. Rios Leite, Claude Fabre, arXiv:1303.5043