

CONGRÈS DE LA



Société Française d'Optique

04 – 07 JUILLET 2016

OPTIQUE



BORDEAUX 2016

COLOQ HORIZONS JNOG JRIOA CLUBS PAMO-JSM (SFP)

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

20^e CONFÉRENCE
HORIZONS DE
L'OPTIQUE

36^e JOURNÉES
NATIONALES
D'OPTIQUE
GUIDÉE

8^e JOURNÉES
RECHERCHE
INDUSTRIE
DE L'OPTIQUE
ADAPTATIVE

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

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



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

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



Présentations posters

Posters de la session PAMO/JSM

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

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

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

Posters des Journées Nationales d'Optique Guidée

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

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

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

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

Posters des Journées Nationales Photonique Organique

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

Posters des Rencontres pédagogiques

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

Posters du club Horizons de l'optique

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

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

Posters du Club Nanophotonique

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

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

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

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

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

APPLICATION DE L'INTRICATION SPATIALE A L'IMAGERIE FANTOME TEMPORELLE

Séverine Denis¹, Paul-Antoine Moreau², Fabrice Devaux¹, et Éric Lantz¹

¹ Département d'Optique, Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Bourgogne Franche-Comté, 25030 Besançon, France

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

severine.denis@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Nous avons mis en place une expérience d'imagerie fantôme temporelle utilisant les propriétés de faisceaux corrélés spatialement. Cette expérience montre qu'il est possible de reconstruire un signal temporel unique et non périodique, acquis au moyen d'une caméra intégrant entièrement le signal, c'est-à-dire sans résolution temporelle.

MOTS-CLEFS : *Imagerie fantôme ; intrication ; EMCCD ; intercorrélacion.*

1. INTRODUCTION

L'amplification paramétrique du bruit quantique, utilisée pour générer des paires de photons intriqués, a permis au cours de ces dernières années de révéler certaines propriétés quantiques des états intriqués. Cela a notamment été rendu possible dans notre équipe par l'emploi de caméras EMCCD (Electron Multiplying Charged Coupled Device), qui ont permis l'enregistrement d'images jumelles à faible niveau de photons [1], et par une intercorrélacion de ces images, de mettre à jour des corrélacions de type EPR (Einstein-Podolsky-Rosen) [2-4].

Cette intercorrélacion témoignait également de la ressemblance entre deux images corrélées. Aujourd'hui, nous utilisons cette ressemblance pour reconstituer un signal temporel enregistré sans résolution temporelle.

2. FONCTIONNEMENT DE L'IMAGERIE FANTOME TEMPORELLE

La condition indispensable à la mise en place de l'imagerie fantôme temporelle, est de bénéficier de deux séries identiques d'événements aléatoires. Ces événements peuvent être des motifs générés par un ordinateur [5], les fluctuations d'intensité d'une source incohérente [6], ou des speckles de fluorescence spatialement corrélés. Dans notre cas, nous utilisons l'amplification paramétrique pour générer des speckles de fluorescence corrélés. Le montage expérimental est représenté en Fig.1. Les motifs de l'une des séries sont tout d'abord pondérés par une densité variable, afin de leur octroyer les valeurs du signal temporel.

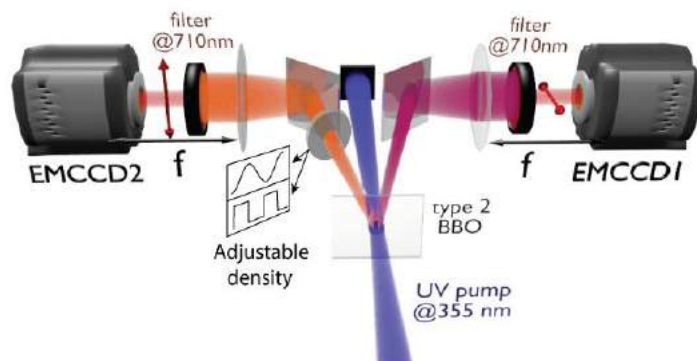


Fig. 1 : Montage expérimental permettant l'enregistrement du signal fantôme et de la série de référence.

Les motifs contenant le signal sont ensuite sommés par une caméra (EMCCD2), pour former une image unique. La dimension temporelle, et par conséquent le signal, semblent ainsi entièrement perdus puisque cette image n'exhibe qu'une somme d'événements aléatoires.

De leur côté, les motifs de la seconde série ne sont pas affectés par le signal, et sont enregistrés par une seconde caméra (EMCCD1) avec un rythme correspondant à la discrétisation temporelle du signal. Ces images sont utilisées comme référence.

Finalement, une comparaison de l'image intégrée avec chaque image de référence est réalisée en calculant l'intercorrélation des deux images. Nous obtenons ainsi le degré de corrélation de chaque image de référence avec l'image intégrée. Puis en associant les valeurs obtenues avec les temps d'acquisition des images de référence, nous pouvons alors reconstruire la forme du signal.

3. RECONSTITUTION D'UN SIGNAL FANTOME

La complexité et la longueur du signal pouvant être reconstruit dépendent du degré de corrélation de deux images jumelles : si le degré de corrélation est trop faible, la fluctuation des coïncidences accidentelles entre deux images ne permettra pas de distinguer clairement les différents niveaux du signal.

Un degré de corrélation de 21% entre deux images jumelles nous a permis de reconstruire des signaux aléatoires de six étapes, et deux niveaux (signal binaire), avec un taux d'erreur avoisinant les 10% (Fig. 2).

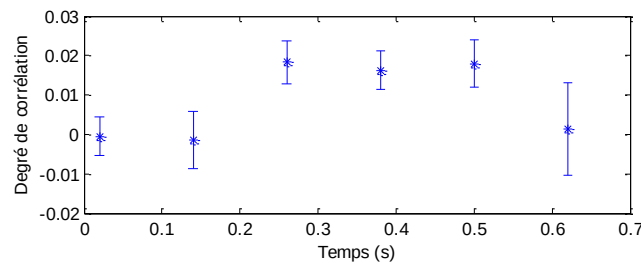


Fig. 2 : Moyenne sur 10 reconstitutions d'un même signal binaire. Les barres d'erreur représentent l'écart type des degrés de corrélations pour chaque étape du signal. Un taux d'erreur de 10% est calculé sur ce signal.

CONCLUSION

Nous avons utilisé des faisceaux corrélés spatialement pour mettre en application l'imagerie fantôme temporelle. Cela nous a permis de reconstruire, avec 90% de certitude, des signaux binaires de six bits, sans aucune connaissance a priori du signal créé et caché, et en n'effectuant qu'une seule fois l'opération, soit pour une acquisition de moins d'une seconde. Si le taux d'erreur reste à améliorer, cette expérience est la première imagerie fantôme d'un signal temporel unique, alors que l'expérience publiée récemment [6] nécessitait plusieurs milliers de copies du signal.

Cette méthode permet également de cacher un signal temporel beaucoup plus long en diminuant sa résolution temporelle, c'est-à-dire en subdivisant le signal en parties pouvant être sommées, rendant le signal illisible, puis reconstruites grâce à ce procédé.

REFERENCES

- [1] E. Lantz, J.-L. Blanchet, L. Furfaro, F. Devaux, "Multi-imaging and Bayesian estimation for photon counting with EMCCDs", *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 386, 2262 (2008).
- [2] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, "Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete ? ", *Phys. Rev.* 47, 777 (1935).
- [3] P.-A. Moreau, F. Devaux, E. Lantz, "The Einstein-Podolsky-Rosen paradox in twin images", *Phys. Rev. Lett.* 113, 160401 (2014).
- [4] E. Lantz, S. Denis, P.-A. Moreau, F. Devaux, "Einstein-Podolsky-Rosen paradox in single pairs of images", *Opt. Express* 23, 26472-26478 (2015).
- [5] F. Devaux, P.-A. Moreau, S. Denis, E. Lantz, "Computational temporal ghost imaging", *arXiv:1603.04647* (2016)
- [6] P. Ryczkowski, M. Barbier, A. T. Friberg, J. M. Dudley, G. Genty, "Ghost imaging in the time domain", *Nature Photonics* 10, 167-170 (2016).

GÉNÉRATEUR DE FONCTIONS OPTIQUES À 80 GHz

Julien Fatome, Kamal Hammani, Bertrand Kibler et Christophe Finot

Laboratoire Interdisciplinaire CARNOT de Bourgogne, UMR 6303 Université de Bourgogne Franche-Comté – CNRS, 9 avenue Alain Savary, BP 47 870, 21078 Dijon

christophe.finot@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons la réalisation expérimentale d'un générateur de fonctions élémentaires tout optique permettant de délivrer des profils d'intensité triangulaires, paraboliques, aplatis à très haut débit. Le déphasage spectral entre les composantes spectrales générées dans une fibre optique non-linéaire est ajusté pour permettre de générer la forme attendue.

MOTS-CLEFS : *optique non-linéaire, façonnage optique, sources haut-débit*

1. INTRODUCTION

Le générateur de fonctions est l'un des instruments les plus élémentaires de l'électronique permettant de délivrer facilement des sinus, triangles, rectangles à des débits allant jusqu'à quelques dizaines de MHz. Néanmoins, dans le domaine optique, si les profils temporels sinusoïdaux ou gaussiens sont désormais assez facilement accessibles grâce à des modulateurs ou des sources lasers, les fonctions triangles, paraboles ou rectangles se révèlent beaucoup plus délicates à obtenir à des débits significatifs (plusieurs dizaines de GHz). Il a récemment été démontré que seules quelques lignes spectrales étaient nécessaires à la synthèse de profils de haute qualité [1]. Ainsi, par une analyse systématique, nous avons montré que 4 raies spectrales étaient suffisantes pour générer des profils temporels symétriques : si le rapport entre les deux composantes spectrales centrales et les composantes latérales est de -12 dB, il suffit de jouer sur le déphasage entre composantes pour reconfigurer efficacement la forme générée. Une preuve de principe expérimentale avait confirmé l'efficacité de cette approche à un débit de 40 GHz [2].

Nous étendons ici cette stratégie à un débit de 80 GHz en profitant également d'un étage fibré non-linéaire nous permettant de générer efficacement le rapport adéquat entre composantes spectrales [3].

2. MONTAGE EXPÉRIMENTAL EMPLOYÉ

Le montage expérimental mis en œuvre pour atteindre un débit de 80 GHz est résumé Fig. 1(a). Une source laser continue émettant dans la bande C des télécommunications optiques (1550 nm) est modulée par un modulateur d'intensité (MI) opérant au point de transmission nulle et alimenté par un signal électrique sinusoïdal à une fréquence de 40 GHz. Le spectre symétrique obtenu après filtrage de ce signal est représenté Fig. 1(b) et montre deux composantes séparées de 80 GHz. Un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) permet d'atteindre la puissance nécessaire pour générer grâce à la non-linéarité Kerr d'une fibre optique hautement non-linéaire (HNLF) de 1 km des composantes latérales d'intensité significative (voir spectre après HNLF Fig. 1(b)). La puissance utilisée est limitée par l'apparition de rétrodiffusion Brillouin. Un second filtre programmable permet d'effectuer simultanément plusieurs opérations. Tout d'abord, il permet d'ajuster précisément le rapport entre composantes centrales et latérales à la valeur optimale de -12dB, tout en éliminant les composantes spectrales supérieures inutiles ainsi que les composantes résiduelles parasites. Le profil spectral présente un rapport signal sur bruit supérieur à 40 dB. L'opération de façonnage optique permet également d'ajuster le déphasage entre les raies spectrales centrales et les raies latérales. Les profils temporels d'intensité et de chirp obtenus sont alors détectés par un analyseur de spectre optique complexe (APEX). Une variante expérimentale de ce montage a également été mise en œuvre où l'onde continue est découpée en paquets limités dans le temps. Les résultats obtenus dans les deux cas sont similaires.

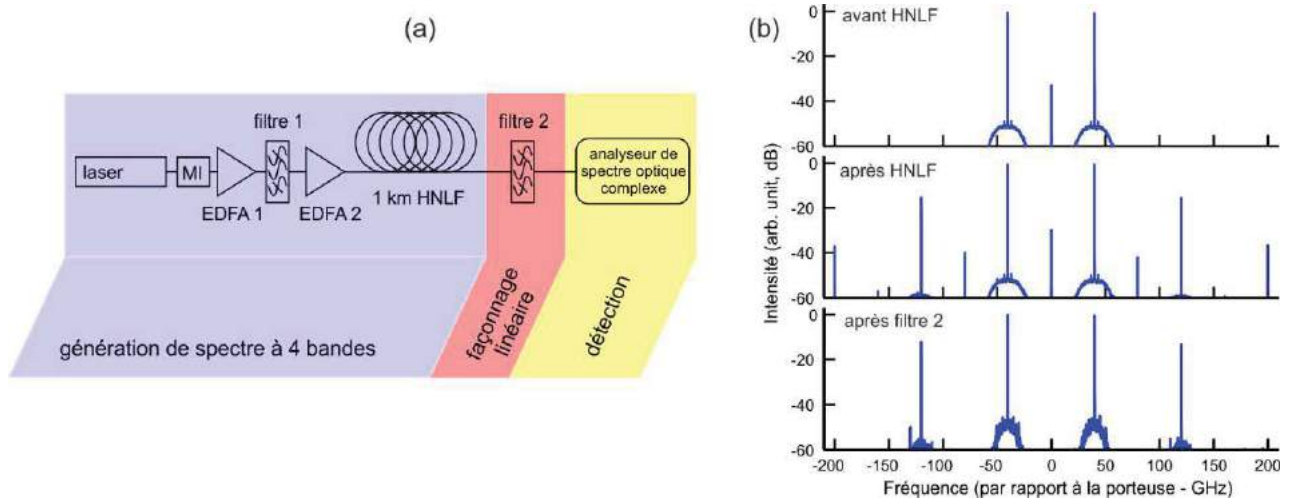


Fig. 1 : (a) Montage expérimental mis en œuvre et (b) spectres obtenus à différentes étapes

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Différents profils temporels enregistrés sont représentés Fig. 2. Il apparaît alors clairement que le dispositif proposé est totalement en mesure de générer des profils d'intensité paraboliques, triangulaires, aplatis ou paraboliques inversés de grande qualité et cela à un débit de 80 GHz dépassant les possibilités des éléments optoélectroniques traditionnels. Passer d'un profil à l'autre nécessite seulement d'ajuster au niveau du second filtre le déphasage introduit entre composantes centrales et latérales. Notons néanmoins que les trains d'impulsions obtenus ne sont absolument pas en limite de Fourier, le chirp sur ces impulsions étant prononcé dans leur partie centrale. Une autre limite de l'approche photonique simplifiée que nous proposons réside dans le fait qu'il n'est pas possible d'ajuster le rapport de cycle entre la durée de la forme produite et la période du signal.

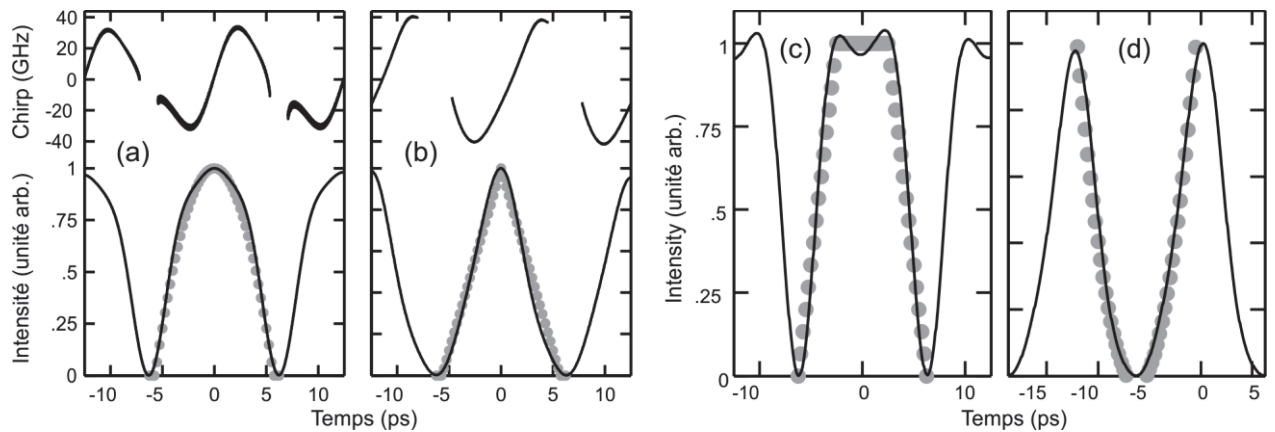


Fig. 2 : Profils temporels d'intensité et de chirp obtenus expérimentalement pour différents déphasages : profils d'intensité paraboliques (a), triangulaires (b), aplatis (c) et paraboliques inversés (d). Les cercles gris sont des ajustements par le profil d'intensité désiré

RÉFÉRENCES

- [1] D. S. Wu, *et al.*, "Optical Fourier synthesis of high-repetition-rate pulses," *Optica*, vol. 2, pp. 18-26, 2015.
- [2] J. Fatome, *et al.*, "80 GHz waveform generated by the optical Fourier synthesis of four spectral sidebands," *Laser Phys. Lett.*, vol. 13, p. 015102, 2016.
- [3] C. Finot, "40-GHz photonic waveform generator by linear shaping of four spectral sidebands," *Opt. Lett.*, vol. 40, pp. 1422-1425, 2015.

FAÇONNAGE OPTIQUE INTRA-CAVITÉ DANS UN LASER IMPULSIONNEL A FIBRE**Sonia Boscolo¹, Junsong Peng¹ et Christophe Finot²**¹ *Aston Institute of Photonic Technologies, Birmingham B4 7ET, Royaume-Uni*² *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot Bourgogne, UMR 6303 UBFC-CNRS, 2178 Dijon, France*s.a.boscolo@aston.ac.uk**RÉSUMÉ**

Les lasers à fibre permettent d'observer une très grande variété de dynamiques non-linéaires allant de dynamiques solitoniques à des structures auto-similaires. En insérant un façonneur spectral reconfigurable dans la cavité fibrée, nous montrons qu'il est possible de gagner en flexibilité, soit en permettant un contrôle précis du profil temporel généré, soit en contrôlant la dynamique non-linéaire impliquée.

MOTS-CLEFS : *laser à fibre, façonnage intra-cavité*

1. INTRODUCTION

Les technologies laser fibrées à blocage de modes passif sont des solutions attrayantes pouvant fournir des impulsions ultrabrèves tout en assurant une grande stabilité, une forte compacité et un prix très compétitif. En général, ces lasers reposent sur des processus non-linéaires pour réaliser le verrouillage des modes et une augmentation significative de la puissance crête a été réalisée grâce à l'exploitation de nouvelles dynamiques non-linéaires. Néanmoins, les lasers à fibre restent relativement limités en termes de reconfigurabilité et réaliser différentes caractéristiques d'impulsions en sortie requiert souvent des changements physiques non négligeables de la cavité. L'inclusion d'un façonneur spectral à l'intérieur même de la cavité a récemment été suggérée pour réaliser l'ajustement de la longueur d'onde d'émission et de la cadence, pour contrôler précisément la dispersion de la cavité ou bien encore pour basculer de l'émission d'un train d'impulsions brillantes vers un train d'impulsions sombres.

Dans cette contribution, nous considérons les possibilités offertes par un filtre programmable en intensité et phase et nous montrons numériquement la possibilité d'atteindre des régimes où la génération de différentes formes de base est réalisable. Nous complétons notre approche en démontrant expérimentalement qu'en ajustant ponctuellement la phase spectrale parabolique, il est possible d'atteindre différentes dynamiques non-linéaires typiques des architectures fibrées.

2. CONTRÔLE DU PROFIL D'INTENSITÉ TEMPOREL

Parmi les architectures lasers fibrées récemment développées, les lasers opérant en régime auto-similaire présentent des caractéristiques particulièrement attractives pour le contrôle précis de leurs caractéristiques temporelles. En effet, les impulsions subissent au cours de leur évolution un élargissement spectral particulièrement marqué [1]. Si une étape de compression spectrale peut être mise en œuvre [2], l'insertion d'un filtre relativement étroit permet plus généralement d'assurer les conditions de fonctionnement du laser. Un profil de filtre gaussien est habituellement utilisé, mais en variant les propriétés spectrales d'amplitude et de phase de ce filtre, la génération de profils plus évolués tels que des paraboles inversées, des triangles, des profils aplatis devient envisageable. En effet, si $h(t)$ est le profil cible à générer, nous avons pu vérifier par simulations numériques que programmer le filtre ajustable pour synthétiser la transformée de Fourier de $h(t)$ était suffisant pour obtenir la forme temporelle désirée avec une fidélité satisfaisante. En effet, l'élargissement auto-similaire subi dans la cavité étant supérieur à la largeur spectrale typique du filtre envisagée, l'étape de filtrage reste peu affectée par les détails du spectre

élargi [3]. Nous avons également pu confirmer numériquement la possibilité de corriger une éventuelle convexité du spectre élargi par l'adjonction d'une compensation intra-cavité par un profil d'amplitude spectral concave. Des impulsions de Nyquist quasi-idéales peuvent alors être prédites [4].

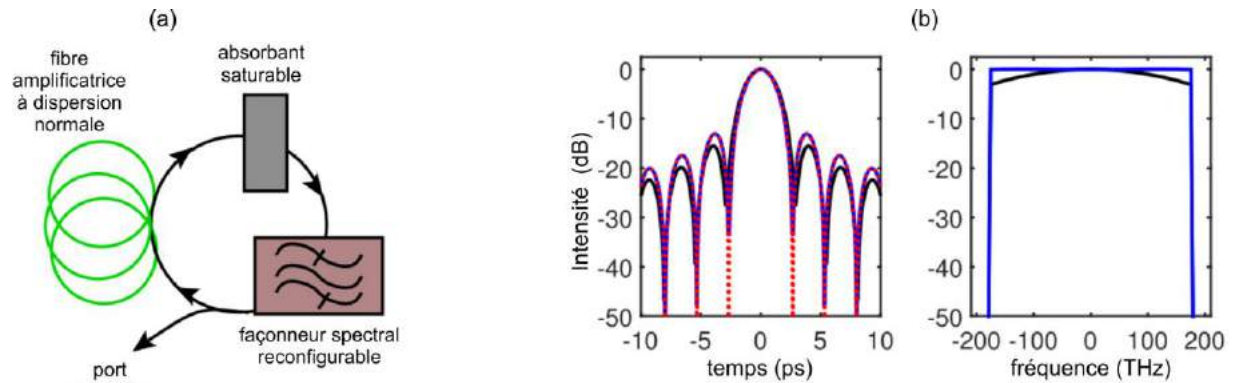


Fig. 1 : (a) Vue schématique de la cavité laser fibrée considérée numériquement (b) Exemples numériques de profils temporels et spectraux obtenus pour la génération d'une impulsion Nyquist (impulsion de spectre rectangulaire) : en rouge la cible, en noir les profils obtenus sans correction de la concavité du spectre, en bleu les profils corrigés par l'adjonction d'un filtrage concave. Plus de détails dans [4].

3. CONTRÔLE EXPÉRIMENTAL DE LA DYNAMIQUE NON-LINÉAIRE

L'utilisation d'un filtre reconfigurable intra-cavité est également profitable pour contrôler le type de dynamique non-linéaire pouvant se développer au sein du laser. En effet, en variant le profil de phase parabolique spectrale imprimée par le filtre, il est possible de modifier la dispersion moyenne régnant dans la cavité. Différents types de dynamiques peuvent alors être atteints, allant de la dynamique solitonique conventionnelle lorsque la dispersion moyenne est anormale à une dynamique de solitons dissipatifs dans une cavité à dispersion moyenne normale en passant par des solitons à respiration quand la dispersion moyenne approche une valeur nulle [5]. Nous avons pu vérifier expérimentalement la possibilité de reconfigurer ainsi un laser fibré rien qu'en jouant sur le façonneur intra-cavité et nous avons pu vérifier que les différents régimes requéraient des puissances de pompe significativement différentes pour un fonctionnement mono-impulsionnel : les solitons conventionnels sont obtenus pour les puissances les plus faibles alors que les solitons dissipatifs aboutissent à une énergie plus élevée. Nous avons également vérifié que les solitons dissipatifs nécessitaient l'adjonction d'un filtrage intracavité en intensité additionnel [6].

RÉFÉRENCES

- [1] A. Chong, *et al.*, "Ultrafast fiber lasers based on self-similar pulse evolution: a review of current progress," *Reports on Progress in Physics*, vol. 78, p. 113901, 2015.
- [2] S. Boscolo, *et al.*, "Amplifier similariton fiber laser with nonlinear spectral compression," *Opt. Lett.*, vol. 37, pp. 4531-4533, 2012/11/01 2012.
- [3] S. Boscolo, *et al.*, "Pulse shaping in mode-locked fiber lasers by in-cavity spectral filter," *Opt. Lett.*, vol. 39, pp. 438-441, 2014.
- [4] S. Boscolo, *et al.*, "Bandwidth Programmable Optical Nyquist Pulse Generation in Passively Mode-Locked Fiber Laser," *IEEE Photon. J.*, vol. 7, pp. 1-9, 2015.
- [5] S. K. Turitsyn, *et al.*, "Dispersion-managed solitons in fibre systems and lasers," *Phys. Reports*, vol. 521, pp. 135-203, Dec 2012.
- [6] S. Boscolo, *et al.*, "Design and Applications of In-Cavity Pulse Shaping by Spectral Sculpturing in Mode-Locked Fibre Lasers," *Applied Sciences*, vol. 5, p. 1379, 2015.

OSCILLATEUR PARAMÉTRIQUE OPTIQUE CONTINU SIMPLEMENT RÉSONANT À $1.6\ \mu\text{m}$ À LARGEUR DE RAIE ULTRAFINE

Aliou Ly¹, Christophe Siour¹, Fabien Bretenaker¹

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

aliou.ly@u-psud.fr

RÉSUMÉ

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

MOTS-CLEFS : SRO ; faible bruit ; grande puissance de sortie ; sub-kHz ; $1.6\ \mu\text{m}$

1. INTRODUCTION

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

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

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

3. CONCLUSION

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

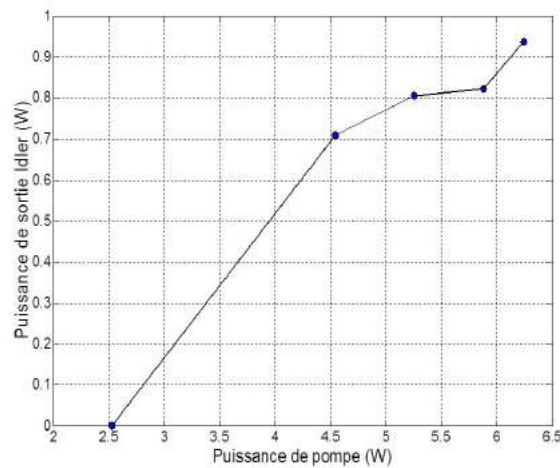


FIGURE 1 : Mesure de l'évolution de la puissance de sortie du complémentaire en fonction de la puissance de pompe.

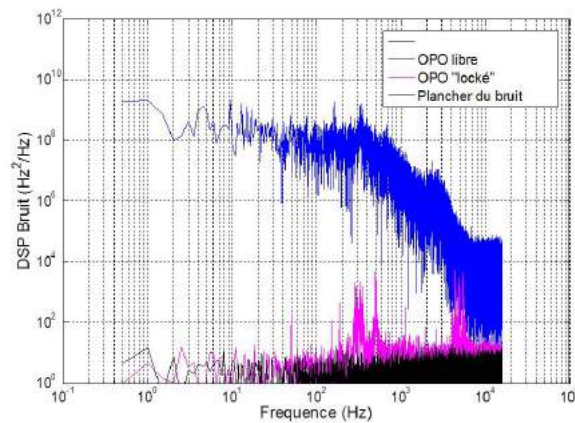


FIGURE 2 : Densité Spectrale de Puissance du bruit de fréquence du complémentaire lorsque le SRO est asservi, en fonctionnement libre et en l'absence de signal incident sur la cavité FP (plancher).

RÉFÉRENCES

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

LASER PICOSECONDE À FIBRE YB À TAUX DE RÉPÉTITION CONTINUËMENT ACCORDABLE ENTRE 11 ET 18 GHz

Adrien Aubourg^{1,3}, Jérôme Lhermite¹, Steve Hocquet², Giorgio Santarelli³, Eric Cormier¹

¹ Centre Lasers Intenses et Applications, Université Bordeaux-CNRS-CEA-UMR 5107, 33405 Talence, France

² Greenfield Technology, 1 bis rue Marcel Paul, 91300 Massy, France

³ Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences (LP2N), UMR 5298, CNRS-IOGS-Université Bordeaux, 33400 Talence, France

adrien.aubourg@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une source laser à fibre monolithique basée sur la modulation en phase et en amplitude d'une diode laser monofréquence pour générer des impulsions picosecondes à 1030 nm. La cadence de répétition de la source est continûment ajustable dans la gamme 11-18 GHz.

MOTS-CLEFS : *Laser impulsif ; Modulations de phase et d'amplitude ; Amplificateur à fibre dopée Yb ; Pulse-picking*

1. LES PEIGNES DE FRÉQUENCE OPTIQUES GÉNÉRÉS PAR MODULATIONS ÉLECTRO-OPTIQUES

Les peignes de fréquence générés à partir d'une source monofréquence continue (continuous wave, CW) à l'aide de modulations électro-optiques en phase et en amplitude permettent de sculpter des impulsions d'une durée de l'ordre de la picoseconde à des cadences de répétition variables et très élevées de quelques gigahertz. Cette architecture propose de nombreuses applications, tout particulièrement autour des accélérateurs d'électrons (X-band) [1], pour la génération de profil temporel arbitraire [2]. Cependant, le développement de telles sources laser a surtout été effectué aux longueurs d'onde télécoms autour de $1.5 \mu\text{m}$ [3,4], intervalle où les composants optiques sont efficaces, robustes et bon marché. A ce jour, très peu de travaux ont étudié la modulation de sources autour de $1 \mu\text{m}$, où grâce au potentiel de gain de l'ion Ytterbium il est possible d'envisager une montée en puissance moyenne et en énergie importante.

Dans cette présentation, nous décrivons l'architecture et les performances d'un laser émettant des impulsions picosecondes à 1030 nm, avec une cadence de répétition pouvant être finement ajustée entre 11 et 18 GHz avec une résolution de 0,1 Hz. Une montée en puissance moyenne à 2,2 W est aussi présentée, suivie d'une montée en puissance crête à l'aide de prélèvement d'impulsions (pulse-picking). Les mesures des bruits de phase et d'amplitude de la source sont également discutées.

2. RÉALISATION EXPÉRIMENTALE

Le principe générale consiste à moduler sinusoidalement en phase et en amplitude un faisceau laser initialement continu (CW) à 1030 nm issu d'une diode laser monofréquence (largeur de raie 100 kHz) (Fig. 1). Tout d'abord, les deux modulateurs de phase (PM) élargissent le spectre jusqu'à ce qu'il soit compatible avec la génération d'impulsions picosecondes ($\sim 4 \text{ nm}$).

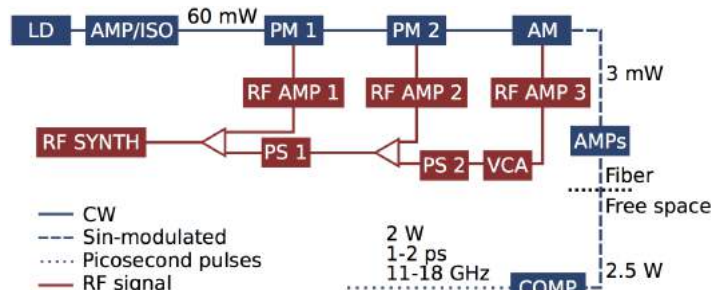


Fig. 1 – Schéma général de la source laser. LD : diode laser, ISO : isolateur, PM : modulateur de phase, AM : Modulateur d'amplitude, AMP : amplificateur à fibre dopée Ytterbium, COMP : compresseur, RF SYNTH : oscillateur radio-fréquence, PS : déphaseur, RF AMP : amplificateur RF, VCA : atténuateur RF variable.

Au cours du processus de modulation de phase, une phase spectrale quadratique est introduite. Elle peut être compensée à l'aide d'un compresseur (COMP) de manière à obtenir un train d'impulsions optiques picosecondes (Fig. 2) à partir du train optique sinusoïdale généré par le modulateur d'amplitude (AM). En outre, les pertes des câbles radio-fréquences (RF) et le gain des amplificateurs RF varient avec la fréquence. C'est pourquoi il est nécessaire d'ajuster la puissance injectée dans le modulateur d'amplitude à l'aide d'un atténuateur variable (VCA) pour éviter des sous/sur-modulations.

La limite haute de la cadence de répétition de cette source laser (18 GHz) est fixée par les bandes passantes des câbles et des amplificateurs RF (DC-20 GHz). La limite basse provient quant à elle de la distorsion des amplificateurs RF. En effet, en dessous de 11 GHz, leur première harmonique se situe dans la bande passante des modulateurs électro-optiques (DC-22 GHz) et génère des modulations d'amplitude et des distorsions spectrales parasites.

Pour que la cadence de répétition puisse être variable sans avoir à ajuster systématiquement les déphaseurs (PS), il est nécessaire que les délais électrique RF et optique soit égaux de manière à appliquer une même modulation sur la même phase de la porteuse optique. Les déphaseurs permettent une compensation fine du chemin RF.

La dispersion du délai de groupe (GDD) à compenser varie avec la fréquence de modulation. Ainsi, la dispersion compensée par le compresseur « en espace-libre » doit elle aussi être variable. Pour cela, son architecture est directement inspirée de la référence [5], mais en utilisant un réseau en réflexion, plutôt qu'un prisme comme milieu dispersif. La platine motorisée sur laquelle est fixé le réseau est automatiquement ajustée pour minimiser la durée des impulsions en sortie de compresseur (Fig. 2).

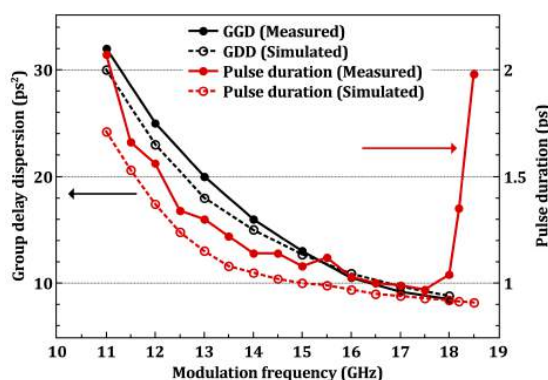


Fig. 2 : Dispersions du délai de groupe (noir) induit par le compresseur pour optimiser la durée des impulsions (rouge) (plein : mesures expérimentales, pointillées : simulations).

RÉSULTATS

La source laser délivre des impulsions dont la durée est de 1 à 2 picosecondes dans l'intervalle de cadences de répétition 11-18 GHz à 1030 nm. La sélection de la cadence s'effectue simplement en faisant varier la fréquence de modulation en sortie de l'oscillateur RF. Le compresseur et l'atténuateur variable sont automatiquement ajustés pour minimiser la durée des impulsions. L'émission à 1030 nm permet la montée en puissance moyenne à l'aide d'amplificateurs à fibre dopée ytterbium; 2 W ont été obtenus en sortie de compresseur, soit environ 100 W crête. Par prélèvement d'impulsion, des cadences autour du GHz ont été démontrées, permettant une montée en puissance crête au-delà de 2 kW. Les bruits de phase et d'amplitude de la source laser ont aussi été mesurés et étudiés.

RÉFÉRENCES

- [1] Matthew A. Prantil, Eric Cormier, Jay W. Dawson, David J. Gibson, Michael J. Messerly, and C. P. J. Barty, "Widely tunable 11 GHz femtosecond fiber laser based on a nonmode-locked source"
- [2] Zhi Jiang, Chen-Bin Huang, Daniel E. Leaird, Andrew M. Weiner, "Optical arbitrary waveform processing of more than 100 spectral comb lines"
- [3] Y. Dai and C. Xu, "Generation of high repetition rate femtosecond pulses from a CW laser by a time-lens loop" *Optics express* 17, 6584–6590 (2009).
- [4] A. Metcalf, V. Torres-Company, D. Leaird, and A. Weiner, "High-power broadly tunable electrooptic frequency comb generator" *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 19, 231–236 (2013).
- [5] S. Akturk, X. Gu, M. Kimmel, and R. Trebino, "Extremely simple single-prism ultrashort-pulse compressor" *Optics express* 14, 10101–10108 (2006).

VERS UNE OBSERVATION DE L'ABSORPTION PAR UN ATOME DE L'EMISSION THERMIQUE EN CHAMP PROCHE

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

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

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

joao.carvalho@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Au voisinage d'une surface chaude, les échanges thermiques dissipatifs ou dispersifs avec la matière environnante sont fortement exaltés en champ proche. Après avoir observé la dépendance en température de l'interaction Casimir-Polder ("forces de dispersion"), nous cherchons des situations où l'émission thermique de polariton de surface est convertie en une excitation atomique. Des différences importantes sont prévues à l'interface saphir /vapeur de Cs, dans la comparaison des deux transitions de structures fines ($6S_{1/2}$ - $7P_{1/2}$ à 459 nm, et $6S_{1/2}$ - $7P_{3/2}$ à 455 nm).

MOTS-CLEFS : *QED à température non nulle ; polariton de surface ; Casimir-Polder ; réflexion sélective*

1. INTRODUCTION

Nous avons récemment établi que l'interaction fondamentale à longue portée de type Casimir-Polder (C-P) entre atome et surface pouvait être fortement modifiée par la température de surface [1]. Nos expériences par réflexion sélective (RS) sondent une profondeur ≤ 100 nm, bien plus faible que la longueur d'onde (≥ 10 μ m) associée à l'excitation thermique, même pour $T \sim 1000$ K. Dans ce régime de champ très proche, l'interaction atome-surface varie en z^{-3} , où z est la distance atome-surface, tant pour le déplacement d'énergie (effet C-P) associé à un échange virtuel, que pour le transfert réel d'énergie, que nous recherchons actuellement.

2. PRINCIPE DES EXPERIENCES ET PREMIERS RESULTATS

Nous poursuivons actuellement des expériences de RS à la même interface que celle utilisée dans [1], entre fenêtre de saphir superpoli et vapeur de Cs. Nous testons ici la spectroscopie sur le doublet de structure fine de la seconde résonance $6S_{1/2}$ - $7P_{1/2}$ et $6S_{1/2}$ - $7P_{3/2}$, (excitation depuis le niveau fondamental respectivement à 459 et 455 nm)-cf. fig. 1a-. Le saphir possède une résonance de surface assez aiguë autour de 12,15 μ m (823 cm^{-1}), qui coïncide avec le couplage $7P_{1/2}$ - $6D_{3/2}$, alors que les couplages depuis $7P_{3/2}$ en sont éloignés. Il en résulte des différences très importantes pour l'interaction C-P. De plus, la durée de vie de $7P_{1/2}$ peut être réduite au voisinage de la paroi (avec une dépendance en z^{-3}) par le transfert thermique vers $6D_{3/2}$.

Dans nos observations actuelles en RS, l'interaction C-P semble décroître avec la température pour $7P_{3/2}$, et croître rapidement pour Cs ($7P_{1/2}$). Ce constat s'appuie sur la théorie de la RS pour un gaz d'atomes sensibles à une interaction en z^{-3} [2], avec des méthodes numériques éprouvées (cf.[1]), développées à partir d'une bibliothèque universelle de formes de raie, dépendant uniquement d'un paramètre de l'interaction C-P.

La théorie de la RS [2] inclut aussi la possibilité d'une dispersion spatiale (en z^{-3}) pour la largeur de la transition optique, ce qui est une conséquence inévitable d'une durée de vie de l'état excité modifiée par le transfert thermique en champ proche. La bibliothèque universelle de formes de raies doit alors inclure un second paramètre sans dimensions [3], qui caractérise la modification

spatiale de la largeur de raie. Malgré une diversité de formes de raie un peu plus grande que si seul le déplacement énergétique est pris en compte, il reste difficile de déterminer si une forme de raie RS est associée à un transfert virtuel *et* réel, ou seulement au déplacement énergétique (virtuel). Le transfert réel peut cependant modifier l'amplitude relative des spectres RS (par un facteur typique ≤ 2). Cette amplitude ne paraît exploitable que si on connaît en absolu la densité atomique à l'interface, ce qui est exclu pour notre montage (vapeur hors-équilibre, car la fenêtre est très chaude par rapport au réservoir de Cs). Comparer dans des conditions identiques les 2 transitions voisines, dont une seule subit (à chaud) le transfert thermique, devrait permettre d'exploiter ces différences prévues pour l'amplitude, en s'affranchissant d'une mesure absolue de la densité du gaz. Nous travaillons actuellement à l'identification préalable des différences résiduelles entre les deux transitions de structure fine : en volume ($z \rightarrow \infty$), des différences de largeur optique marginales semblent présentes, qui pourraient être induites par des élargissements collisionnels différents, que nous cherchons à mieux cerner ; de même, il devient nécessaire d'évaluer, pour un atome loin de la paroi, les effets d'absorption du rayonnement de corps noir.

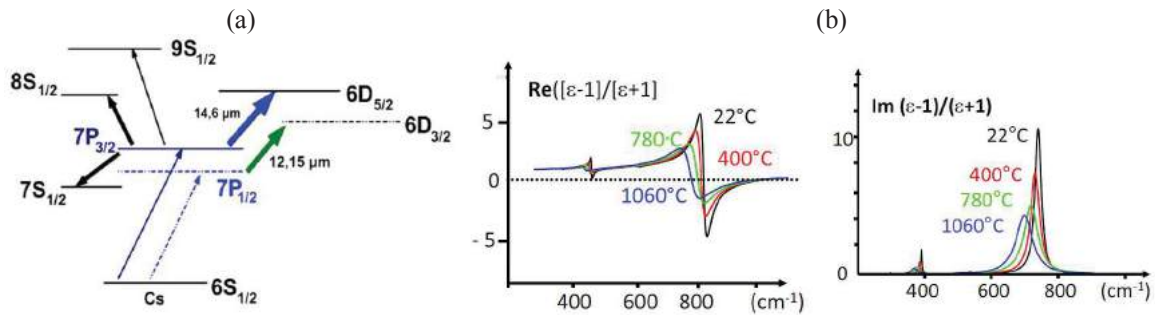


Fig. 1 : (a) Niveaux atomiques et couplages pertinents pour Cs. (b) Réponse réelle et imaginaire de $(\epsilon-1)/(\epsilon+1)$ de la surface de saphir à différentes températures

3. ENJEUX ET PERSPECTIVES

Outre l'enjeu général et très actuel de l'étude du transfert thermique en champ proche, initié notamment dans le groupe de JJ Greffet depuis le début des années 2000, détecter de tels effets implique de transférer l'énergie associée aux fluctuations thermiques en une absorption quantique, atomique ici, et sans doute généralisable au peuplement des niveaux de ro vibration moléculaires. Une mesure quantitative du transfert devrait fournir des indications non ambiguës sur les résonances de polariton de surface du saphir (fig. 1b), qui ne sont actuellement que extrapolées depuis des mesures de réflectivité en volume sur tout le spectre [4].

REMERCIEMENTS

Le doctorat de J.C.A.C. est financé par "Ciências sem fronteiras". Nous remercions D. de Sousa Meneses et P. Echegut, du CEMHTI-CNRS pour leurs mesures de permittivité du saphir.

REFERENCES

- [1] A. Laliotis, T. Passerat de Silans, I. Maurin, M. Ducloy, D. Bloch, "Casimir-Polder interactions in the presence of thermally excited surface modes", *Nature Communications* **5**, 5634 (2014)
- [2] M. Ducloy and M. Fichet "General theory of frequency modulated selective reflection : Influence of atom surface interactions", *J. Phys. II (France)* **1**, 1429 (1991).
- [3] M. Fichet, F. Schuller, D. Bloch, M. Ducloy, "Interaction de van der Waals résonnante entre un atome dans un état excité et une surface diélectrique : spectres de réflexion sélective", *Ann. Physique (France)* **20**, 649-650 (1995).
- [4] J. F. Brun, L. del Campo, D. de Sousa Meneses, P. Echegut, "Infrared optical properties of α -alumina with the approach to melting: γ -like tetrahedral structure and small polaron conduction", *J. Appl. Phys.* **114**, 223501 (2013).

CONTRIBUTION SUB-DOPPLER EN RETROFLUORESCENCE POUR UNE VAPEUR ATOMIQUE OPTIQUEMENT EPAISSE

**J.C. de Aquino Carvalho ¹, A. Laliotis ¹,
M. Chevrollier ², M. Oriá ², D. Bloch ¹**

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

² *Universidade Federal de Paraíba, João Pessoa, PB, Brésil*

daniel.bloch@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Le spectre d'excitation de fluorescence d'une vapeur thermique dépend principalement de l'élargissement Doppler, combiné éventuellement à des effets de propagation de la lumière d'excitation et à des effets collisionnels. La fluorescence, notamment si elle est observée vers l'arrière, peut diminuer sous l'effet des désexcitations au niveau de la paroi. En spectroscopie FM, qui amplifie la signature des contributions étroites, nous observons sous incidence quasi-normale des contributions étroites sub-Doppler, associées à la réponse des atomes excités dont la vitesse normale est faible, et qui ont le temps de fluorescer avant d'atteindre la paroi. Ces observations présentent une analogie forte avec les contributions sub-Doppler observées en cellule mince, tant en fluorescence qu'en absorption.

MOTS-CLEFS : *sub-Doppler ; cellule mince ; spectroscopie FM ; fluorescence*

1. INTRODUCTION

Dans les années 2000, le groupe de JM Gagné avait étudié [1] la fluorescence d'une vapeur alcaline observée à travers la fenêtre d'entrée de la cellule (géométrie de "rétrofluorescence"). Ces études, effectuées avec une excitation limitée à la raie de résonance D₂ de Cs ($\lambda = 852$ nm), avaient mis en évidence une petite contribution sub-Doppler, pour une excitation sous incidence quasi-normale et dans un régime d'assez forte absorption. Cet effet était globalement décrit par l'influence, non détaillée, d'une zone de vapeur sensible à une légère métallisation de la fenêtre.

Dans le cadre plus général d'études d'interaction atome-surface [2], nous avons repris une configuration analogue de rétrofluorescence pour caractériser, au voisinage d'une fenêtre chaude, l'état d'une vapeur atomique de Cs (densité, distribution de vitesses, taux de collisions et de transfert). Dans nos conditions, la vapeur n'est pas dans une situation d'équilibre thermique, mais les études détaillées que nous avons réalisées justifient amplement que les dépôts métalliques soient strictement négligeables, d'autant que la fenêtre est surchauffée et évite la condensation.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nos études, actuellement préliminaires, ont porté sur la raie de résonance D₁ à 894 nm, et la raie beaucoup plus faible, de seconde résonance à 459 nm. Dans les deux cas une modulation de fréquence est appliquée au laser, et une détection synchrone peut traiter le signal de fluorescence

Sur la raie de résonance D₁ à 894 nm, lorsque la densité de Cs augmente, la lumière de fluorescence directement détectée au centre de raie atteint rapidement une limite, associée au fait que toute la lumière laser est absorbée dans le volume optique où la fluorescence peut être détectée. En balayant la fréquence laser, les deux composantes hyperfines (écart $\sim 1,1$ GHz pour l'état excité 6P_{1/2}) se recouvrent partiellement. De plus, les pics individuels, élargis par l'effet Doppler et les effets de propagation (voire d'emprisonnement de radiation), présentent un creux en leur centre. Ce

creux avait déjà été observé dans des conditions comparables [1] et nous l'interprétons comme lié à une moindre efficacité du processus de fluorescence pour les atomes les plus proches de la paroi, qui subissent aussi des désexcitations induites par collision inélastique sur la paroi. C'est précisément dans ces conditions que nous observons en FM un signal étroit sub-Doppler (fig. 1a).

Sur la raie de seconde résonance à 459 nm, beaucoup plus faible, nous observons des résultats tout à fait analogues (fig. 1b) en sélectionnant comme chemin de fluorescence la raie $7P_{1/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ (filtrage optique, photodétecteur spécifique $\sim 1,3 \mu\text{m}$). La densité de Cs, plus forte, permet comme précédemment une absorption sur une faible profondeur de vapeur (10-50 μm).

Ces expériences confirment que la réponse sub-Doppler, observée ici à une fréquence différente de celle de l'excitation, est un phénomène général lié à la fluorescence : les atomes lents (par rapport à la fenêtre) gardent un avantage en fluorescence par rapport aux atomes plus rapides, qui risquent plus facilement de subir une désexcitation non radiative sur la paroi.

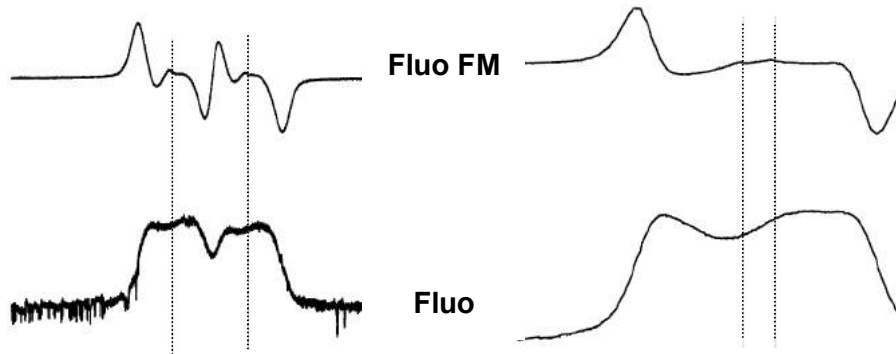


Fig. 1 : Spectres de fluorescence, en détection FM ou directe : à gauche, raie de résonance de Cs à 894 nm ($T=120^\circ\text{C}$, ou $5.10^{13} \text{ at.cm}^{-3}$) ; à droite, raie à 459 nm de Cs ($T=170^\circ\text{C}$, ou $5.10^{14} \text{ at.cm}^{-3}$). Les traits verticaux indiquent les composantes hyperfines (séparation 1,168 GHz pour 894 nm, 377 MHz pour 459 nm).

3. DISCUSSION

La spectroscopie de transmission en cellule micrométrique [3] ou nanométrique [4] est connue pour fournir naturellement une contribution sub-Doppler sous incidence quasi-normale, amplifiée en spectroscopie FM, et liée au régime transitoire d'excitation/désexcitation par les parois. La fluorescence induite a aussi été étudiée en cellule nanométrique [4], ou même détectée dans la zone de champ proche [5], mais jusqu'ici sans l'apport des techniques FM. La fluorescence, étant un processus de second ordre (excitation puis désexcitation), tend à être plus sélective en vitesse que la transmission. Les densités que nous utilisons ici font que la région excitée de la cellule, qui diminue exponentiellement, devient l'équivalent d'une cellule mince. L'observation de la fluorescence sur une raie différente de celle de l'excitation, éventuellement sur une cascade à longue durée de vie, offre une flexibilité supplémentaire pour sélectionner des atomes lents.

REMERCIEMENTS

Le doctorat de J.C.A.C. est financé par "Ciências sem fronteiras". La collaboration franco-brésilienne a bénéficié du soutien de la coopération CAPES-COFECUB Ph740/12.

REFERENCES

- [1] J.-M. Gagné, C.K. Assi, K. Le Bris, JOSA B **22**, 2242, (2005) ; K. Le Bris, J.-M. Gagné, F. Babin, and M.-C. Gagné, JOSA B **18**, 1701–1710 (2001).
- [2] A. Laliotis, T. Passerat de Silans, I. Maurin, M. Ducloy, D. Bloch, Nature Comm. **5**, 5634 (2014) ; cf. aussi J.C. de Aquino Carvalho *et al.*, résumé soumis à COLOQ15
- [3] S. Briau deau, D. Bloch, M. Ducloy, Phys. Rev. A **59**, 3723 (1999); Europhys.Lett. **35**, 337 (1996)
- [4] D. Sarkisyan, D. Bloch, A. Papoyan, M. Ducloy, Opt. Comm. **200**, 201 (2001)
- [5] A.L.J. Burgmans, M.F.H. Schuurmans, B. Bölger, Phys. Rev. A, **16**, 2002 (1977)

GENERATION AND PARAMETRIC AMPLIFICATION OF BROADBAND PHASE STABILIZED FEW CYCLE PULSES AT $2.9\ \mu\text{m}$

Giedre Marija Archipovaite, Stéphane Petit, Jean-Christophe Delagnes, Eric Cormier

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

giedre-marija.archipovaite@u-bordeaux.fr

SUMMARY

We present a three stage optical parametric amplifier (OPA) system pumped by fs 100 kHz Yb-doped fiber laser. Broadband and CEP stable pulses at $2.9\ \mu\text{m}$ are generated with an energy of $16\ \mu\text{J}$.

KEYWORDS : *Optical parametric amplification; Short wave and Mid-IR amplification; nonlinear crystals.*

1. INTRODUCTION

Ultrashort pulse light sources in the short wave and mid infrared are in high demand for different applications such as shorter attosecond pulse generation, ultrafast spectroscopy and explosive or gas detection. The $I\lambda^2$ scaling law inherent to the high order harmonic generation (HHG) process favors longer driving wavelengths in order to produce more energetic XUV photons, and potentially shorter attosecond, soft X-ray pulses [1]. Unfortunately, there is no laser gain medium suitable for intense femtosecond pulse generation in the mid – IR spectral region. Therefore, the broadband signal should be generated using nonlinear frequency conversion. Usually, three methods of frequency conversion are applied: 1) Difference frequency generation (DFG) between a pump and a signal pulse in a optical non-linear crystal; 2) DFG between different spectral regions of the same broadband pulse; 3) Generation of an idler pulse in an OPA [2].

2. EXPERIMENTAL SET UP AND RESULTS

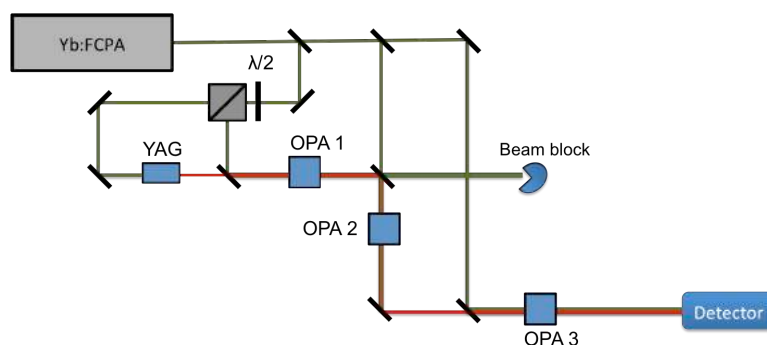


Fig.1: Optical parametric amplifier at $2.9\ \mu\text{m}$.

The three-stage OPA system is pumped by a home made Yb doped Fiber Chirp Pulse Amplification system, which delivers $370\ \mu\text{J}$, 350 fs pulses ($> 1\ \text{GW}$) with a 100 kHz repetition rate at 1030 nm [3]. Firstly, a white light continuum (WLC) is generated. The red part of the WLC is further amplified in the first and second amplifiers (Fig. 2). The WLC spreads up to $2\ \mu\text{m}$, so the amplification could be tuned according to desirable wavelengths. In the first OPA stage, a 140 nm broadband signal around $1.7\ \mu\text{m}$ was amplified in a nonlinear crystal. Then, pulses amplified in a first stage were further amplified in an OPA 2 and a broadband idler around $2.9\ \mu\text{m}$ was generated (Fig. 3.).

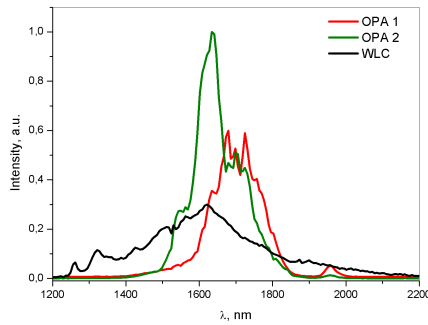


Fig. 2: Spectra of the first two OPA stages.

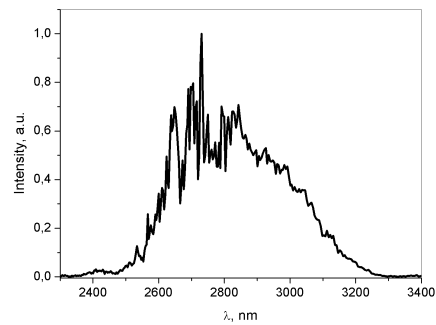


Fig. 3: Idler of OPA2.

In the last stage, either the signal at 1.7 μm or the idler at 2.9 μm could be amplified. Here, we present results for idler amplification. Spectra are shown in Fig. 4. After the OPA2, the idler beam is filtered by germanium filter, which also compensates the accumulated spectral phase in a way such that, after the OPA 3 the pulses are optimally compressed. It is seen, that the amplified pulse spectrum is narrower than the seed. This limitation is attributed to the amplification crystal being too long to support ultra-broadband amplification. Nevertheless, second harmonic generation FROG measurements (Fig. 5 a and b) let us estimate the pulse duration to 80 fs, which corresponds to 8 optical cycles at this wavelength. The output pulse energy was 15-16 μJ . The duration of the seed pulses is around 50 fs, which means, that after optimizing the spectrum width we could expect to amplify pulses with a duration of only 5 optical cycles. Also, since the WLC and the DFG stages are pumped by a single pump laser intrinsic CEP stability was implemented.

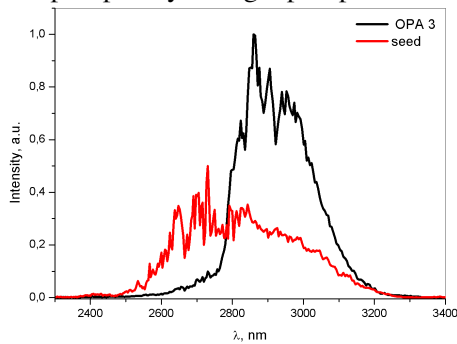


Fig. 4: Seed and amplified signal in OPA3.

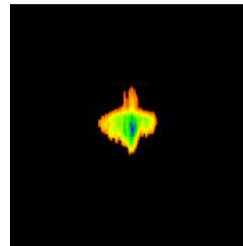


Fig. 5 a: Measured FROG trace.

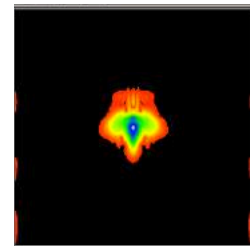


Fig. 5 b: Retrieved FROG trace.

CONCLUSIONS

In conclusion, a few cycle femtosecond OPA at 2.9 μm is presented. The system delivers 16 μJ , 80 fs pulses (0.2 GW) with a repetition rate of 100 kHz and aims at driving high order harmonic generation and other strong field experiments that requires CEP stable, ultrashort intense pulses in the short wave-mid-IR spectral region.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Chen, C. Mancuso, C. Hernández-García, F. Dollar, and B. Galloway, "Generation of bright isolated attosecond soft X-ray pulses driven by multicycle midinfrared lasers," pp. 2361–2367, 2014.
- [2] D. Brida, M. Marangoni, C. Manzoni, S. De Silvestri, and G. Cerullo, "Two-optical-cycle pulses in the mid-infrared from an optical parametric amplifier.," *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 24, pp. 2901–3, Dec. 2008.
- [3] C. Hazera, "NOPCPA ultracourt pompé par CPA fibré haute cadence," PhD thesis, Université Bordeaux1, Bordeaux, 2014.

METROLOGIE ET ETUDE DES PROCESSUS D'ENDOMMAGEMENT LASER EN REGIME SUB-PICOSECONDE DANS LES COUCHES MINCES OPTIQUES

Laurent Gallais

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

laurent.gallais@fresnel.fr

RÉSUMÉ

La tenue au flux des traitements de surfaces optiques est une limitation majeure pour le développement des lasers de puissance à très courtes durées d'impulsion. Dans cette présentation nous ferons un point sur les études en cours, à la fois fondamentales et appliquées, sur la thématique de l'endommagement laser des couches minces optiques en régime d'impulsions courtes (<quelques ps) à l'Institut Fresnel. Ces travaux concernent la problématique de l'initiation des dommages par des processus intrinsèques (liés aux propriétés du matériau en couche mince) ou extrinsèques (liés à des défauts locaux) et à la croissance de ces dommages sous flux laser (facteur limitant pour les applications).

MOTS-CLEFS : *endommagement laser, composants optiques*

1. CONTEXTE ET OBJECTIFS

La tenue au flux des traitements de surfaces optiques constitue aujourd'hui un enjeu majeur pour le développement des lasers de puissance à courtes durées d'impulsion. L'initiation de l'endommagement laser en régime sub-picoseconde est le résultat de processus d'excitation fortement non-linéaires (photoionisation, ionisation par impact et avalanche électronique) pouvant conduire à un dépôt d'énergie dans le matériau suffisant pour provoquer des dégâts irréversibles (fusion, vaporisation, ablation, fracturation, etc...). Nous nous intéressons dans le cadre des études menées à l'Institut Fresnel à l'étude à la fois des processus physiques de l'endommagement et à la métrologie de la tenue au flux laser des composants optiques. Ceci dans l'objectif de mieux comprendre les mécanismes complexes de l'endommagement, d'identifier des lois d'échelles pertinentes pour les applications, et de permettre la conception de composants optiques avec des résistances aux flux et des durées de vie plus élevées.

2. QUELQUES EXEMPLES

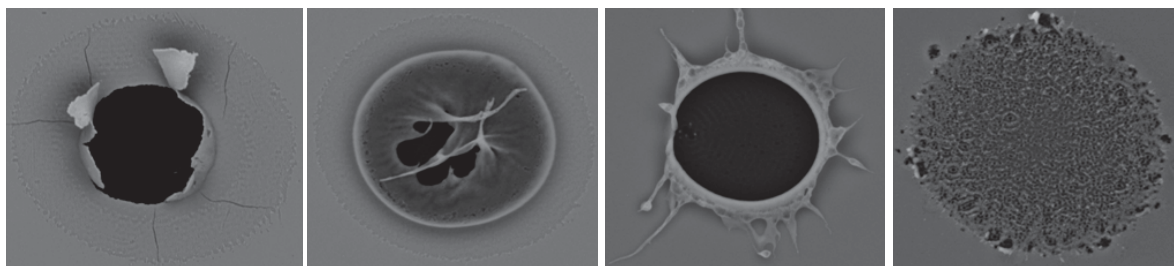


Fig. 1 : Quelques exemples de dommages laser dans des couches minces optiques

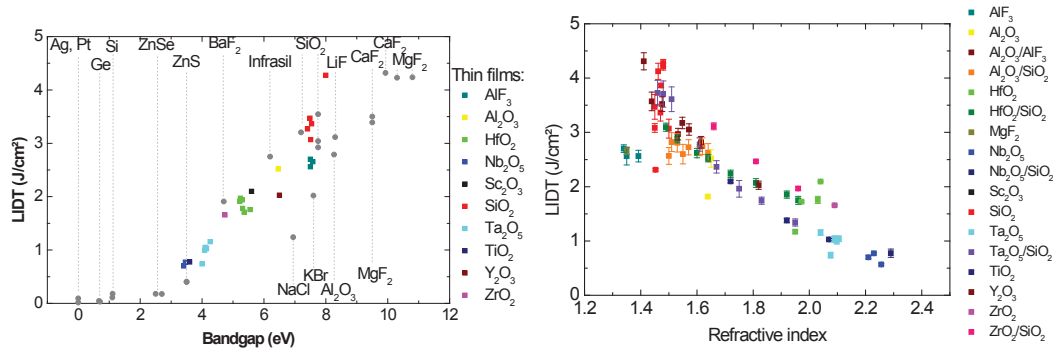


Fig. 2 : Seuils d'endommagement laser mesurés à 500fs/1030nm pour différents matériaux optiques en couches minces (couleur) ou massifs (gris). Les résultats sont représentés en fonction de valeur de bande interdite du matériau (gauche) et en fonction de l'indice de réfraction (droite).

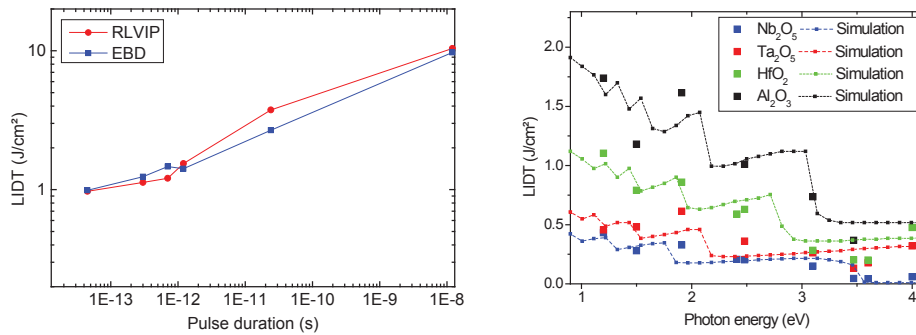


Fig. 3 : (gauche) Seuils d'endommagement mesurés sur des couches de HfO₂ déposées par différents procédés en fonction de la durée de l'impulsion (1030/1064nm). (droite) Evolution du seuil d'endommagement en fonction de l'énergie des photons à 100fs : résultats d'expériences menées grâce à un OPA et résultats de simulations numériques du seuil d'endommagement.

REFERENCES

- [1] Gallais L., Douti D.B., Commandre M., Bataviciute G., Pupka E., Sciuka M., Smalakys L., Sirutkaitis V., Melninkaitis, A. 'Wavelength dependence of femtosecond laser-induced damage threshold of optical materials', Journal of Applied Physics, 117 223103 (2015)
- [2] Nagy B.J., Gallais L., Vamos L., Oszetzky D., Racz P., Dombi P., 'Direct comparison of kilohertz- and megahertz-repetition-rate femtosecond damage threshold', Optics Letters, 40 2091 (2015)
- [3] Sozet M., Neauport J., Lavastre E., Roquin N., Gallais L., Lamaignere L., 'Laser damage density measurement of optical components in the sub-picosecond regime', Optics Letters, 40 2091 (2015)
- [4] Douti D.-B., Gallais L., Commandre M., 'Laser-induced damage of optical thin films submitted to 343, 515, and 1030 nm multiple subpicosecond pulses', Optical Engineering, 53 122509 (2014)
- [5] Gallais L., Cheng X., Wang Z., 'Influence of nodular defects on the laser damage resistance of optical coatings in the femtosecond regime', Optics Letters, 39 1545 (2014)
- [6] Gallais L., Commandre M., 'Laser-induced damage thresholds of bulk and coating optical materials at 1030 nm, 500 fs', Applied Optics, 53 A186 (2014)
- [7] Wang B., Gallais L., 'A theoretical investigation of the laser damage threshold of metal multi-dielectric mirrors for high power ultrashort applications', Optics Express, 21 14698 (2013).
- [8] Mende M., Schrameyer S., Ehlers H., Ristau D., Gallais L., 'Laser damage resistance of ion-beam sputtered Sc₂O₃/SiO₂ mixture optical coatings', Applied Optics, 52 1368 (2013).

OSCILLATEUR OPTO-RF CHAOTIQUE VERROUILLÉ EN FRÉQUENCE

Aurélien Thorette, Marco Romanelli, Marc Brunel, Marc Vallet

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

aurelien.thorette@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Un oscillateur opto-RF synchronisé en fréquence sur une référence externe est étudié dans un régime chaotique. Pour certains paramètres du couplage, il apparaît un régime particulier de *phase bornée chaotique*, dans lequel le verrouillage de la fréquence moyenne est conservé en dépit d'oscillations chaotiques de l'amplitude et de la phase. Ce régime, prévu numériquement, est observé expérimentalement sur un laser bi-fréquence Nd:YAG. De plus, nous vérifions à partir du bruit de phase que la stabilité à long terme de l'oscillateur de référence reste transférée à l'oscillateur chaotique.

MOTS-CLEFS : *laser, injection, optique micro-onde, chaos*

L'oscillateur opto-RF consiste en un laser solide bi-fréquence Nd :YAG, produisant deux modes de polarisation orthogonaux dont le battement est synchronisé sur un synthétiseur RF via une réinjection optique (Fig. 1, réf. [1]). La dynamique du système réinjecté est modélisé par des *rate equations* de type Lang-Kobayashi décrivant l'évolution du champ électrique pour les deux polarisations et des populations. Celles-ci rendent compte du couplage entre les deux modes dans le milieu actif, et du couplage externe lié à la réinjection décalée en fréquence. Celui-ci est caractérisé par son intensité Γ et par le désaccord en fréquence Δ . Ce modèle est décrit précisément dans l'article [2].

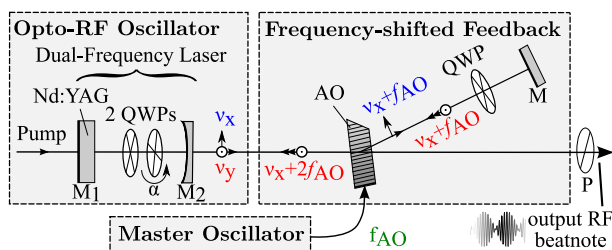


FIGURE 1 : Dispositif expérimental. Les deux polarisations du laser bi-fréquence produisent un battement RF sur porteuse optique, qui est ensuite synchronisé sur un oscillateur de référence par réinjection décalée en fréquence.

L'intégration de ces équations permet d'identifier différents régimes de fonctionnement en accord avec les observations. À faible désaccord ou fort couplage ($\Delta < \Gamma$), la phase de l'oscillateur se verrouille sur celle de la référence : la phase relative est constante au cours du temps. Lorsque le désaccord augmente ou que le couplage diminue, si le système présente une bifurcation de Hopf supercritique, on peut observer un régime de *phase bornée* dans lequel il y a verrouillage de la fréquence moyenne de l'oscillateur sur celle de la référence externe, bien que leur phase relative oscille [1].

Nous montrons ici, et observons expérimentalement que dans le cas d'une bifurcation de Hopf sous-critique, il peut exister un régime de *phase bornée chaotique* [3], dans lequel la fréquence moyenne est verrouillée, la phase relative restant inférieure à 2π . Mais celle-ci, ainsi que l'enveloppe du signal en sortie de l'oscillateur, présente des variations chaotiques (Fig. 2).

Afin de caractériser la qualité spectrale de notre oscillateur dans ce nouveau régime chaotique, nous avons calculé la densité spectrale de la phase relative, aussi appelée *bruit de phase*. Nous montrons que bien que le comportement soit chaotique, ce régime permet tout de même de transférer la pureté

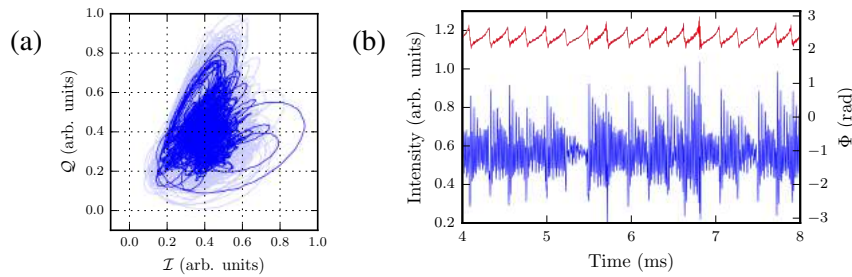


FIGURE 2 : (a) Observation expérimentale dans le plan de Fresnel (IQ) du régime chaotique à phase bornée (bleu clair : 100ms, foncé : 10ms). (b) Série temporelle correspondante de l'intensité ($\sqrt{I^2 + Q^2}$, bleu) et de la phase (rouge). I et Q sont les deux quadratures du signal $E_x + E_y$, démodulé à la fréquence de référence $f_{\text{ref}} = 2f_{AO}$.

spectrale de la référence sur l'oscillateur (Fig. 3). En effet, de façon surprenante, le bruit de phase autour de la fréquence de référence reste bien plus faible que dans le cas d'une dérive de la phase. Comme le montre la figure 3a, le bruit de phase à 100 Hz de la porteuse est au même niveau (le seuil de détection) dans le cas chaotique et dans le cas du verrouillage de phase. Ce niveau est au moins 30 dB en dessous du bruit de l'oscillateur libre. La stabilité à long terme d'une référence peut ainsi être transférée sur la fréquence moyenne d'un oscillateur qui présente des variations chaotiques d'intensité et de phase relative.

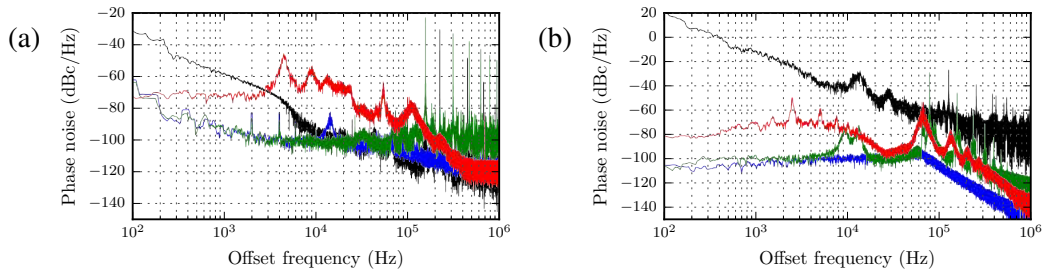


FIGURE 3 : (a) Bruit de phase expérimental pour différents régimes pour $\Gamma \approx 0,9$ (noir : dérive ; bleu : verrouillé ; vert : phase bornée ; rouge : chaos borné). (b) Bruit de phase calculés numériquement à $\Gamma = 0,9$ (noir : $\Delta = 1,8$; bleu : $\Delta = 0,8$; vert : $\Delta = 1,1$; rouge : $\Delta = 0,91$).

Comme c'est le cas pour le régime de phase bornée non-chaotique [1], nous nous attendons à ce que ce comportement soit générique et présent sur d'autres types de systèmes. L'étude peut être poursuivie avec l'effet du facteur de Henry et du retard induit par la réinjection, que ce soit dans les lasers solides ou à semi-conducteurs [4]. Ce régime pourrait également trouver des applications en télémétrie, avec par exemple le lidar chaotique [5].

RÉFÉRENCES

- [1] M. Romanelli, L. Wang, M. Brunel et M. Vallet, "Measuring the universal synchronization properties of driven oscillators across a hopf instability," *Optics Express*, **22**, 7364 (2014).
- [2] J. Thévenin, M. Romanelli, M. Vallet, M. Brunel et T. Erneux, "Phase and intensity dynamics of a two-frequency laser submitted to resonant frequency-shifted feedback," *Physical Review A*, **86**, 033815 (2012).
- [3] A. Thorette, M. Romanelli, M. Brunel et M. Vallet, "Frequency-locked chaotic opto-rf oscillator," *Optics Letters*, submitted (2016).
- [4] L. Wang, M. Romanelli, M. Vallet, M. Brunel et T. Erneux, "Photonic microwave oscillator based on monolithic dfb lasers with frequency-shifted feedback," *Electronics Letters*, **50**, 451 (2014).
- [5] F.-Y. Lin et J.-M. Liu, "Chaotic radar using nonlinear laser dynamics," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **40**, 815 (2004).

ARCHITECTURES DE LIENS OPTIQUES POUR LES FUTURS RESEAUX METROLOGIQUES

Anthony Bercy^{1,2}, Nicolas Quintin¹, Won-Kyu Lee², Fabio Stefani², Christian Chardonnet¹, Giorgio Santarelli³, Olivier Lopez¹, Paul-Eric Pottie², Anne Amy-Klein¹

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

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

³ *Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences (LP2N), Université de Bordeaux 1, Institut d'Optique and CNRS, Talence, France*

amy@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Les liens optiques fibrés se sont fortement développés depuis dix ans et permettent aujourd'hui de transférer par fibre optique une référence ultrastable de fréquence entre laboratoires distants de plusieurs centaines de km avec une stabilité de fréquence de l'ordre de 10^{-19} sur la journée. Le projet Refimeve+ en France, ainsi que plusieurs projets européens, visent à établir des réseaux métrologiques afin de distribuer un signal ultrastable ou de comparer les horloges des instituts de métrologie. Nous présentons ici les différentes possibilités d'architecture d'un tel réseau fibré métrologique.

MOTS-CLEFS : *lien optique, laser ultrastable, métrologie temps-fréquence*

1. INTRODUCTION

Aujourd'hui, le transfert de fréquence ultrastable à distance est assuré principalement par des techniques satellitaires comme le système GPS. Cependant, leurs résolutions sont désormais trop faibles d'un ordre de grandeur pour les meilleures horloges micro-ondes à atomes froids et d'au moins deux ordres de grandeur pour les signaux issus d'une horloge optique. Pour améliorer les performances de transfert, de nombreux instituts et laboratoires dans le monde travaillent sur les liens optiques fibrés depuis une dizaine d'années. Les stabilités obtenues pour des liens de plusieurs centaines de kilomètres atteignent 10^{-16} à 1 s et 10^{-19} à 10^4 s [1, 2]. Pour atteindre un tel niveau de performance, les fluctuations de phase ajoutées par la propagation dans la fibre sont corrigées par une boucle d'asservissement. Pour cela, le signal injecté dans la fibre parcourt la fibre dans les deux sens, grâce par exemple à un miroir disposé en bout de lien, le signal de retour est comparé avec le signal ultrastable initial et leur différence de phase optique donne les fluctuations de phase aller-retour qui peuvent donc être corrigées.

Jusqu'ici les travaux ont essentiellement consisté à transférer la fréquence entre deux laboratoires exclusivement. Mais la mise en œuvre d'un réseau fibré métrologique nécessite de distribuer le signal à plusieurs utilisateurs simultanément, sans pour autant multiplier le nombre de fibres utilisées. Il faut également s'adapter à plusieurs types d'utilisateurs, en particulier pour les liaisons européennes. Dans cette communication, nous étudions plusieurs techniques de distribution multi-utilisateurs ainsi que des liens hybrides, qui associent la technique de lien optique classique avec la méthode Two-Way.

2. EXTRACTION DU SIGNAL SUR UN LIEN PRINCIPAL

L'objectif d'un dispositif d'extraction est d'extraire le signal de référence le long d'un lien optique, à une distance quelconque des extrémités du lien et de compenser le bruit de phase accumulé entre le début du lien et le pont d'extraction [3, 4]. Ce dispositif doit s'insérer sur le lien principal avec le minimum de pertes induites. Les signaux aller et retour du lien principal sont extraits avec un simple coupleur puis sont combinés afin de détecter leur battement. Ceci permet d'obtenir une nouvelle correction de phase appliquée sur un modulateur acousto-optique. On peut aussi recopier ce signal extrait sur une diode laser qui peut alors injecter un lien secondaire dont le bruit est également compensé. On peut ainsi distribuer le signal ultrastable à plusieurs utilisateurs simultanément, dont certains assez éloignés du lien principal.

3. NŒUDS DU RESEAU

Nous avons également développé des stations de régénération tout optique du signal ultrastable, qui permettent de distribuer le signal ultrastable arrivant à ces stations vers deux utilisateurs [1]. La fonction première de ces stations est de répéter la phase du signal ultrastable arrivant par le lien amont, grâce à une diode laser asservie en phase sur le signal incident. Une partie du signal de la diode laser est renvoyé dans le lien amont afin de permettre la compensation du bruit de ce lien. Le signal ultrastable peut ensuite être envoyé simultanément dans deux liens optiques, avec deux dispositifs de compensation du bruit des liens injectés. On peut également envisager de modifier les stations pour injecter plusieurs liens, en fonction des besoins.

4. LIENS HYBRIDES

Enfin, nous avons étudié une technique alternative de comparaison de fréquence par méthode Two-Way sur fibre optique [5]. Les deux laboratoires distants envoient chacun dans la même fibre leur signal ultrastable et chacun des laboratoires compare donc son signal ultrastable avec celui de l'autre laboratoire arrivant par la fibre optique. En combinant les signaux générés aux deux extrémités du lien, on peut éliminer en grande partie le bruit de la fibre. Cette méthode alternative aux liens fibrés est réservée aux laboratoires disposant d'un laser ultra-stable et d'une référence de temps pour synchroniser les mesures. Elle permet d'étendre le réseau à des laboratoires de métrologie sans pour autant déployer de nouvelles stations répétitrices ou des dispositifs d'extraction. Elle permet également d'évaluer indépendamment les performances d'un lien fibré classique.

CONCLUSION

Nous avons présenté plusieurs techniques susceptibles d'être utilisées pour l'implémentation d'un réseau national ou international de liens optiques. En France, le projet Refimeve+ utilisera ces techniques pour établir un réseau métrologique national s'appuyant sur le réseau académique de RENATER. Au-delà des applications en métrologie temps-fréquence, la dissémination d'un signal ultrastable à grande échelle permettra de réaliser des mesures de très haute sensibilité dans des domaines variés (tests de physique fondamentale, stabilisation de lasers, tests des systèmes de comparaison satellitaires...).

RÉFÉRENCES

- [1] N. Chiodo, N. Quintin, F. Stefani, F. Wiotte, E. Camisard, C. Chardonnet, G. Santarelli, A. Amy-Klein, P.-E. Pottie, and O. Lopez, "Cascaded optical fiber link using the internet network for remote clocks comparison," *Optics Express* 23, 33927-33937 (2015).
- [2] S. M. F. Raupach, A. Koczwara, and G. Grosche, "Brillouin amplification supports 1 x 10⁻²⁰ accuracy in optical frequency transfer over 1400 km of underground fibre," *Physical Review A* 92, 021801(R) (2015).
- [3] A. Bercy, S. Guellati-Khelifa, F. Stefani, G. Santarelli, C. Chardonnet, P.-E. Pottie, O. Lopez, and A. Amy-Klein, "In-line extraction of an ultrastable frequency signal over an optical fiber link," *Journal of the Optical Society of America B* 31, 678-685 (2014).

- [4] G. Grosche, "Eavesdropping time and frequency: phase noise cancellation along a time-varying path, such as an optical fiber," *Optics letters* 39, 2545-2548 (2014).
- [5] A. Bercy, F. Stefani, O. Lopez, C. Chardonnet, P.-E. Pottie, and A. Amy-Klein, "Two-way optical frequency comparisons at 5×10^{-21} relative stability over 100-km telecommunication network fibers," *Physical Review A* 90, 061802 (2014).

CARACTERISATION DES PHASES NON-LINEAIRES ET DES COUPLAGES SPATIO-TEMPORELS DES AMPLIFICATEURS A DERIVE DE FREQUENCE PAR LA METHODE D-SCAN

Alix Volte^{1,2}, Jean-Christophe Delagnes¹, Stéphane Petit¹, Eric Cormier¹

¹ Centre Lasers Intenses et Applications Université de Bordeaux- CNRS-CEA-UMR 5107, 33405 Talence, France

² Institut d'Optique Graduate School, Université de Paris-Saclay, 91440 Palaiseau, France

jean-christophe.delagnes@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons les résultats numériques et expérimentaux de caractérisation par la méthode D-scan de phases non-linéaires et des couplages spatio-temporels qui surviennent dans une chaîne laser (amplificateurs à dérive de fréquence, dispositif de mise en forme spectrale, optiques de focalisation, ...).

MOTS-CLEFS : *d-scan ; impulsions courtes ; métrologie laser*

1. INTRODUCTION

La génération d'impulsions courtes et intenses est aujourd'hui aisément accomplie par des oscillateurs laser basés sur la technologie Ti:Saphir (Ti:Sa) ou Ytterbium. Néanmoins, la manipulation d'impulsions ultra-courtes tout au long de la chaîne laser et jusqu'à l'utilisation finale modifie les caractéristiques des impulsions produites. En effet, les étapes inhérentes au processus d'amplification à dérive de fréquence (CPA, FCPA, OPCPA) et de compression ou de mise en forme d'impulsions introduisent des phases linéaires ($\phi^{(2)}$, $\phi^{(3)}$, $\phi^{(4)}$, ...) et non-linéaires (automodulation de phase) ainsi que des couplages spatiaux-temporels comme le « chirp » spatial, le « chirp » angulaire ou les effets de Bor [1]. Ces effets conduisent en général à des inhomogénéités de la durée et de la phase temporelle/spectrale à travers le profil spatial du faisceau.

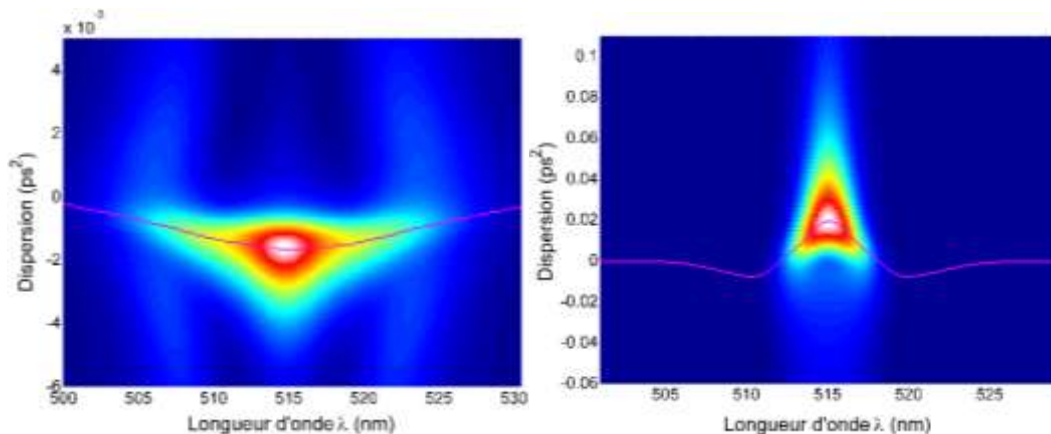


Fig. 1 : Traces D-scan pour des impulsions ayant subi de la SPM (a) en régime comprimé (phase dépendante du champ temporel) et (b) en régime étiré dans une chaîne à amplification par dérive de fréquence (phase dépendante du champ fréquentiel)

Il en résulte d'une part des spectres structurés possédant une phase spectrale non triviale. D'autre part, les modifications intentionnelles ou non du profil spatio-temporel d'intensité [2] et de phase

[3] altèrent l'interaction entre le laser et la cible (atome, solide). De tels couplages peuvent être délétères lorsqu'il s'agit d'utiliser des impulsions ultra-courtes pour (i) le pompage d'amplificateurs paramétriques, (ii) la caractérisation de la CEP (Carrier Enveloppe Phase), (iii) la génération d'harmoniques d'ordre élevé.

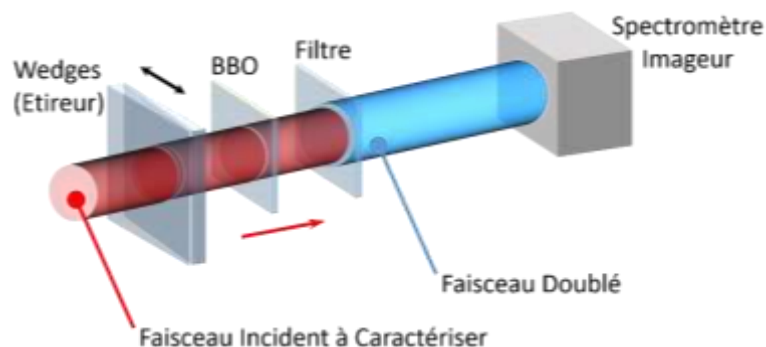


Fig. 2 : Schéma de principe de la technique D-scan

Parmi les techniques de mesure d'impulsion (FROG, SPIDER, ...), la technique du D-scan [4] présente plusieurs avantages, dont celui d'être mono-faisceau et d'offrir une lecture « directe » de la phase spectrale (Fig.1). Cette méthode repose sur l'utilisation d'un élément dispersif (wedges, étireur) qui modifie la phase spectrale de l'impulsion à caractériser. L'analyse du spectre de doublage de l'impulsion permet de reconstruire la phase spectrale initiale de l'impulsion (Fig.2). Elle n'a cependant été utilisée à ce jour que pour les impulsions les plus courtes (quelques dizaines de fs sur Ti:Sa). L'adaptation du D-scan à la mesure d'impulsions plus longues (Yb), ainsi que le développement d'une mesure résolue spatialement présentent donc un fort intérêt. C'est en particulier le cas en raison de l'effet Kerr dans les architectures de type FCPA (CPA fibré) où l'impulsion peut accumuler des phases non-triviales par automodulation de phase en régime comprimé (Fig.1.a), ou une intégrale $B = \frac{2\pi}{\lambda} \int n_2 I(z) dz$ importante en régime étiré (Fig.1.b) à cause du confinement dans la fibre (*rod-type fibre*).

Nous présentons les résultats de simulations numériques et de reconstruction des traces D-scan expérimentales sur des systèmes lasers Ti:Sa et Yb. Enfin, de par son caractère mono-faisceau, la technique D-scan se prête bien à la mesure des inhomogénéités de la durée et de la phase temporelle/spectrale à travers le profil spatial du faisceau. Nous discutons de la méthode que nous avons développée pour caractériser ces inhomogénéités spatiales de la durée et de la phase.

RÉFÉRENCES

- [1] „Distortion of femtosecond laser pulses in lenses“, Z. Bor, Optics Letters, **14** 119 (1989)
- [2] „Propagation of single-cycle pulsed light beams in dispersive media“, Miguel A.Porras, Physical Review A **60**, 6 (1999)
- [3] „Attosecond Lighthouses: How To Use Spatiotemporally Coupled Light Fields To Generate Isolated Attosecond Pulses“, H. Vincenti and F. Quéré, Physical Review Letters **108** 113904 (2012)
- [4] „Characterization of broadband few-cycle laser pulses with the d-scan technique“, M.Miranda et al ., Optics Express **20** 18732 (2012).

ÉTATS COMPRIMÉS À UNE LONGUEUR D'ONDE TÉLÉCOM, UNE APPROCHE ENTIÈREMENT GUIDÉE.

Bruno Fedrici¹, Florian Kaiser¹, Alessandro Zavatta^{2,3}, Virginia D'Auria¹, et Sébastien Tanzilli¹

¹ Université Nice Sophia-Antipolis, CNRS, Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, UMR 7336, Parc Valrose, 06100 Nice, France

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

³ LENS et département de physique, Università di Firenze, Sesto Fiorentino, 50019 Firenze, Italie

bruno.fedrici@unice.fr

RÉSUMÉ

Nous reportons la génération et la détection de lumière comprimée à une longueur d'onde télécoms, et ce, pour la première fois, de manière entièrement guidée.

MOTS-CLEFS : *communications quantiques; lumière comprimée; guides d'ondes; fibres optiques*

1. INTRODUCTION

Au cours des 20 dernières années, les états comprimés de la lumière se sont imposés comme une des ressources fondamentales des protocoles de communication quantique en variables continues avec la mise au point dans les laboratoires de nombreuses réalisations expérimentales [1]. Bien que très prometteuses du point de vue des résultats, ces expériences sont toutefois pour la plupart difficilement exportables dans des dispositifs commercialisables de part leur approche en optique massive. Pour répondre aux besoins technologiques actuels, nous avons mis au point un dispositif expérimental "plug and play" s'appuyant sur les technologies de l'optique non-linéaire intégrée et des télécoms optiques, permettant la génération, la propagation, et la détection de lumière comprimée à une longueur d'onde télécom, et ce, pour la première fois, de manière entièrement guidée [2].

2. SCHÉMA DE L'EXPÉRIENCE ET RÉSULTATS

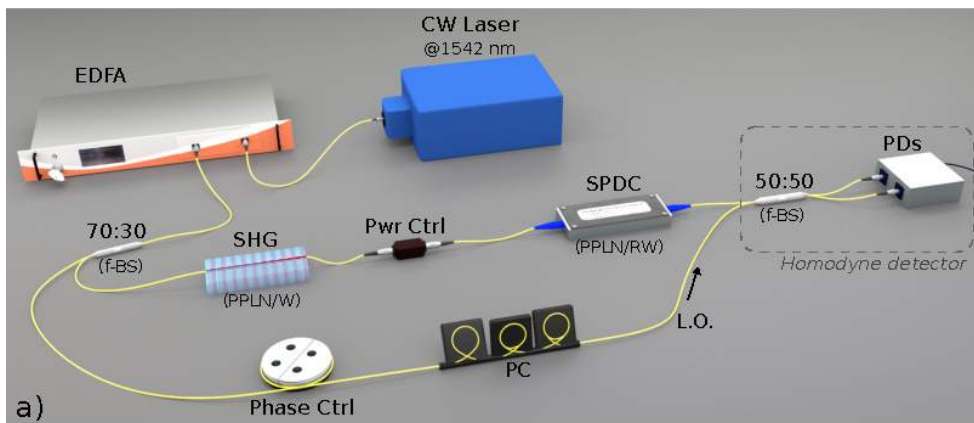


FIGURE 1 : Schéma du dispositif expérimental.

Le dispositif expérimental utilisé est présenté en Fig.1. Un faisceau issu d'un laser télécom continu (CW laser), émettant à 1542 nm et dont la sortie est couplée dans une fibre optique, est amplifié (EDFA) avant d'être dirigé dans un coupleur fibré 70 : 30 (f-BS). Le faisceau de plus forte intensité est doublé à 771 nm par génération de seconde harmonique dans un guide d'onde périodiquement polarisé en niobate de lithium (SHG, PPLN/W). La seconde harmonique ainsi générée est alors utilisée comme faisceau de pompe pour la génération de lumière dans un état de vide comprimé monomode au sein d'un guide PPLN

"ridge", par processus de conversion paramétrique spontanée (SPDC, PPLN/RW). La structure "ridge" offre un fort degré de confinement garantissant une grande efficacité de conversion sans avoir recours à des cavités optiques. La fraction du laser à 1542 nm de plus faible intensité, quand à elle, est utilisée comme oscillateur local (LO) et est recombinaisonnée avec le faisceau de lumière comprimée au niveau d'un deuxième coupleur fibré 50 : 50. La détection s'effectue ensuite selon un schéma de détection homodyne en employant deux photodiodes InGaAs (PDs) placées en sortie du coupleur. La phase de l'oscillateur local est quand à elle parcourue grâce à un contrôleur de phase fibré (Phase Ctrl). Outre la miniaturisation du dispositif, un avantage majeur de cette approche guidée en comparaison avec les approches en espace libre repose sur le fait que chaque élément du dispositif est une composant indépendant, ce qui offre ainsi à l'utilisateur la possibilité de reconfigurer le dispositif de manière "plug-and-play" en vue d'expériences plus complexes. De plus, il est à noter que le mode-matching spatial entre l'oscillateur local et la lumière comprimée est automatiquement satisfait au niveau du second coupleur, un avantage majeur en comparaison des réalisations en espace libre.

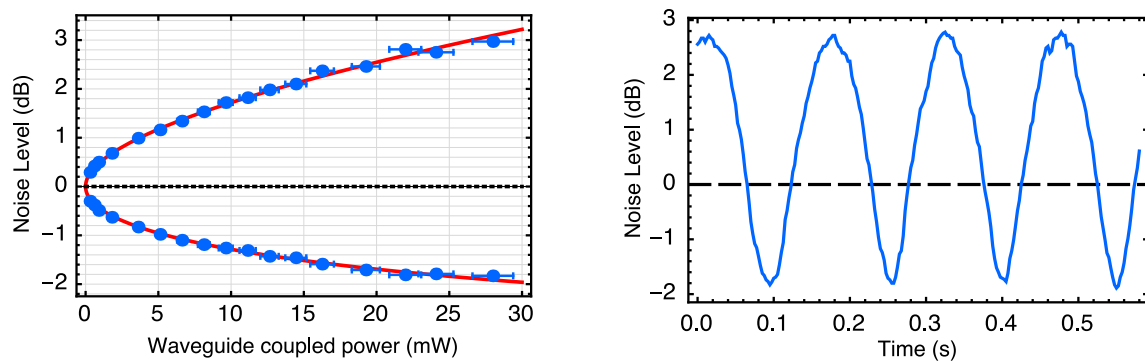


FIGURE 2 : a) Niveaux de compression et d'anti-compression en fonction de la puissance de pompe à l'entrée du PPLN/RW. b) Variance normalisée du bruit à 2 MHz en fonction de la phase de l'oscillateur local (elle même proportionnelle au temps d'acquisition), pour une puissance de pompe en entrée du PPLN/RW de 28 mW .

La Fig.2-a montre les niveaux de compression et d'anti-compression mesurés en fonction de la puissance de pompe en entrée de SPDC. La Fig.2-b quand à elle présente la variance du bruit en dB lors d'un scan continu de la phase de l'oscillateur local pour une puissance de pompe en entrée de SPDC de 28 mW ; dans ces conditions, une valeur de -1.83 dB de compression a été obtenu, ce qui, corrigé par les pertes à la propagation et l'efficacité des détecteurs correspond à -3.4 dB de compression directement en sortie du PPLN ridge. Cette valeur est parmi les plus élevées observées en régime de pompage continu en simple passage.

3. CONCLUSION

Basé sur les avancées en matière d'optique non-linéaire guidée et sur les technologies des télécoms optiques, nous avons implémenté pour la première fois un dispositif expérimental permettant la génération, la propagation et la détection de lumière comprimée monomode de manière guidée à une longueur d'onde télécom. Nous avons observé un niveau de compression du bruit de -1.83 dB. L'extrême maniabilité du dispositif qui ne requiert aucune procédure d'alignement et qui se base uniquement sur des composants "plug-and-play" entièrement compatibles avec les réseaux télécoms actuels en fait un candidat prometteur en vue d'implémenter des protocoles de communication quantique en variables continues en dehors des laboratoires.

RÉFÉRENCES

- [1] N.J. Cerf, G. Leuchs, and E.S. Polzik, "Quantum Information with Continuous Variables of Atoms and Light", Imperial College Press, 2007
- [2] F. Kaiser, B. Fedrici, A. Zavatta, V. D'Auria, and S. Tanzilli, "A fully guided-wave squeezing experiment for fiber quantum networks", *Optica*, vol. 52, pp. 265–269, 2016.

DOUBLE ASSERVISSEMENT POUND-DREVER-HALL SUR UN INTERFEROMETRE DE MICHELSON A FIBRE

Frédéric Audo, Jean-Pierre Coulon, Fabien Kéfélian

Laboratoire ARTEMIS, Observatoire de la Côte d'Azur & Université Côte d'Azur & CNRS, 06304 Nice, France

fkefelian@oca.eu

RÉSUMÉ

Nous présentons l'asservissement simultané de deux lasers à 1542 nm sur un interféromètre à bobine de fibre de 300 m par la méthode Pound-Drever-Hall.

MOTS-CLEFS : *laser ; bruit de fréquence ; asservissement ; interféromètre à fibre*

1. INTRODUCTION

Grâce aux très faibles pertes optiques des fibres optiques aux longueurs d'ondes du proche infrarouge il est possible de réaliser facilement des interféromètres de très grand désaccord de bras compacts, robustes et légers. On peut ainsi obtenir un discriminateur de fréquence optique de pente équivalente à celle d'une cavité Fabry-Perot décamétrique de finesse de plusieurs milliers. Ces interféromètres à fibre de très grand désaccord de bras (plusieurs centaines de mètres à plusieurs kilomètres) ont également démontré des propriétés de stabilités de longueur à court terme très prometteuses [1]. Afin d'obtenir un niveau de bruit d'asservissement minimum une détection hétérodyne du signal d'erreur est préférable, ce qui est généralement mis en œuvre grâce à un décaleur de fréquence acousto-optique dans un des bras de l'interféromètre. Alternativement à cette méthode, nous présentons ici l'utilisation de la technique Pound-Drever-Hall, classiquement utilisé avec les cavités Fabry-Perot, pour pouvoir asservir simultanément deux lasers sur le même interféromètre de Michelson à fibre.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

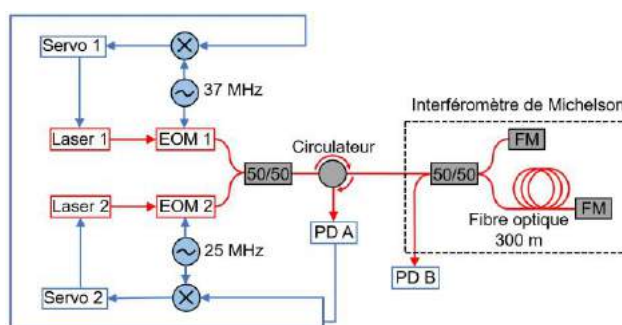


Fig. 1 : Schéma de l'asservissement de deux diodes lasers sur un interféromètre de Michelson à fibre (EOM : modulateur électro-optique, PD : photo-détecteur, FM : miroir de Faraday).

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 1. Les lasers sont des diodes lasers bas bruit (modèle ORION), émettant autour de 1542 nm et séparés de 540 MHz. La sortie de chacun des lasers est modulée en phase par un modulateur électro-optique fibré (EOM) alimenté par un signal RF de fréquence différente. Les deux signaux lasers sont ensuite combinés dans un coupleur optique 50/50 et envoyés dans l'interféromètre au travers d'un circulateur optique. Un photo-détecteur à montage transimpédance bas bruit (PD A) est placé à la sortie du troisième port du circulaire, correspondant à la réflexion de l'interféromètre. Un second photo-détecteur (PD B) est placé à la sortie (transmission) de l'interféromètre pour déclencher la boucle d'asservissement.

L'interféromètre de Michelson présente un intervalle entre fréquences transmises de 333 500 Hz. Contrairement à un asservissement sur une cavité Fabry-Perot, la fréquence de la modulation de phase est donc nettement plus grande que l'« intervalle spectral libre » de l'interféromètre de Michelson. On constate notamment que pour optimiser l'amplitude du signal Pound-Drever-Hall, la fréquence de modulation doit être ajustée finement en la rendant égale à un multiple impair de la moitié de l'intervalle spectral libre de l'interféromètre.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La figure 2 présente le spectre du bruit d'asservissement et le spectre du signal de correction convertis en bruit de fréquence pour chacune des deux diodes lasers (numérotées 1 et 2).

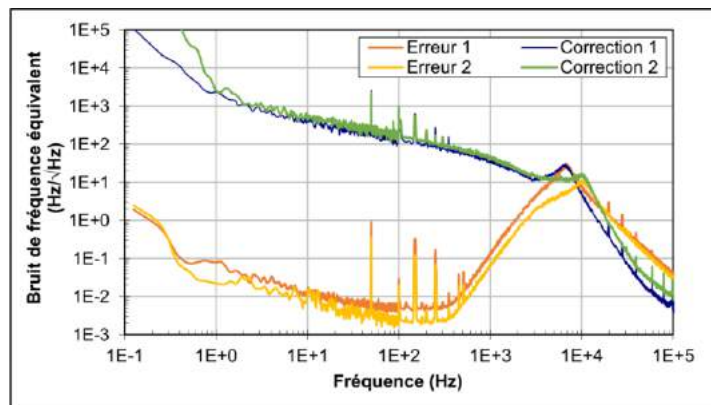


Fig. 2 : Spectres des signaux d'erreur et de correction convertis en bruit de fréquence pour chaque laser

En raison d'un défaut dans la voie de modulation rapide de fréquence d'une des diodes lasers, l'asservissement en fréquence n'est réalisé à l'heure actuelle qu'en agissant uniquement sur la voie lente de modulation FM, dont la bande passante est limitée à 10 kHz. Néanmoins les quatre intégrateurs dans la boucle d'asservissement permettent d'atteindre, dès 500 Hz, un plancher de bruit de $5 \times 10^{-3} \text{ Hz/Hz}^{1/2}$. Chacun des lasers peut être asservi automatiquement sans perturber l'asservissement de l'autre. Enfin, selon la phase de l'oscillateur local pour la démodulation, il est possible d'asservir le laser sur la réflexion ou la transmission de l'interféromètre.

CONCLUSION

Nous avons utilisé la méthode de Pound-Drever Hall pour asservir simultanément deux lasers de longueur d'ondes proches sur un même interféromètre à fibre formé à partir d'une bobine de fibre standard de 300 m. Cette méthode permet ainsi de s'affranchir de l'utilisation d'un dispositif de division chromatique ou polarisant pour séparer les signaux d'erreur et donc d'asservir des lasers aussi bien de proche longueurs d'ondes que sur une fibre sans maintien de polarisation. Notre montage nous permettra ainsi d'étudier les corrélations spectrales des fluctuations de longueur optique de la fibre en asservissant deux lasers de longueur d'ondes différentes, avec un seuil ultime de mesure de $10^{-2} \text{ Hz/Hz}^{1/2}$.

REFERENCES

- [1] F. Kéfélian, H. Jiang, P. Lemonde, and G. Santarelli, "Ultralow-frequency-noise stabilization of a laser by locking to an optical fiber-delay line," *Opt. Lett.*, vol. 34, pp. 914-916, 2009
- [2] Drever, R. W. P., Hall, J. L., Kowalski, F. V., Hough, J., Ford, G. M., Munley, A. J. H. Ward, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator," *Appl Phys B*, vol. 31, pp. 97-101, 1983

Remerciements : Nous remercions Michel Lintz pour le prêt de l'interféromètre à fibre

LASER A ETAT SOLIDE BI-FREQUENCE AUTOREGULE EN BRUIT D'INTENSITE**Kevin Audo¹, Abdelkrim El Amili¹, Mehdi Alouini¹**¹ *Institut de Physique de Rennes, Université Rennes 1, 35042 Rennes Cedex, France*kevinaudo@univ-rennes1.fr**RÉSUMÉ**

Nous démontrons une réduction de 25 dB des bruits d'intensité résonant d'un laser solide bi-fréquence. Cette diminution de bruit a été obtenue par ajout d'un mécanisme d'absorption à deux photons au sein de la cavité. Nous montrons que les pertes non-linéaires agissent efficacement sur les composantes de bruit en phase. Les composantes de bruit en antiphase restent quant-à-elles présentes. Un léger découplage des modes dans l'absorbant non-linéaire permet de contrecarrer cet inconvénient.

MOTS-CLEFS : *Laser bi-fréquence ; Bruit d'intensité ; Absorption à deux photons.*

1. INTRODUCTION

Les lasers solides bi-fréquences présentent un très grand intérêt dans des domaines tels que la métrologie [1], les lidars-radar [2] ou encore la photonique micro-onde [3]. En effet, la génération de deux ondes de polarisation orthogonales et de fréquences différentes permet d'obtenir des battements optiques très fins spectralement et accordables sur plusieurs gigahertz. L'utilisation de lasers solides est aussi un avantage de par leur faible bruit de phase et leur capacité à fournir de des puissances élevées. Néanmoins, ces lasers solides bi-fréquences présentent un excès de bruit d'intensité à deux fréquences particulières limitant dans la pratique leur utilisation. En effet, à basse fréquence, les lasers solides souffrent de fluctuations d'intensité correspondant à l'échange résonant d'intensité entre les deux modes (fluctuations d'intensité en antiphase). A plus haute fréquence, ils présentent un deuxième pic d'excès de bruit d'intensité correspondant à la résonance en phase des deux modes (fluctuations d'intensité en phase).

Nous avons récemment montré que l'insertion d'un mécanisme d'absorption non-linéaire au sein de la cavité d'un laser solide mono-fréquence permettait de supprimer le bruit apparaissant à la fréquence des oscillations de relaxation [4]. En effet, le processus d'absorption à deux photons (TPA) introduit joue le rôle d'un réservoir tampon (« buffer reservoir » : BR) qui brise l'interaction résonante entre l'inversion de population et la population de photons [5]. Ce mécanisme étant maintenant maîtrisé théoriquement et expérimentalement pour un laser mono-fréquence, nous avons entrepris d'étendre l'approche du BR aux lasers à état solide bi-fréquences.

2. DESCRIPTION ET MESURES DE BRUIT D'INTENSITE DU LASER

Pour cette étude, nous avons considéré un laser bi-fréquence avec un milieu actif verre:Er,Yb émettant à 1550 nm (Fig.1 (a)). La cavité linéaire est fermée par un miroir concave de 5 cm situé à 4,9 cm de la face traité antireflet du milieu actif servant de miroir d'entrée. Nous avons inséré une lame biréfringente d'YVO₄ de 200 μm d'épaisseur afin de découpler spatialement les modes au sein du milieu actif dans le but d'assurer un fonctionnement bi-fréquence robuste. Ce découplage, de 20 μm , étant faible en comparaison avec le diamètre de mode du laser de pompe ($\sim 100 \mu\text{m}$), les deux états propres de polarisation sont pompés par le même faisceau de pompe à 976 nm. Le spectre de bruit d'intensité relatif (RIN) pour les deux modes sans absorbant non-linéaire au sein de la cavité est représenté sur la Fig. 1(c). Pour cette mesure, nous avons placé un étalon afin d'obtenir le régime monomode pour les deux polarisations. Les deux pics de bruit observés à 18 kHz et 45 kHz correspondent respectivement aux excès de bruit en antiphase et en phase.

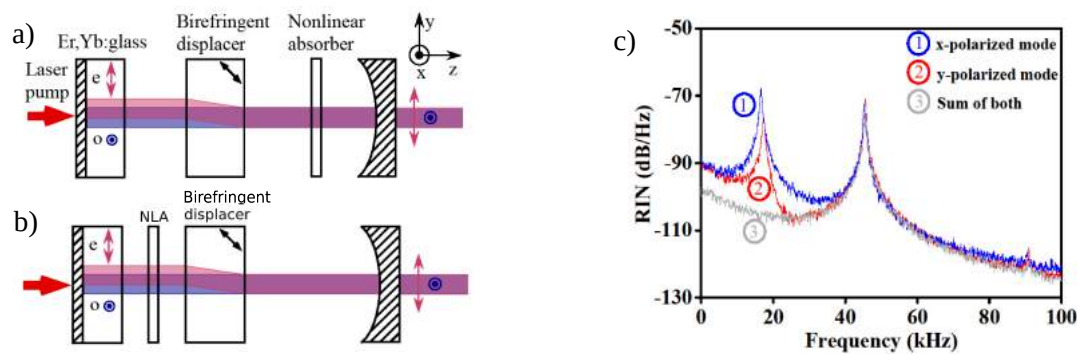


Fig. 1 : a) 1^{ère} et b) 2nd configuration du laser. c) Spectre de RIN du laser bi-fréquence sans TPA.

Par la suite, nous avons introduit une lame de silicium de 100 μm d'épaisseur en remplacement de l'étalon afin d'apporter un mécanisme de TPA dans la dynamique du laser. Cette lame nous sert également d'étalon. Dans la 1^{ère} configuration (Fig. 1(a)), la lame de Si est placée entre le miroir de sortie et l'YVO₄. Les deux modes sont donc à cet endroit parfaitement superposés dans la lame de Si. Une forte réduction (~ 25 dB) des fluctuations d'intensité est alors obtenue sur la composante de bruits en phase (voir Fig. 2(a)). Néanmoins, le bruit d'antiphase ne subit aucun changement significatif. Cette observation corrobore le fait que le mécanisme de TPA, qui est sensible aux fluctuations d'intensité totale, reste aveugle aux fluctuations d'intensité en antiphase, la somme de ses fluctuations étant nulle (voir Fig. 1(c)). Notons que le décalage vers les hautes fréquences des deux pics est directement lié à la présence du BR (voir Ref. 4).

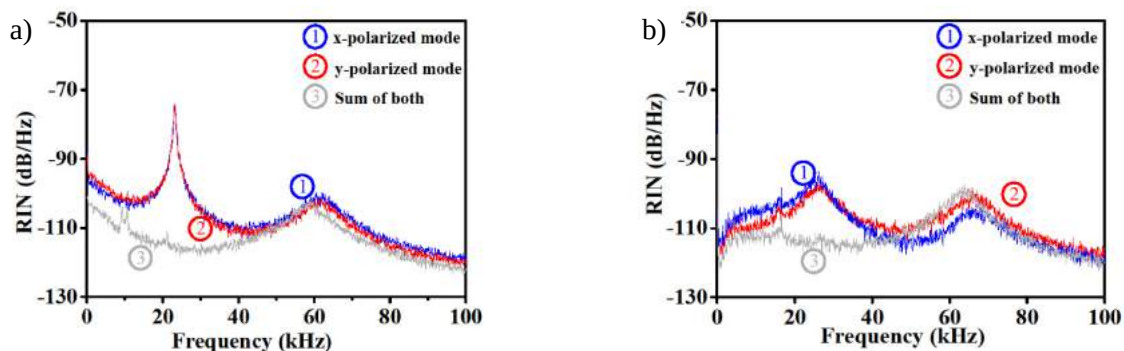


Fig. 2 : a) Spectre de RIN du laser bi-fréquence dans la 1^{ère} configuration et b) dans la 2nd configuration.

Afin de briser la symétrie du système vis-à-vis des fluctuations d'intensité en antiphase, nous plaçons maintenant la lame de Si entre le milieu actif et l'YVO₄ (Fig. 1(b)). Ainsi, nous découplons légèrement l'interaction des deux modes avec la lame de Si. Par conséquent, le mécanisme de TPA introduit à la fois des pertes commune et des pertes sélectives pour les deux modes. Ceci produit une forte réduction du pic d'antiphase de 25 dB, similaire à celle obtenue sur la composante du bruit en phase. Ces résultats ouvrent des perspectives nouvelles pour l'utilisation des lasers solides bi-fréquences dans des applications contraignantes en termes de bruit telles que le lidar-radar ou la génération de micro-ondes ultra-stable sur porteuse optique. Ce principe vient d'être implémenté avec succès dans un démonstrateur d'oscillateur optoélectronique à Thales.

REFERENCES

- [1] P. Nerin, P. Puget, P. Besety and G. Chartier, Electron. Lett. 33,491 (1997).
- [2] L. Morvan, D. Dolfi, N. D. Lai, J. P. Huignard, M. Brunel, F. Bretenaker, and A. Le Floch, Appl. Opt. 41, 5702-5712 (2002).
- [3] G. Pillet, L. Morvan, M. Brunel, F. Bretenaker, D. Dolfi, M. Vallet, J. P. Huignard, and A. Le Floch, J. Lightwave. Technol. 26, 2764-2773 (2008).
- [4] A. El Amili, G. Kervella, and M. Alouini, Opt. Express 21, 8773-8780 (2013).
- [5] A. El Amili, G. Loas, L. Pouget, and M. Alouini, Opt. Lett. 37, 5014- 5017 (2014).

DEVELOPPEMENT D'UN AMPLIFICATEUR A 946 NM A BASE DE FIBRE CRISTALLINE Nd:YAG POMPEE DIRECTEMENT DANS LE NIVEAU EMETTEUR

Romain Baudoin¹, Jean-Thomas Gomes¹, Xavier Délen¹, Igor Martial², François Balembois¹, Patrick Georges¹

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

² Fibercryst SAS, Parc d'activité Wilson Bât A1, 31 Rue Wilson, F-69150 Decines Charpieu, France

Romain.baudoin@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une architecture d'amplificateur à 946 nm basée sur la technologie des fibres cristallines en Nd:YAG. Le pompage du milieu à gain est ici réalisé directement dans son niveau émetteur à 885 nm afin de limiter les effets thermiques. En simple passage, l'amplificateur a permis d'extraire 10 W en continu, et d'obtenir une puissance de 20 W à 946 nm avec un M^2 inférieur à 1,7.

MOTS-CLEFS : *Fibre cristalline; Nd:YAG ; quasi-trois niveaux.*

1. INTRODUCTION

La raie d'émission quasi-trois niveaux du Nd:YAG à 946 nm est très intéressante pour la réalisation de sources laser pompées par diode émettant dans l'UV lointain (typiquement inférieur à 250 nm). En effet, avec deux processus de génération de seconde harmonique sur cette raie laser, il est possible d'atteindre la longueur d'onde de 236,5 nm. Cette dernière présente un grand intérêt dans des secteurs d'activités tels que le micro-usinage laser, l'étude de la structure des protéines [1] ou encore la fluorescence induite et la spectroscopie Raman appliquées à l'étude des gaz et des explosifs [2].

2. ETAT DE L'ART

Dans tous ces secteurs d'activité, la source laser primaire à 946 nm doit être impulsionnelle et polarisée. La réalisation de celle-ci présente de nombreuses difficultés, notamment liées à la faible section efficace du Nd:YAG à 946 nm.

Lors de précédents travaux, nous avons réalisé un oscillateur à 946 nm déclenché et polarisé à partir d'une fibre cristalline Nd:YAG pompée à 808 nm [3]. Ce laser a permis d'obtenir jusqu'à 11,5 W de puissance moyenne à 946 nm avec un M^2 inférieur à 1,7 [4].

Pour augmenter encore la puissance, nous avons proposé une architecture de laser reposant sur un pompage à 885 nm [5]. En diminuant ainsi la charge thermique, il a été possible d'émettre jusqu'à 28 W de puissance moyenne avec un M^2 inférieur à 1,3.

Cependant, l'architecture du laser a limité le fonctionnement en régime déclenché, à cause des dommages optiques. L'énergie maximale atteinte a été 470 μ J (avec des impulsions de 60 ns).

Dans la perspective d'augmenter l'énergie des impulsions nous présentons ici un amplificateur à 946 nm qui permettra le contrôle précis de la densité d'énergie sur les optiques pour éviter les dommages en régime nanoseconde.

3. ARCHITECTURE DE L'AMPLIFICATEUR

L'amplificateur est réalisé à partir d'une fibre cristalline Nd:YAG pompée à 885 nm. En effet, le design de ces fibres permet à la fois de maximiser l'absorption du faisceau de pompe tout en offrant une excellente répartition de la charge thermique induite par ce dernier. Ces caractéristiques sont particulièrement bien adaptées à la problématique des amplificateurs laser à 946 nm. Le pompage du milieu à gain directement dans son niveau émetteur à 885 nm permet de diminuer la charge thermique du matériau de plus d'un facteur deux par rapport à un pompage classique à 808 nm. Cette diminution de la charge thermique est bénéfique pour maintenir une bonne qualité de faisceau, et ainsi envisager plusieurs passages dans le milieu à gain.

Le schéma de l'amplificateur est détaillé en figure 1.

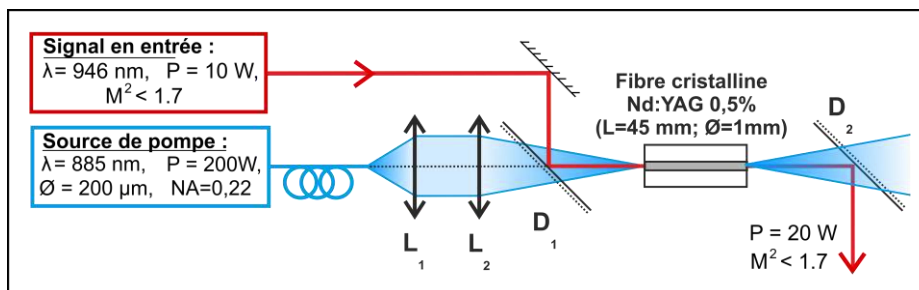


Fig. 1 : Schéma de l'amplificateur Nd:YAG à 946 nm.

L'absorption du faisceau de pompe est ici supérieure à 80%. En simple passage, nous avons obtenu une puissance moyenne à 946 nm de 20 W en régime continu pour une puissance de pompe incidente à 885 nm de 200 W et un signal d'entrée de 10 W. L'efficacité d'extraction est de 5 % et la qualité du faisceau à 946 nm est caractérisée par un M^2 inférieur à 1,7 en sortie de l'amplificateur.

CONCLUSION

A notre connaissance, il s'agit des premiers résultats montrant la possibilité d'extraire une forte puissance (jusqu'à 10 W) à 946 nm en simple passage dans un amplificateur. L'étape suivante consistera à utiliser cette architecture en régime déclenché. Cela devrait permettre de repousser les limites en énergie rencontrées jusqu'à présent avec les lasers déclenchés à 946 nm et d'atteindre des impulsions supérieures à 1 mJ avec une forte puissance moyenne.

Ce travail est financé par l'ANR (Agence Nationale de la Recherche) et la DGA (Direction Générale de l'Armement) ANR-13-ASTR-0020-01.

RÉFÉRENCES

- [1] R. Bhartia, et al "Label-Free Bacterial Imaging with Deep-UV-Laser-Induced Native Fluorescence," Applied and Environmental Microbiology, Vol. 76, pp. 7231-7237, 2010.
- [2] N. Chai, et al "Single-laser-shot detection of nitric oxide in reacting flows using electronic resonance enhanced coherent anti-Stokes Raman scattering," Applied Physics Letters, Vol. 93, pp. 091115, 2008.
- [3] L. Deyra, et al "Lasers bleus de forte puissance à base de fibre cristalline en Nd:YAG," Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique, 2013.
- [4] L. Deyra, et al, "Megawatt peak power, 1kHz, 266 nm sub nanosecond laser source based on single-crystal fiber amplifier," CLEO Munich 2013, 2013.
- [5] J-T. Gomes, et al "Développement d'un oscillateur à 946 nm à base de fibre cristalline Nd:YAG pompée directement dans le niveau émetteur," Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique, 2015.

DÉMONSTRATION DU PIÉGEAGE COHÉRENT D'ATOMES DE CESIUM AVEC UN VECSEL BIFREQUENCE ET BIPOLARISÉ

P. Dumont¹, S. Janicot¹, F. Tricot², D. Holleville², S. Guérandel², G. Baili³, L. Morvan³, D. Dolfi³, G. Beaudoin⁴, I. Sagnes⁴, P. Georges¹, G. Lucas-Leclin¹

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

² *LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Paris, France*

³ *Thales Research & Technology, Palaiseau, France*

⁴ *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS UPR20, Marcoussis, France*

paul.dumont@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un laser à semiconducteur en cavité externe pompé optiquement, émettant deux fréquences optiques polarisées perpendiculairement, destiné aux horloges atomiques à piégeage cohérent (CPT) d'atomes de Cs. La fréquence du mode ordinaire est stabilisée sur une transition hyperfine de la raie D2 (852 nm). La différence de fréquence entre les modes optiques est asservie sur la fréquence délivrée par un oscillateur local à 9,192 GHz. Dans ces conditions, des signaux de résonance CPT avec un contraste supérieur à 10% ont été observés. Les sources de bruit du laser sont évaluées afin de prévoir théoriquement leur impact sur la stabilité d'une horloge.

MOTS-CLEFS : *Laser bifréquence ; VECSEL ; Horloges atomiques ; CPT*

1. INTRODUCTION

Le piégeage cohérent de population (CPT) est d'un grand intérêt pour la réalisation d'horloges atomiques compactes à vapeur d'atomes (Rb ou Cs) [1]. Cette technique repose sur une interrogation optique de la transition micro-onde de la structure hyperfine de l'état fondamental de l'atome par excitation sur un niveau excité commun. Pour les horloges à vapeur de Cs, elle nécessite l'utilisation de deux faisceaux laser en phase, à 852 ou 894 nm, croisés en polarisation, et dont la différence de fréquence est de 9,192 GHz. Nous évaluons ici un laser à semiconducteur en cavité externe pompé optiquement (VECSEL), émettant simultanément deux modes longitudinaux polarisés perpendiculairement autour de 852 nm dont l'écart de fréquence est accordable à 9,192 GHz. Les niveaux de bruit de cette source sont caractérisés afin d'établir les performances attendues dans une horloge CPT basée sur une telle source.

2. DESCRIPTION DE LA SOURCE LASER

La cavité laser est constituée d'une structure active semiconductrice et d'un miroir de sortie collé sur une céramique piézo-électrique. La structure semiconductrice est composée d'un miroir de Bragg hautement réfléchissant à 852 nm et du milieu à gain formé de 7 puits quantiques [2]. La cavité laser, longue de 10 mm, conduit à un intervalle spectral libre d'environ 12 GHz. La source de pompage est une diode laser fibrée émettant une puissance de 800 mW à 670 nm. L'émission bipolarisée est obtenue grâce à une lame biréfringente de vanadate d'yttrium (YVO₄) qui induit une séparation spatiale des deux faisceaux de polarisations croisées de 50 µm sur la structure. Les deux faisceaux partagent la même cavité laser, et sont ainsi soumis aux mêmes fluctuations thermiques et mécaniques. Un étalon Fabry-Perot (FP) en YVO₄ (100 µm d'épaisseur) impose un fonctionnement laser monofréquence sur chaque polarisation. La biréfringence de cet étalon est calculée pour forcer un écart en fréquences naturel de 9 GHz entre les deux modes polarisés. Pour un réglage fin de l'écart

en fréquence, la biréfringence de la cavité est modifiée par le biais d'un cristal électro-optique (EO) intra-cavité (MgO:SLT, 1 mm d'épaisseur).

3. RÉSULTATS EXPERIMENTAUX ET CONCLUSION

En fonctionnement bifréquence, la puissance émise est de 8 mW à 852 nm par polarisation. La température du cristal électro-optique permet de régler grossièrement la différence entre les fréquences optiques $\Delta\nu$ de 1,4 GHz/K. Un montage d'absorption saturée du césium est utilisé pour verrouiller la longueur d'onde du mode polarisé ordinairement sur la raie D₂ par rétroaction sur la céramique piézo-électrique, tandis que la différence de fréquence est asservie sur un oscillateur radiofréquence par une boucle à verrouillage de phase (OPLL) avec rétroaction sur la tension appliquée au cristal EO. Le faisceau, à la fois bipolarisation et bifréquence, éclaire une cellule de 2 cm de long contenant un mélange de Cs et de gaz tampon chauffée à 40°C. Une résonance CPT à fort contraste (> 10%) est mise en évidence lors du balayage du désaccord Raman $\delta_R = 9,192 \text{ GHz} - \Delta\nu$ (Fig 1-(a)) [1]. Le rapport signal à bruit de ce signal est ici limité par les perturbations liées à l'environnement du laboratoire.

La caractérisation des bruits du laser, ainsi que le bruit en phase du battement RF, permet d'estimer l'impact de ces bruits sur la stabilité court-terme de l'horloge. Le bruit d'intensité relatif (*RIN*) du laser, sur chaque polarisation, atteint -110 dB/Hz sur la gamme de fréquences 10 Hz - 100 kHz et est limité par le transfert du bruit d'intensité de la diode de pompe vers le laser. En fonctionnement asservi le bruit de phase résiduel du battement RF à 9.2 GHz, mesuré par mélange du signal de battement avec le signal de l'oscillateur servant à l'asservissement, est réduit à un niveau inférieur à -90 dBrad²/Hz sur la plage 100 Hz – 10 MHz [3]. Des calculs théoriques, basés sur les paramètres de l'horloge CPT pulsée du SYRTE [3], révèlent que le *RIN* du VECSEL bifréquence est le paramètre limitant les performances de l'horloge à un niveau de stabilité relative estimée à $1,6 \times 10^{-12}$ à une seconde. Cette limite peut être dépassée par un asservissement de la puissance laser, l'utilisation d'une diode de pompe non fibrée et la normalisation en intensité du signal CPT [2], qui permettent d'envisager une stabilité d'horloge de 3×10^{-13} à une seconde, à l'état de l'art des horloges atomiques CPT [3].

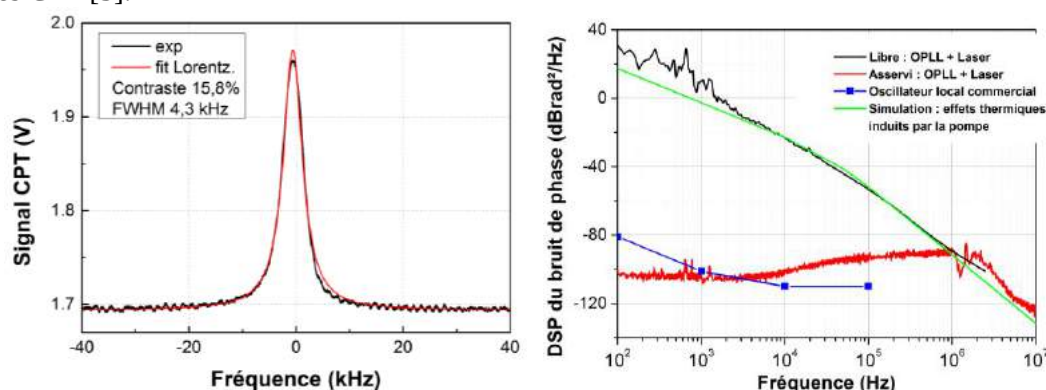


Fig. 1 : (a) Profil typique de la résonance CPT (sans champ magnétique) lors d'un balayage du désaccord Raman. (b) Bruit de phase résiduel du battement RF et de l'oscillateur local utilisé (OPLL : Optical Phase Lock-Loop).

RÉFÉRENCES

- [1] J. Vanier, "Atomic clocks based on coherent population trapping: a review," *Appl. Phys. B*, vol. 81, no. 4, pp. 421–442, Jul. 2005.
- [2] P. Dumont, F. Camargo, J. Danet, D. Holleville, S. Guerandel, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, I. Gozhyk, G. Beaudoin, I. Sagnes, P. Georges, and G. Lucas-leclin, "Low-noise dual-frequency laser for compact Cs atomic clocks," *J. Light. Technol.*, vol. 32, no. 20, pp. 3817–3823, 2014.
- [3] J.-M. Danet, M. Lours, S. Guérandel, and E. de Clercq, "Dick effect in a pulsed atomic clock using coherent population trapping," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect., Freq. Control.*, vol. 61, no. 4, pp. 567 – 574, 2014.

UN PEIGNE DE FRÉQUENCES ULTRA-STABLE ET ACCORDABLE POUR LA SPECTROSCOPIE MOYEN-IR À TRÈS HAUTE RÉOLUTION

Rosa Santagata¹, Bérengère Argence¹, Dang Bao An Tran¹, Olivier Lopez¹, Andrei Goncharov¹, Sean Tokunaga¹, Daniele Nicolodi², Michel Abgrall², Rodolphe Le Targat², Paul-Eric Pottie², Christian Chardonnet¹, Christophe Daussy¹, Yann Le Coq², Benoit Darquié¹, Anne Amy-Klein¹

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

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

rosa.santagata@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous décrivons un dispositif pour balayer très largement la fréquence d'une source laser de très grande stabilité et exactitude en fréquence, via un peigne de fréquences. Le peigne de fréquences est asservi sur une diode laser, qui est modulée en phase avec un modulateur électro-optique, et dont une des bandes latérales est stabilisée sur un signal d'horloge généré au SYRTE (Paris) et transféré au LPL (Villetaneuse) avec un lien optique. Le pilotage du modulateur avec un signal de radio-fréquence accordable permet de balayer la fréquence de la diode laser et donc la fréquence de répétition du laser femtoseconde. Celle-ci recopie alors les propriétés de stabilité et d'exactitude de cette référence de fréquence optique tout en étant accordable. Nous rapportons ici les performances préliminaires de la méthode, ainsi que ses applications envisagées en spectroscopie moyen-IR à haute résolution.

MOTS-CLEFS : *stabilisation de fréquence ; laser femtoseconde ; spectroscopie moléculaire*

1. INTRODUCTION

La technologie de peigne de fréquences optique (OFC) représente un outil unique pour les mesures de très haute précision. Il permet de transférer les propriétés spectrales d'une source laser à une autre, ce qui ouvre la voie à de nombreuses applications, allant de la métrologie optique à la spectroscopie moléculaire. Afin d'atteindre la meilleure stabilité et exactitude, le choix de la référence optique sur laquelle le peigne de fréquences est stabilisé est cruciale. Récemment, un peigne de fréquences a été utilisé pour transférer les caractéristiques spectrales d'un laser ultra-stable émettant à $1.54 \mu\text{m}$ à un laser à cascade quantique (QCL) émettant dans le moyen infrarouge à $10.3 \mu\text{m}$ [1]. Ici, nous proposons de mettre en oeuvre un nouveau dispositif pour balayer largement la fréquence de la QCL, à partir du dispositif expérimental précédent. Pour cela, une diode laser est asservie en phase sur le signal de référence à $1.54 \mu\text{m}$, et le peigne de fréquences est asservi sur cette diode laser, dont la fréquence peut être balayée. La propriété d'accordabilité de la diode laser est donc transférée par la boucle à verrouillage de phase (PLL) à la fréquence de répétition du peigne, ainsi qu'à la fréquence de la QCL verrouillée sur le peigne.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Un schéma simplifié du dispositif expérimental développé est présenté sur la figure 1. Au LPL, une diode laser est modulée en phase avec un modulateur électro-optique fibrée (EOM) piloté par un oscillateur YIG afin de produire des bandes latérales sur le faisceau laser. La diode laser est réglée autour d'une longueur d'onde centrale de $1.54 \mu\text{m}$ en changeant le courant d'alimentation et la température de la jonction. La fréquence de l'oscillateur micro-ondes ν_{EOM} est accordable sur un intervalle de 10 GHz. On détecte le battement entre une des bandes latérales de la diode laser et un signal optique de référence généré au SYRTE et transféré à LPL grâce à un lien à fibre optique d'une longueur 43 km [2]. Cette

référence optique est fournie par un laser à fibre émettant à $1.54\ \mu\text{m}$, stabilisé sur une cavité ultrastable Fabry-Pérot de très haute finesse, et contrôlé en fréquence par rapport aux horloges primaires du SYRTE via un peigne de fréquences [3]. La stabilité relative de fréquence obtenue est inférieure à 2×10^{-15} à 1 s. Ce battement permet de stabiliser la fréquence du laser à diode par verrouillage en phase de fréquence fixe $\Delta = \nu_{ref} - \nu_1 - \nu_{EOM}$ (PLL1). Les variations de fréquence micro-ondes sont donc automatiquement induites sur la fréquence optique de la diode laser qui devrait alors être accordable sur 10 GHz. La source laser développée est enfin utilisée comme référence optique accordable pour le peigne de fréquences du LPL, par verrouillage en phase de sa fréquence de répétition f_{rep} (PLL2).

3. APPLICATION À LA SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE

L'application première de ce travail est d'utiliser ce peigne de fréquences pour stabiliser et balayer la fréquence d'un QCL pour la spectroscopie moléculaire rovibrationnelle. A cette fin, un QCL émettant à $10.3\ \mu\text{m}$ est stabilisé sur le OFC, en comparant sa fréquence à une harmonique élevée de la fréquence de répétition [1]. Les propriétés spectrales du signal ultrastable du SYRTE, ainsi que la propriété d'accordabilité de la diode laser locale, sont ainsi transférées au QCL, dont on devrait pouvoir balayer la fréquence sur plus d'un GHz. Nous avons déjà montré qu'une telle source stabilisée avait une largeur de raie réduite à moins d'un Hz [1]. Avec cette nouvelle possibilité d'accordabilité en fréquence, cette source permettra des études de spectroscopie moléculaire de haute sensibilité, comme par exemple la mesure de raies d'absorption saturée de l'éthylène, sans nécessité d'un deuxième laser qui soit accordable. A terme, notre objectif est de réaliser la spectroscopie à ultra-haute résolution de molécules chirales, afin de mettre en évidence pour la première fois un effet de violation de parité dans les molécules [4].

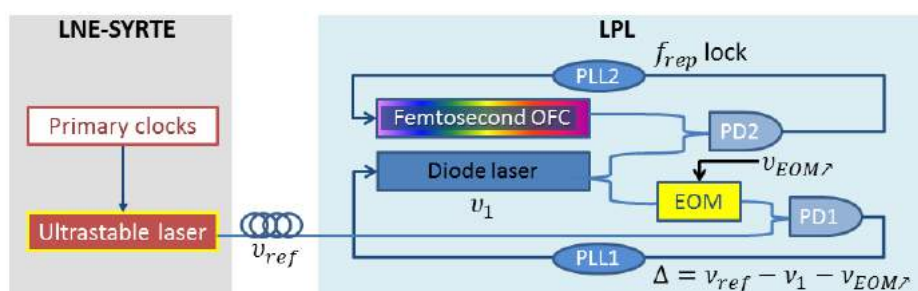


FIGURE 1 : Schéma simplifié du dispositif expérimental développé.

CONCLUSION

Nous avons élaboré une nouvelle méthode qui permet d'accorder la fréquence de répétition d'un peigne de fréquences stabilisé sur un signal optique ultrastable dont la fréquence est contrôlée par rapport aux étalons primaires du SYRTE. Ces propriétés spectrales et cette accordabilité peuvent être transférées vers un laser à cascade quantique émettant dans l'infrarouge moyen. Cette source constitue ainsi un outil unique pour la spectroscopie moléculaire de très haute sensibilité et en particulier notre projet de mise en évidence d'un effet de violation de parité dans les molécules.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Argence et al., "Quantum cascade laser frequency stabilization at the sub-Hz level", *Nature Photon.*, vol. 9, pp.456–460, 2015.
- [2] H. Jiang et al., "Long-distance frequency transfer over an urban fiber link using optical phase stabilization", *J. Opt. Soc. Am. B.*, vol. 25, pp.2029–2035, 2008.
- [3] J. Guéna et al., "Progress in atomic fountains at LNE-SYRTE", *IEEE. Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Control.*, vol. 59, pp.391–410, 2012.
- [4] S. Tokunaga et al., "Probing weak force-induced parity violation by high-resolution mid-infrared molecular spectroscopy", *Mol. Phys.*, vol. 111, pp.2363–2373, 2013.

CARACTÉRISATION DES PERTES OPTIQUES DANS UNE CAVITÉ FABRY-PEROT MICROMÉTRIQUE DE GRANDE FINESSE

Rémi Metzdorff, Leonhard Neuhaus, Salim Zerkani, Sheon Chua, Thibaut Jacqmin, Samuel Deléglise, Tristan Briant, Antoine Heidmann, Pierre-François Cohadon

Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-Sorbonne Universités, CNRS, ENS-PSL Research University, Collège de France

remi.metzdorff@lkb.upmc.fr

RÉSUMÉ

Les cavités Fabry-Perot de grande finesse sont très sensibles aux pertes optiques dues aux défauts de forme des miroirs utilisés. L'évolution des pertes dues au couplage résonnant du mode TEM₀₀ avec des modes transverses est étudiée en fonction de la longueur de la cavité. Une méthode simple permettant de réduire ces pertes est également présentée.

MOTS-CLEFS : *cavité Fabry-Perot ; pertes optiques ; optomécanique ; squeezing*

100 ans après la prédiction d'Einstein, la signature de la fusion de deux trous noirs a été observée par les interféromètres gravitationnels du projet LIGO [1]. Ces instruments de mesure sont les plus précis actuellement en fonction sur Terre, atteignant des sensibilités inférieures à 10^{-23} . Ces observations ouvrent une nouvelle fenêtre d'étude de l'Univers et pour augmenter le volume sondé par ces appareils, leur sensibilité doit encore être améliorée. L'injection d'états comprimés de la lumière dans les interféromètres est envisagée pour s'affranchir des bruits quantiques de pression de radiation et de phase du laser [2]. Une expérience basée sur l'utilisation d'un micro-pilier en quartz comme résonateur mécanique (Fig. 1) a ainsi été développée par notre équipe pour réaliser une démonstration de principe de l'intérêt d'injecter un faisceau comprimé dans une cavité optomécanique de type Fabry-Perot (FP) à température cryogénique [3]. Des pertes optiques diminuent l'efficacité du squeezing. Il est donc nécessaire de parfaitement comprendre et optimiser les pertes dans notre expérience.

Nous avons ainsi développé une expérience dédiée à l'étude des pertes optiques dans une cavité FP en fonction de sa longueur. La cavité étudiée reproduit les caractéristiques de la cavité micro-pilier : grande finesse et petite taille de faisceau. Pour éviter les problèmes d'alignement liés à la petite taille du miroir plan du pilier, celui-ci est remplacé par un miroir plan macroscopique de même transmission inférieure à 1 ppm (l'assemblage de la cavité est visible sur la Fig. 1). Les deux expériences utilisent comme coupleur un miroir concave de 110 μm de diamètre, possédant un rayon de courbure de l'ordre du millimètre et fabriqué par photoablation à l'aide d'un laser CO₂ pulsé [4]. Une fois le traitement diélectrique déposé, on obtient des miroirs quasi sphériques avec une transmission contrôlée (35 ppm dans nos expériences pour l'adaptation d'impédance). Une estimation des pertes optiques donne environ

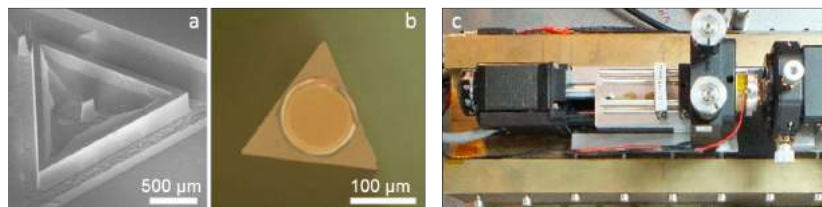


FIGURE 1 : a) Image obtenue par microscopie électronique à balayage du résonateur en quartz. Il s'agit d'un pilier triangulaire de 1 mm de haut et suspendu par une fine membrane pour conserver son grand facteur de qualité mécanique ($> 10^6$). b) Image obtenue par microscopie optique du dépôt diélectrique sur une des faces du pilier, formant un miroir de Bragg hautement réfléchissant de 100 μm de diamètre. c) Photo du montage de la cavité : le miroir plan est fixé sur une translation motorisée permettant de changer la longueur de la cavité par pas de 0,6 μm .

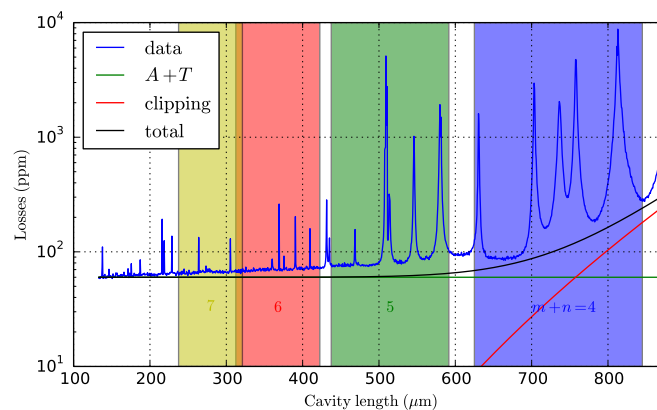


FIGURE 2 : Évolution des pertes en fonction de la longueur de la cavité. On peut observer de nombreux pics étroits liés aux dégénérescences. Les bandes colorées correspondent aux différents domaines de longueur associés aux différents groupes de modes TEM_{mn} ($m + n = \text{constante}$). L'augmentation des pertes au delà de 700 μm est également due à la diffraction sur les bords du miroir concave.

1 ppm par absorption pour chaque miroir, tandis que les pertes par diffusion sur la surface des miroirs s'élèvent à 10 ppm sur chaque surface, pour un total de 55 à 60 ppm dans la cavité.

Une augmentation de la longueur de la cavité se traduit par une augmentation de la taille du faisceau au niveau du coupleur, ce qui provoque un surcroît de pertes par diffraction. De plus, en raison de la diffusion à la surface des miroirs, le mode TEM_{00} de la cavité est couplé aux modes transverses d'ordres supérieurs TEM_{mn} . La phase de Gouy évoluant différemment en fonction de la longueur de la cavité pour les différents groupes de modes [5], le TEM_{00} peut être résonnant en même temps qu'un TEM_{mn} pour des longueurs précises de la cavité. Ce phénomène est appelé dégénérescence de modes et est responsable de pics de pertes dans des domaines de longueurs étroits.

Tous ces comportements sont visibles sur la Fig. 2 et contraignent le montage des cavités optomécaniques destinées à être injectées par une lumière comprimée. Ce dispositif expérimental nous a également permis de démontrer la possibilité de réduire l'amplitude des pics de pertes précédemment observés en utilisant une lame de rasoir positionnée sur le bord des modes de la cavité. Ceci affecte d'avantage les modes d'ordres supérieurs TEM_{mn} sans changer le mode TEM_{00} , ce qui a pour effet de réduire le couplage entre les deux modes et ainsi de restaurer la finesse de la cavité.

REMERCIEMENTS

Nous remercions l'équipe de Jakob Reichel (LKB, Paris) pour nous avoir permis d'utiliser leur dispositif de photoablation lors de la réalisation des substrats pour les miroirs, ainsi que Jérôme Degallaix (LMA, Lyon) pour les simulations numériques qu'il a réalisées.

RÉFÉRENCES

- [1] B. P. Abbott *et al.*, "Observation of gravitational waves from a binary black hole merger," *Physical Review Letters*, vol. 116, p. 061102, 2016.
- [2] The LIGO scientific collaboration, "Enhanced sensitivity of the LIGO gravitational wave detector by using squeezed states of light," *Nature Photonics*, vol. 7, p. 613, 2013.
- [3] A. G. Kuhn, J. Teissier, L. Neuhaus, S. Zerkani, E. van Brackel, S. Deléglise, T. Briant, P.-F. Cohadon, A. Heidmann *et al.*, "Free-space cavity optomechanics in a cryogenic environment," *Applied Physics Letters*, vol. 104, p. 044102, 2014.
- [4] D. Hunger, C. Deutsch, R. J. Barbour, R. J. Warburton, and J. Reichel, "Laser micro-fabrication of concave, low-roughness features in silica," *AIP Advances*, vol. 2, p. 012119, 2012.
- [5] H. Kogelnik and T. Li, "Laser Beams and Resonators," *Applied Optics*, vol. 5, p. 1550, 1966.

DIFFRACTION D'ATOMES D'ARGON METASTABLES LENTS SUR NANORESEAU**F. Correia¹, N. Fabre¹, F. Perales¹, J. Baudon¹, M. Ducloy¹, G. Dutier¹**¹ *Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France*dutier@univ-paris13.fr**RÉSUMÉ**

La diffraction d'un jet d'atomes d'Argon métastables lents par un nanoréseau permet une exaltation inédite de la contribution van der Waals.

MOTS-CLEFS : Diffraction atomique ; van der Waals ; Casimir ; nano réseau

1. INTRODUCTION

Nous disposons d'un jet pulsé par laser d'atomes d'Argon métastables issus d'un piège magnéto optique et accordables en vitesse entre 15 et 150 m/s. Ce jet a une faible distribution en vitesse, inférieure à 3%, et une ouverture angulaire de 20 à 30 mrad pour un flux pouvant atteindre 10⁴ atomes/s. Un détecteur temps – position (micro channel plates d'un diamètre de 8 cm suivis d'un « delay line detector ») enregistre en temps de vol les images du jet après un parcours horizontal d'environ un mètre. Le dispositif produit ainsi des atomes en vol libre à une vitesse définie au pourcent. L'expérience présentée ici consiste à placer un réseau en transmission sur le parcours des atomes à 45 cm du détecteur. Celui-ci est en Nitrure de Silicium et il a un pas 100 nm pour une ouverture de 50 nm et une profondeur de 50 nm. Les atomes passent alors nécessairement à moins de 25 nm d'une surface et l'interaction atome – surface de type Casimir (van der Waals) va induire un déphasage sur la fonction d'onde atomique dépendant de la distance à la surface. La figure de diffraction obtenue est la résultante de la diffraction atomique par un réseau et du déphasage provenant de cette interaction.

2. DIFFRACTION D'ATOMES D'ARGON METASTABLE SUR NANORESEAU

Les figures de diffraction obtenues présentent des allures très différentes en fonction de la vitesse du jet. A grandes vitesses, supérieures à 100 m/s (fig.1), l'enveloppe est légèrement supérieure à la figure de diffraction usuelle (en sinus cardinal) d'une onde par une fente. A des vitesses intermédiaires, entre 50 et 100 m/s (fig.1), nous pouvons observer un élargissement très notable produit par l'interaction avec les surfaces, car le déphasage accumulé est proportionnel au temps d'interaction. Des petites ondulations apparaissent, signifiant que le rayon de cohérence transverse est légèrement supérieur à une période du réseau. La figure de diffraction est alors celle de la diffraction par deux fentes avec un contraste très faible. Cette gamme de vitesses permet d'analyser des contributions Casimir (van der Waals) ayant une influence aussi importante sur le signal que celle provenant de la simple diffraction. Enfin, à de plus faibles vitesses, la cohérence du jet est telle que le contraste des franges atteint 85%. A de telles vitesses la contribution Casimir au signal est d'au moins un ordre de grandeur supérieure à celle de la diffraction par deux fentes (fig.2) provoquant un élargissement si considérable que les ailes du signal sortent du détecteur.

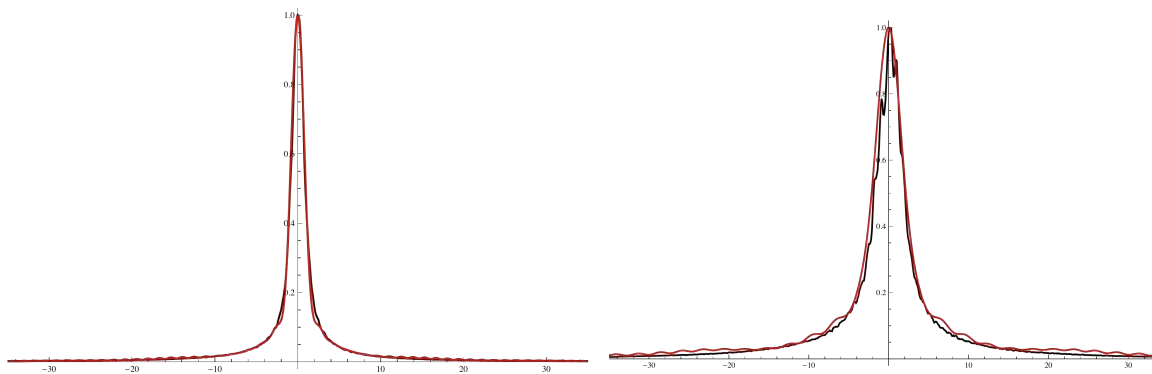


Fig. 1 : Figure de diffraction à 102 m/s en noir (normalisé à 1) à gauche et à 54 m/s à droite. En rouge les courbes théoriques ajustée comportant la diffraction par une fente unique et l'interaction de Casimir aux vitesses respectives.

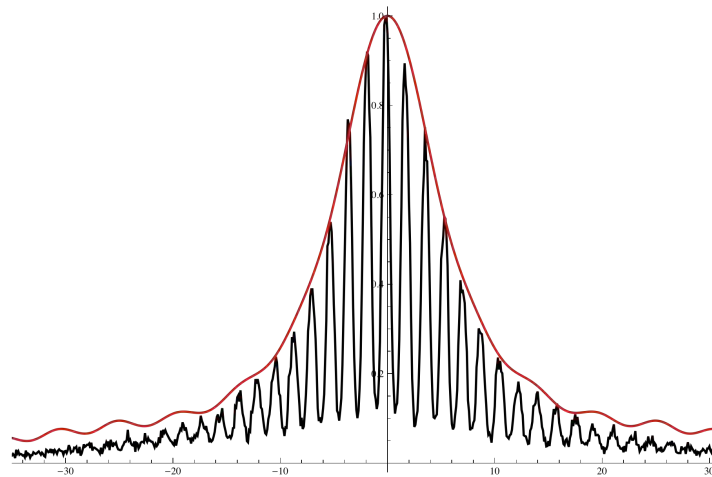


Fig. 2 : Figure de diffraction à 29 m/s en noir. En rouge la courbe théorique de diffraction par une fente qui reprend l'enveloppe de la courbe expérimentale.

CONCLUSION

C'est, à notre connaissance, la première fois qu'une expérience de physique atomique favorise autant la contribution Casimir au regard des autres paramètres (diffraction [1,2], force dipolaire [3], etc.) Ces mesures inédites ouvrent la voie à des analyses ultra précises à ces échelles permettant de poursuivre, invalider ou compléter les nombreuses études menées sur ces réseaux à des vitesses thermiques ainsi celles encore plus nombreuses sur l'interaction atome – surface (Casimir - Polder) y compris les interactions par images multiples d'un atome dans une fente nanométrique.

- [1] D. Keith et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 1580 (1988)
- [2] R. Brühl et al., Europhys. Lett. **59**, 357 (2002)
- [3] H. Bender et al., Phys. Rev. X **4**, 011029 (2014)

GÉNÉRATION DE PAIRES DE PHOTONS INTRIKUÉS AUX LONGUEURS D'ONDES DES TÉLÉCOMS

Florent Mazeas¹, Weiwei Zhang², Michele Traetta^{1,3}, Marco Bentivegna⁴, Florian Kaiser¹, Djeylan Aktas¹, Carlos Alonso Ramos⁴, Lutfi-Arif Bin-Ngah¹, Tommaso Lunghi¹, Xavier Le Roux², Éric Cassan², Delphine Marris-Morini², Laurent Vivien², Laurent Labonté¹, Sébastien Tanzilli¹

¹Université Nice Sophia Antipolis, LPMC, CNRS UMR 7336, 06108, Nice, France

⁴Université Paris Saclay, Institut d'Électronique Fondamentale, CNRS UMR 8622, 91405 Orsay, France

³University of Bologna, Bologna, 40136, Italy

⁴Sapienza University of Roma, 00185, Roma, Italy

laurent.labonte@unice.fr

RÉSUMÉ

Nous montrons la génération et la caractérisation quantique de paires de photons intriqués en énergie-temps aux longueurs d'ondes télécom.

MOTS-CLEFS : *interférence quantique; intrication; multiplexage; cryptographie quantique.*

1. INTRODUCTION

La confidentialité des données transmises est un enjeu crucial de notre société. La cryptographie quantique (CQ) vient apporter des solutions dont la sécurité inconditionnelle repose sur les principes de la physique quantique, permettant de révéler toute tentative d'espionnage. Cependant le débit associé à ces communications (quelques Mbits/s au mieux) est réduit par rapport à celui d'un lien de communication classique ($\sim$ Gbits/sec) à cause de deux limitations principales, la puissance des signaux et l'interdiction de la copie du signal [1]. Cependant, il devient possible aujourd'hui de contourner ces limitations en exploitant diverses stratégies de multiplexage spatial et spectral [2].

Nous discutons ici la construction et la caractérisation d'un micro-résonateur intégré sur substrat de Si. Les paires de photons générées sont ensuite spectralement démultiplexées grâce à des composants télécoms (multiplexeurs en longueur d'onde (DWDM)).

2. CONCEPTION ET CARACTÉRISATION D'UNE SOURCE DE PAIRES DE PHOTONS (SPP) INTÉGRÉ

La figure 1(a) représente le dispositif expérimental pour la génération des paires de photons et l'analyse de leurs corrélations. Le cœur de notre dispositif est un micro-résonateur en forme d'anneau fabriqué sur un substrat de Si. La réponse spectrale du système est un peigne de fréquences où l'espacement entre deux résonances successives correspond à l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité. Le principe de l'expérience consiste à exciter le micro-résonateur sur une résonance, puis de recueillir une paire de photons sur deux résonances symétriques par rapport à la longueur d'onde de pompe. Ces paires peuvent provenir de deux résonances, situées de part et d'autre de la pompe, soit dans des canaux de plus proches voisins mais également plus éloignées. Cette étendue spectrale va déterminer la capacité du système à produire un grand nombre de canaux intriqués et multiplexés.

Nous cherchons à connaître les dimensions optimales du guide, telles que l'accord de phase du mélange à quatre ondes dégénérés en fréquence (DFWM) soit respecté. Nous avons calculé l'évolution des indices effectifs en fonction de la longueur d'onde pour différentes largeurs de guide, sachant que la hauteur est imposée par la technologie (hauteur des substrats de Si, 220 nm). Nous avons trouvé que la dimension optimale (600 nm) correspondait à une dispersion légèrement anormale conformément à la littérature [3]. Le rayon de l'anneau est choisi tel que l'ISL soit compatible avec la grille ITU (International Telecom Union) des réseaux télécoms, autrement dit un multiple de 100 GHz afin que les signaux

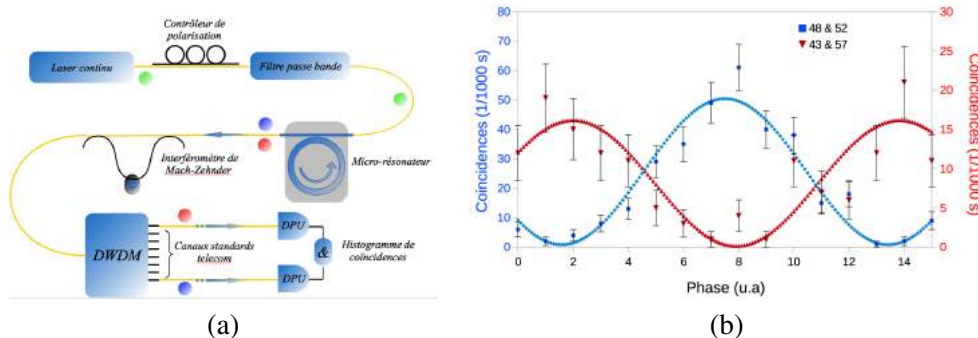


FIGURE 1 : (a) Dispositif expérimental (b) Figure d'interférence à 2 photons pour les canaux 48 & 52 et 43 & 57 permettant de déduire la qualité de l'intrication.

générés puissent se propager à des longueurs d'ondes normalisées. Nous mesurons respectivement un ISL et un facteur de qualité de 200 GHz et 40 000, ce qui garantit une production efficace de paires de photons. Nous avons également mesuré l'efficacité de notre générateur de paires de photons. La variation des signaux générés en fonction de la pompe est quadratique sur toute la plage de puissance, nous assurant que les photons générés sont directement issus du processus quadratique. De plus, nous n'avons pas vu de saturation due à des pertes non-linéaires, comme l'absorption à 2 photons, ou l'absorption par porteur libre. Grâce au facteur de qualité élevé, nous avons atteint une production interne de $3 \cdot 10^6$ paires par seconde pour seulement $500 \mu\text{W}$ de puissance de pompe correspondant à une brillance de $\sim 10^3$ paires/s/MHz/mW, ce qui place cette réalisation parmi les plus efficaces dans le cas de micro-cavités monolithiques.

Nous avons choisi de coder l'intrication sur les observables énergie-temps, en raison de la robustesse démontrée face à la décohérence le long des fibres optiques. Nous souhaitons connaître la qualité de cette intrication générée par notre SPP lorsque celle-ci est distribuée dans des canaux DWDM complémentaires. Ainsi, grâce à un dispositif interférométrique, nous avons mesuré les franges d'interférences à deux photons en fonction de la phase optique de l'interféromètre. La visibilité des franges constitue la figure de mérite permettant de quantifier le degré d'intrication, et donc de qualifier la source [1]. L'interférence ne peut avoir lieu que si le déséquilibre de l'interféromètre est (i) plus petit que le temps de cohérence du laser et (ii) plus grand que le temps de cohérence des photons individuels.

Nous nous attachons à relever la figure d'interférence pour les canaux complémentaires contigus au canal dans lequel se trouve la pompe, mais également situés dans des canaux plus éloignés. L'idée est ici de connaître le potentiel de notre SPP à produire des paires de photons multiplexées (figure 1 (b)). Les visibilités brutes déduites de ces courbes sont respectivement de $(98.1 \pm 2.0)\%$ et $(97.0 \pm 1.5)\%$ pour les paires de canaux 48 & 52 et 43 & 57. Ces mesures attestent non seulement du potentiel de notre système à produire des paires de photons dont la qualité d'intrication est quasi parfaite mais aussi à proposer un schéma de distribution de paires de photons multiplexés en longueur d'onde.

3. CONCLUSION & PERSPECTIVES

Nous avons montré une expérience de distribution de paires de photons multiplexés spectralement. La production de ces paires est d'une part compatibles avec les réseaux standards télécoms, et d'autre part intégrée sur une puce photonique en Si dont la taille est très compacte ($220 \times 600 \text{ nm}^2$).

4. RÉFÉRENCES

- [1] N. Gisin *et al.*, "Quantum cryptography", *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145, (2002).
- [2] D. Aktas *et al.*, "Entanglement distribution over 150 km in wavelength division multiplexed channels for quantum cryptography", to appear in *Lasers & Photon. Rev.*, e-print arXiv :1601.02402 (2016).
- [3] M.A. Foster *et al.*, "Broad-band continuous-wave parametric wavelength conversion in silicon nanowaveguides", *Opt. Expr.* **15**, 12949, (2007).

Direct optical interfacing of CVD diamond for deported NV-based sensing experiments

L. Mayer, T. Debuisschert[†]

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

[†] Corresponding author. e-mail: thierry.debuisschert@thalesgroup.com

In recent years, negatively charged nitrogen vacancy (NV⁻) color centers in diamond have shown themselves promising candidates as highly sensitive, atomic-sized probes for magnetic field [1], electric field [2], pressure [3] or local temperature [4] measurements.

A key point regarding the building of a practical device lies on the integration of the NV-sensor itself in the most compact and flexible way. One solution consists in the use of one single optical fiber to perform both optical excitation and collection of the luminescence signal coming from the NV centers, which allows electron spin to be manipulated and read out. By combining a diamond microcrystal coupled to a 200 μm core diameter optical fiber, Fedotov *et al.* [5] recently built a compact magnetometer based on a similar structure. To improve the sensitivity of this kind of device, bulk CVD diamonds could be used instead of diamond microcrystals since their synthesis is now well mastered but also because intrinsic NV centers exhibit generally far better spin coherence properties.

In this work, we present a magnetometer combining a single mode photonic crystal optical fiber (Fig 1.a) coupled to a commercial CVD ppm diamond. Taking advantage of the wide spectral acceptance of the fiber, we managed to excite and detect efficiently the luminescence from an ensemble of NV centers (Fig 1.b) and to perform Electron Spin Resonance (ESR) experiments with an ESR linewidth around 550 kHz under continuous excitation and measurement (Fig 1.c).

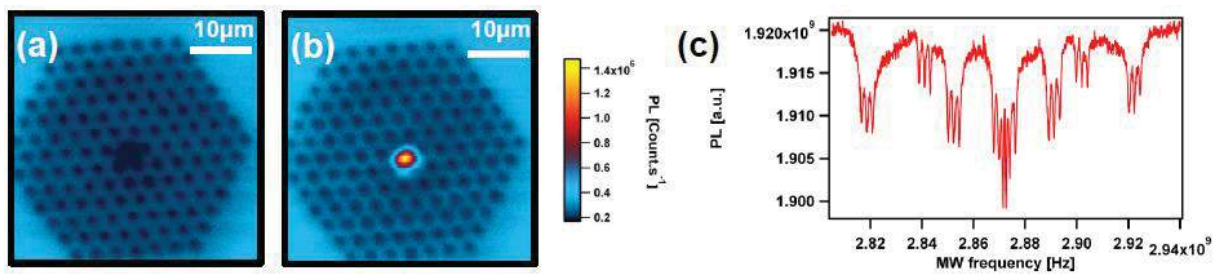


Figure 1: Optical scan (2mW@532 nm CW) of the fiber input without (a) and with (b) a commercial ppm CVD diamond at the fiber exit. (c) ESR measurement using the collected PL signal coming from the fiber. The eight ESR peaks correspond to the four possible orientations of the NV center inside the CVD diamond and the hyperfine structure due to the ^{14}N nuclear spin can be clearly distinguished.

- [1] J. Maze *et al.*, *Nature* **455**, 644 (2008)
- [2] F. Dolde *et al.*, *Nature* **7**, 459 (2011)
- [3] M. W. Doherty *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 047601 (2014)
- [4] D. Toyli *et al.*, *PNAS* **110**, 8417 (2013)
- [5] I. V. Fedotov *et al.*, *Sci. Rep.* **4**, 5362 (2014)

INEGALITÉS GÉNÉRALISÉES DE SPIN SQUEEZING AVEC DES OBSERVABLES COLLECTIVES ARBITRAIRES ET DES FLUCTUATIONS DU NOMBRE DE PARTICULES

I. Saideh^{1,2}, S. Felicetti², P. Milman², T. Coudreau², A. Keller¹

¹ Institut des Sciences Moléculaires d'Orsay (ISMO), CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, F-91405 Orsay, France

² Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, Université Paris Diderot, CNRS UMR 7162, 75013, Paris, France

ibrahim.saideh@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions la détection de l'intrication dans un système de N spins- s où manipuler les spins individuellement n'est pas possible. Nous développons des témoins d'intrications basés sur des observables collectives arbitraires en tenant compte des fluctuations possibles du nombre des particules. Ces inégalités généralisent les inégalités connues de spin squeezing qui sont basées sur la mesure des premiers et deuxièmes moments des observables de spin collectifs.

MOTS-CLEFS : *Spin squeezing ; réseaux optiques ; Témoin d'intrication*

1. INTRODUCTION

La simulation des systèmes quantiques à plusieurs corps formés de plusieurs spins dans une configuration 2D ou 3D est rendue possible grâce aux progrès dans le domaine des atomes froids. Un exemple d'un tel système avec de grands spins est réalisé par les expériences présentées dans les Refs. [1, 2], où la dynamique d'atomes de Cr (spin $s = 3$) piégés dans un réseau optique 3D est étudiée. Dans ce système, l'interaction intra-particules est régie principalement par l'interaction dipolaire magnétique. On s'attend à ce que cette interaction génère de l'intrication, ce qui donne un grand intérêt à ce type de système en vue de l'information quantique et la métrologie.

Contrairement au cas des systèmes composés d'un petit nombre de parties où on peut mesurer chaque partie pour tester des inégalités de type Bell [3], il est difficile, dans le cas de milliers d'atomes, d'effectuer ce type de mesures. C'est pourquoi on s'intéresse à des témoins d'intrications basés sur des mesures d'observables collectives accessibles expérimentalement. Des inégalités de spin squeezing ont été développé récemment [4, 5, 6] qui nécessitent la mesure des premiers et deuxièmes moments des observables de spin collectifs. Une étude numérique préliminaire a montré que ces inégalités ne permettent pas de détecter l'intrication présente dans le système décrit dans les Refs. [1, 2],

Dans le but de trouver d'autres inégalités, nous avons développé un formalisme mathématique qui permet de définir une transformation qui à un spin s fait correspondre un spin-1/2 [7]. En appliquant cette transformation localement pour chaque spin s , on transforme l'ensemble des N spin- s en un ensemble de N spins-1/2 tout en assurant la conservation de la séparabilité du système. Il en résulte que les inégalités de spin squeezing pour les N spins-1/2 constituent des témoins d'intrication pour le système original. Grâce à cette transformation, nous pouvons exprimer les inégalités de "spin squeezing" connues pour le système de N spin-1/2 en fonction des premiers et deuxièmes moments de trois observables arbitraires, dans le système original de N spin- s . En choisissant trois observables collectives, on peut définir une nouvelle famille de témoins d'intrication qui n'est pas restreinte aux trois composantes collectives du spin, généralisant ainsi les inégalités existantes.

L'intérêt de ces inégalités généralisées devient particulièrement intéressant dans le cas où l'on souhaite étudier un sous-espace de l'espace de Hilbert engendré par les $2s + 1$ niveaux du spin- s . Dans l'expérience de [1, 2], il a été observé que les populations des niveaux Zeeman $m_s = 3$ et $m_s = 2$ sont

négligeables. Cette observation permet de considérer, avec une bonne approximation, que la dynamique de ce système n'a lieu que dans le sous-espace engendré par les niveaux $m_s = -3, \dots, 1$. Un autre exemple d'expérience où seulement deux niveaux (sur les 3 niveaux d'un spin-1) sont considérés est celle décrite dans la Ref. [8].

Dans la démonstration des inégalités de spins squeezing [4, 5, 6], une règle de super-sélection est implicitement imposée au nombre de particules qui interdit d'avoir une superposition cohérente d'états avec un nombre de particules (massives) différent. Une première généralisation de ces inégalités pour un nombre de particules fluctuant [9] considère simplement que l'état du système est un mélange statistique des états à différents nombres de particules pour chaque réalisation de l'expérience. Ceci n'est plus valable si on s'intéresse à un sous-espace de l'espace de Hilbert du système, comme dans les Refs. [1, 2, 8]. En effet, dans ce cas le système peut être dans une superposition cohérente de différents nombres de particules dans le sous-espace considéré. Nous avons réussi à généraliser nos premières inégalités valables pour des observables collectives arbitraires pour tenir compte des fluctuations de nombre de particules dans le sous-espace considéré.

Nous généralisons ainsi les inégalités de spin squeezing [9] à trois observables collectives arbitraires et en tenant compte des fluctuations du nombre de particules.

RÉFÉRENCES

- [1] A. de Paz, A. Chotia, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix, and B. Laburthe-Tolra, "Resonant demagnetization of a dipolar bose-einstein condensate in a three-dimensional optical lattice," *Phys. Rev. A*, vol. 87, p. 051609, May 2013. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.87.051609>
- [2] A. de Paz, A. Sharma, A. Chotia, E. Maréchal, J. H. Huckans, P. Pedri, L. Santos, O. Gorceix, L. Vernac, and B. Laburthe-Tolra, "Nonequilibrium quantum magnetism in a dipolar lattice gas," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, p. 185305, Oct 2013. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.185305>
- [3] N. Brunner, D. Cavalcanti, S. Pironio, V. Scarani, and S. Wehner, "Bell nonlocality," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 86, pp. 419–478, Apr 2014. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.86.419>
- [4] G. Otfried and G. Tóth, "Entanglement detection," *Physics Reports*, vol. 474, no. 1â6, pp. 1 – 75, 2009. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157309000623>
- [5] G. Vitagliano, P. Hyllus, I. n. L. Egusquiza, and G. Tóth, "Spin squeezing inequalities for arbitrary spin," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p. 240502, Dec 2011. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.240502>
- [6] M. WieÅniak, V. Vedral, and Åaslav Brukner, "Magnetic susceptibility as a macroscopic entanglement witness," *New Journal of Physics*, vol. 7, no. 1, p. 258, 2005. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/1367-2630/7/i=1/a=258>
- [7] I. Saideh, A. D. Ribeiro, G. Ferrini, T. Coudreau, P. Milman, and A. Keller, "General dichotomization procedure to provide qudit entanglement criteria," *Phys. Rev. A*, vol. 92, p. 052334, Nov 2015. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.92.052334>
- [8] B. Lücke, J. Peise, G. Vitagliano, J. Arlt, L. Santos, G. Tóth, and C. Klempt, "Detecting multiparticle entanglement of dicke states," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 112, p. 155304, Apr 2014. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.155304>
- [9] P. Hyllus, L. Pezzé, A. Smerzi, and G. Tóth, "Entanglement and extreme spin squeezing for a fluctuating number of indistinguishable particles," *Phys. Rev. A*, vol. 86, p. 012337, Jul 2012. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.86.012337>

FLUCTUATIONS D'INTENSITE DE NANOLASERS A SEMI-CONDUCTEUR COUPLES

Marconi Mathias, Philippe Hamel, Ariel Levenson et Alejandro Giacomotti

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (CNRS UPR 20), Route de Nozay, Marcoussis, 91460, France

Mathias.marconi@lpn.cnrs.fr

RESUME

Nous proposons une méthode originale pour étudier les fluctuations d'intensité d'un nanolaser à semi-conducteur. En pompant le système en régime pulsé, nous pouvons accéder à la distribution de l'énergie contenue dans chacune des impulsions de sortie de durée égale au temps de cohérence, cette énergie étant proportionnelle au signal intégré par nos photo-détecteurs à avalanche. Nous appliquons cette technique à un dispositif formé de deux nanolasers à semi-conducteur couplés et considérons les fluctuations d'intensités projetés sur les modes stable et instable de notre nanolaser bimodal.

MOTS-CLEFS : temps de cohérence, fluctuations, nanolasers, systèmes bimodaux.

1. INTRODUCTION

En optique quantique, une source de lumière est définie par les propriétés statistiques des photons émis. Les fluctuations d'intensité associées à une source peuvent être caractérisées en termes de fonction de corrélation d'ordre 2 à retard nul :

$$g^{(2)}(\tau = 0) = \frac{\langle n(n-1) \rangle}{\langle n \rangle^2} \xrightarrow{\langle n \rangle \gg 1} 1 + \frac{(\Delta n)^2}{\langle n \rangle^2} \quad (1)$$

Dans l'Eq. (1), $\langle n \rangle \gg 1$ indique un régime classique où le nombre de photons est grand. Ainsi, $g^{(2)}(0) = 1$ caractérise une lumière dite poissonnienne (source cohérente) tandis que $g^{(2)}(0) = 2$ définit une lumière thermique (source incohérente). Cet indicateur est notamment utilisé pour l'étude de l'apparition de la cohérence dans les lasers au niveau du seuil [1], où encore à l'étude de fluctuations dites super-thermiques ($g^{(2)}(0) > 2$) [2]. Les valeurs $0 \leq g^{(2)}(0) < 1$ correspondent à des états quantiques dits « sous-poissoniens ». Une méthode bien connue pour accéder expérimentalement à $g^{(2)}(0)$ est l'interféromètre d'Hanbury Brown and Twiss (HBT) [3]. Cependant, pour que cette technique soit efficace, le temps de réponse des détecteurs doit pouvoir surpasser le temps de cohérence (τ_c) de la source étudiée. Ceci s'avère impossible lorsque τ_c est inférieur à ≈ 50 ps, ce qui est notamment le cas pour l'émission spontanée des semi-conducteurs ($\tau_c < 1$ ps). De plus, même si $g^{(2)}(0)$ est utile pour décrire les statistiques de fluctuations d'intensité, cet indicateur n'en donne pas une représentation complète. Une pleine description de ces dernières nécessite la connaissance de la distribution statistique totale du nombre de photons, à partir de laquelle des fonctions de corrélation d'ordre supérieur peuvent être établis [4]. Nous proposons ici une nouvelle méthode expérimentale simple permettant d'accéder aux distributions du nombre de photons pour l'émission de nanolasers à semi-conducteur. Celle-ci est basée sur un pompage en régime pulsé incohérent (100 ps de durée) et l'utilisation de photo-détecteurs à avalanche (APD) capables d'intégrer la réponse impulsionnelle de nos lasers, nous permettant ainsi de connaître l'énergie contenue dans chacune des impulsions.

2. DEVELOPPEMENT

Pomper un laser à semi-conducteur avec une impulsion très courte (plus courte que le temps de vie des porteurs) revient à fixer un nombre de porteurs initial N_0 à $t=0$. A partir de cet état le nombre de porteurs décroît et une impulsion optique est générée. Deux régimes simples peuvent être distingués. Si $N_0 < N_{\text{seuil}}$ la réponse du laser consiste en un signal à fluctuations rapides dues au

bruit d'émission spontanée (Fig.1a). Dans ce cas, l'intégration par un détecteur lent ($t_{\text{det}} < \tau_c$) des impulsions de sortie entrainera la perte des informations sur les fluctuations du signal. En revanche, quand $N_0 > N_{\text{seuil}}$, la décroissance du nombre N génère une impulsion optique unique dont la durée est égale au temps de cohérence du laser (Fig.1b). Dans ce cas, toute l'information sur la nature du signal étudié sera contenue dans la statistique des fluctuations d'énergie impulsion-à-impulsion obtenue par détection lente.

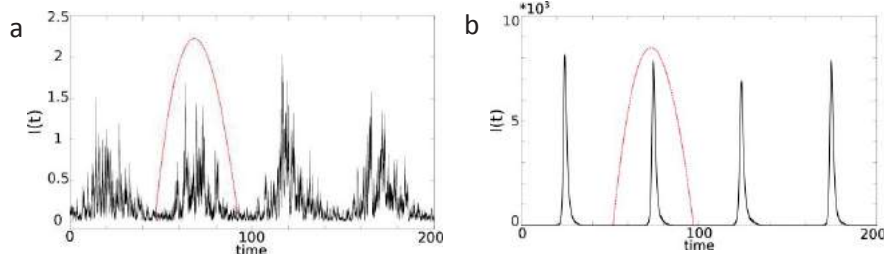


Fig.1 : réponse d'un nanolaser monomode à une série de 4 pulses de pompe. a) $N_0 < N_{\text{seuil}}$, b) $N_0 > N_{\text{seuil}}$. Les lignes rouges pointillées indiquent la réponse lente d'un détecteur de type APD.

Il est connu qu'un laser monomode pompé au-dessus du seuil développera des fluctuations d'intensité poissonniennes. Nous appliquons ici notre technique dans un contexte différent, celui d'un système bimodal, où la dynamique est projetée sur un mode stable et un mode instable. Nous considérons un système de nanolasers à puits quantiques réalisés dans un cristal photonique à partir de deux cavités L3 (défaut obtenu avec trois trous manquants dans le réseau périodique) et couplés par champ évanescent (Fig.2a)[5]. La dynamique est alors projetée sur deux modes: symétriques (S) et anti-symétrique (AS).

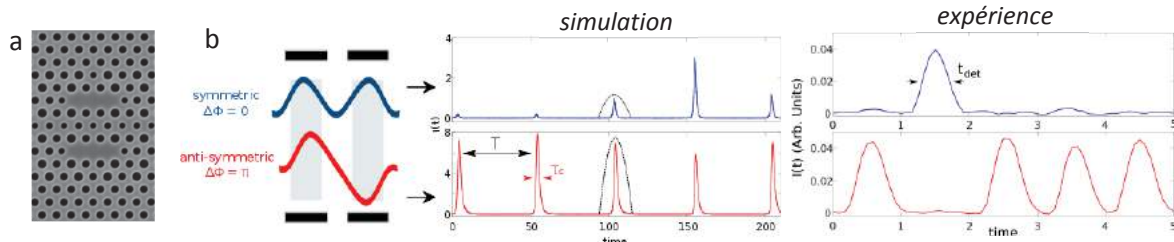


Fig.2 : a) Défauts dans un cristal photonique formant deux nanocavités couplées. b) Projection de la dynamique sur deux modes symétrique et anti-symétrique en régime pulsé. T : période de pompe. Pointillés noirs : réponse des APD intégrant l'énergie d'une impulsion. t_{det} : temps de réponse des APDs.

On observe ainsi numériquement et expérimentalement, des fluctuations d'intensités anti-corrélées sur les deux modes (Fig. 2b). Tandis que les fluctuations du mode AS sont poissonniennes ($g^{(2)}(0) = 1$), celles du mode S sont dites super-thermiques ($g^{(2)}(0) > 2$). Un résultat similaire dans un laser à deux modes de polarisations a été obtenu récemment par mesure HBT [6]. L'apport de notre technique expérimentale réside dans la possibilité d'accéder aux distributions totales du nombre de photons et d'examiner ainsi en détail les propriétés statistiques de nos fluctuations d'intensité. De plus, cette technique appliquée à un système à deux cavités couplées permet de remonter à des statistiques thermiques ou même super-thermiques, ce qui s'avère un déficit expérimental de taille dans les systèmes nanophotoniques à semiconducteur conventionnels.

3. REFERENCES

- [1] Wang et al., Scientific Reports 5, 15858 (2015).
- [2] Kondakci et al., Nature Physics 11, 930–935 (2015).
- [3] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, Nature 178 (4541) (1956).
- [4] Randoux et al., PRL 113, 113902 (2014).
- [5] Hamel et al., Nature Photonics 9, 311 (2015).
- [6] H.A.M. Leymann, PRA 87, 053819 (2013).

TRANSFERT DE STABILITE AU MOYEN D'UNE CAVITE

Amine Chaouche Ramdane, Pierre Grüning, Vincent Roncin et Frédéric Du-Burck

Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité,
99 av. J.B. Clément, 93430 Villetaneuse, France

amine.chaouche-ramdane@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

On décrit un dispositif permettant un transfert de stabilité en fréquence sur plusieurs térahertz autour de 1,5 μm . Le dispositif est constitué d'une cavité confocale accordable, de deux lasers à semi-conducteurs à cavité étendue (ECLD) accordables sur 100 nm et d'une cellule de HCN. L'ensemble du dispositif est réalisé à partir de composants commerciaux. Le transfert de la stabilité d'une source verrouillée sur une transition de HCN détectée en spectroscopie d'absorption linéaire est démontré sur 7 nm. Une stabilité de 10^{-10} en valeur relative entre 1 s et 1000 s est ainsi obtenue. Les limitations ainsi que les possibilités d'amélioration du dispositif sont discutées. L'application à la génération de micro-ondes THz stables est aussi envisagée.

MOTS-CLEFS : *Cavité optique ; métrologie des fréquences ; transfert de stabilité.*

1. INTRODUCTION

Dans le cadre de l'étude de peignes de fréquences à base de semi-conducteurs à 1,5 μm , nous avons développé une cavité de transfert référencée permettant l'étude métrologique des modes du peigne généré par un laser Fabry-Pérot auto-impulsionnel à base de bâtonnets quantiques [1,2]. Le dispositif, essentiellement fibré, est constitué de composants commerciaux : une cavité confocale accordable au moyen d'une céramique piézo-électrique (intervalle spectral libre (ISL) : 1,5 GHz ; largeur de résonance : 5 MHz), deux lasers à semi-conducteurs à cavité étendue (ECLD) accordables sur 100 nm et une cellule contenant une vapeur de cyanure d'hydrogène ($\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$) sous la pression de 500 mTorr (67 Pa).

L'étude présente la caractérisation de la cavité et la démonstration d'un transfert de stabilité sur 7 nm. Les limitations du système sont déterminées et quantifiées et les possibilités d'amélioration sont décrites. Des applications du dispositif à la génération de micro-ondes THz par photomélangement [3] sont aussi envisagées.

2. TRANSFERT DE STABILITE

La caractérisation métrologique du dispositif est réalisée par comparaison à une référence optique à 1542 nm de haute stabilité (meilleure que 10^{-13} à 1 s) et de haute exactitude (10^{-13}) transmise par le SYRTE (Observatoire de Paris, CNRS) au moyen d'un lien par fibre optique développé dans le cadre de l'Equipex REFIMEVE+ [4]. La Fig. 1 illustre le principe de la mesure de stabilité en fréquence de la cavité. On verrouille la fréquence d'un laser ECLD sur un mode de la cavité à 1542 nm et on mesure la stabilité de la cavité en réalisant le battement de ce laser avec une bande latérale obtenue par modulation de la référence optique REFIMEVE+. On obtient la courbe noire de la Fig. 2 qui représente l'écart type d'Allan de la déviation de la fréquence mesuré lorsque la cavité n'est pas verrouillée sur la transition moléculaire (cavité « libre »). On relève alors une dérive de quelques kHz par seconde (on a fait apparaître en Fig. 2 les courbes correspondant à des dérives linéaires de 1 et 10 kHz/s). Pour référencer la cavité à la transition moléculaire, on verrouille la fréquence du deuxième laser ECLD sur le signal d'absorption linéaire d'une transition

de HCN à 1549 nm (largeur Doppler de la raie d'environ 500 MHz) et on verrouille un mode de la cavité à 1549 nm sur la fréquence de ce laser. On obtient alors la courbe bleue de la Fig. 2 correspondant à stabilité en fréquence de la cavité de transfert référencée à 1549 nm et mesurée à 1542 nm. L'écart-type d'Allan de la stabilité transférée de 1549 nm à 1542 nm est de 20 kHz (soit 10^{-10} en valeur relative) de 1 s à 1000 s.

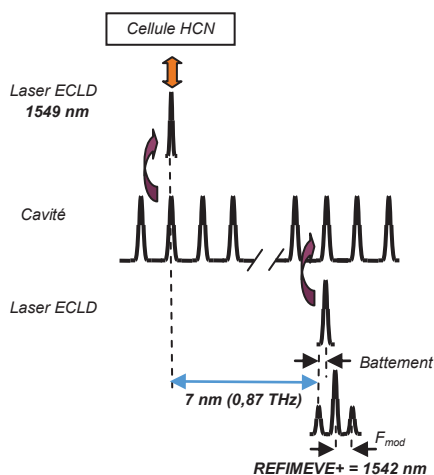


Fig. 1 : Principe de la mesure de la stabilité en fréquence de la cavité.

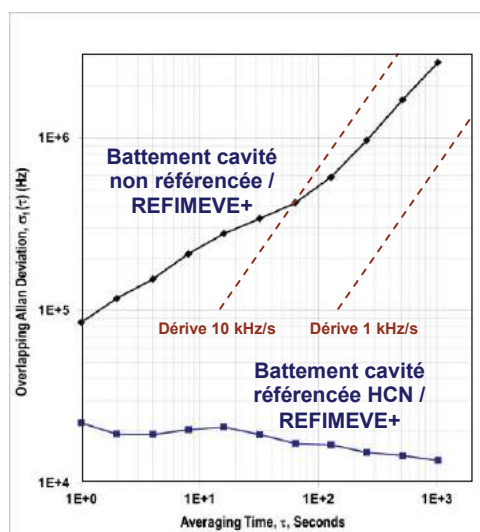


Fig. 2 : Transfert de stabilité via la cavité de transfert.

3. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons démontré la capacité de notre dispositif à transférer la stabilité d'une référence moléculaire sur plusieurs nanomètres. Ces résultats préliminaires ouvrent la voie à de nombreuses améliorations. Le niveau de stabilité conféré à la cavité peut être accru en réalisant la détection du signal d'absorption saturée dans la cellule de HCN ou dans une cellule de C_2H_2 en utilisant un laser de grande pureté spectrale, ce qui conduira à la détection de raies bien plus étroites. Une stabilité de 10^{-12} est ainsi envisageable [5]. Une autre cause de limitation du dispositif actuel est la modulation d'amplitude parasite qui conduit à des fluctuations du pointé de la fréquence centrale du mode de la cavité lors du verrouillage du laser ECLD. Celle-ci peut être évitée par la mise en œuvre d'une modulation externe du laser. Enfin, une cavité sous vide permettrait de s'affranchir des variations d'indice liées à la température, la pression ou l'hygrométrie.

Une autre application de ce dispositif est la génération de micro-ondes THz stables par photomélange [3] en verrouillant les fréquences de deux lasers ECLD sur deux modes de la cavité dont l'écart de fréquence appartient à la gamme des térahertz. La stabilité de 20 kHz obtenue avec le dispositif actuel pour un mode de la cavité conduit à une stabilité de 100 Hz par THz de l'écart de fréquence.

REFERENCES

- [1] A. Chaouche Ramdane *et al.*, Recueil des communications, Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2014), Nice, France (29-31 octobre 2014), 49-51, 2014.
- [2] A. Chaouche Ramdane *et al.*, Actes de conférences JNOG, Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2015), Rennes, France (6-9 juillet 2015), 337-339, 2015.
- [3] F. Hindle *et al.*, Sensors vol. 9, N°11, 9039-9057, 2009.
- [4] <http://www.refimeve.fr/>
- [5] C. S. Edwards *et al.*, Optics Letters, vol. 29, N°6, 566-568, 2004.

CARACTERISATION SPECTRALE DE L'EMISSION DE PAIRES DE PHOTONS DANS UNE FIBRE A CŒUR LIQUIDE

Thibault Harlé¹, Margaux Barbier¹, Isabelle Zaquine², Philippe Delaye¹

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

² Laboratoire Traitement et Communication de l'Information, CNRS, Télécom Paristech, 46 rue Barrault, 75013 Paris

thibault.harle@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Suite à une première démonstration de l'émission de paires de photons dans une fibre à cœur liquide, nous présentons les expériences de caractérisation spectrale des paires émises. Nous avons mesuré pour une longueur d'onde de pompe fixe le "coincident to accidental ratio" (CAR) qui mesure le rapport entre le nombre de paires générées et le bruit dû à des paires non corrélées de différentes origines (bruit Raman, paires paramétriques dépareillées du fait de l'absorption, pompe résiduelle) en fonction de la longueur d'onde des photons signal et idler. Ces résultats montrent une largeur spectrale plus grande qu'attendue et surtout avec des pics multiples, pouvant résulter d'une non-uniformité des propriétés de dispersion de la fibre.

MOTS-CLEFS : *Fibre à cœur liquide ; Source de paires de photons ; Communication quantique ; Optique non linéaire*

1. INTRODUCTION

Parmi les différents types de sources de paires de photons, celles basées sur la génération paramétrique par mélange à quatre ondes dans une fibre optique, sont particulièrement intéressantes d'un point de vue pratique pour les systèmes de communications quantiques fibrés. Générer ces paires de photons directement dans le cœur des fibres permettra une connexion facile et sans pertes de ces sources aux réseaux. Les fibres par le confinement de la lumière dans une cœur de petite dimension et leur grande longueur d'interaction liée à leurs faibles pertes de propagation, permettent une génération efficace des paires de photons et donc de réaliser des sources de forte brillance. Malheureusement la qualité quantique des sources basées sur les fibres silice est réduite du fait de la présence de photons non corrélés émis sur une très large gamme spectrale par diffusion Raman spontanée. Nous avons proposé et démontré avec succès [1] une nouvelle architecture de fibres à cœur liquide dans lesquelles l'émission des paires de photons n'est pas polluée par l'émission Raman grâce à l'utilisation de liquides possédant des raies Raman fines (contrairement à la silice) positionnées loin des bandes d'émission des paires de photons émises par génération paramétrique par mélange à quatre ondes. Cette première démonstration a permis de démontrer une réduction de trois ordres de grandeur de l'émission Raman par rapport à une fibre de silice, mais elle a mis en évidence une réduction presque similaire de l'efficacité de génération des paires par rapport à ce qui était attendu compte tenu des caractéristiques non-linéaires de la fibre utilisée [2].

Afin d'identifier la cause de cette réduction d'efficacité nous avons entrepris une analyse complète de l'émission des paires de photons dont nous allons présenter ici les premiers résultats.

2. CARACTERISATION DES PAIRES DE PHOTONS EMISES

Nous avons entrepris de réaliser une caractérisation des propriétés spectrales des paires de photons émises en étudiant le nombre de paires émises ou de manière équivalentes, le nombre de

paires émises normalisée au bruit de la source, caractérisé par le Coincident to Accidental Ratio (CAR). Pour cela, nous avons mesuré les paires émises pour une pompe de longueur d'onde fixée en fonction de la position des filtres de détection (ces derniers positionnés relativement l'un par rapport à l'autre pour respecter la condition de conservation de l'énergie) (Fig. 1A). La mesure montre une génération des paires notable ($CAR > 2$) sur une gamme spectrale de l'ordre de 4 nm, avec la présence de multiples pics et des valeurs mesurées qui peuvent varier au cours de temps (la courbe présentée compile diverses séries de mesures obtenues sur plusieurs jours dans des conditions expérimentales aussi identiques que possible, $\lambda_p = 885.54 \pm 0.02 \text{ nm}$, $T = 23.0 \pm 0.1^\circ \text{C}$, $\tau_{AC} = 3.85 \pm 0.1 \text{ ps}$). Comme lors des mesures précédentes la valeur de CAR mesurée est plus faible qu'attendue.

D'un point de vue théorique, la largeur spectrale d'émission est donnée par la Joint Spectral Intensity (JSI) qui peut être calculée de manière analytique [3] à partir des caractéristiques de dispersion de la fibre et des caractéristiques de l'impulsion de pompe utilisée (Fig. 1B). La courbe théorique montre une étendue spectrale de la JSI beaucoup plus petite que celle mesurée avec la présence attendue d'un seul pic.

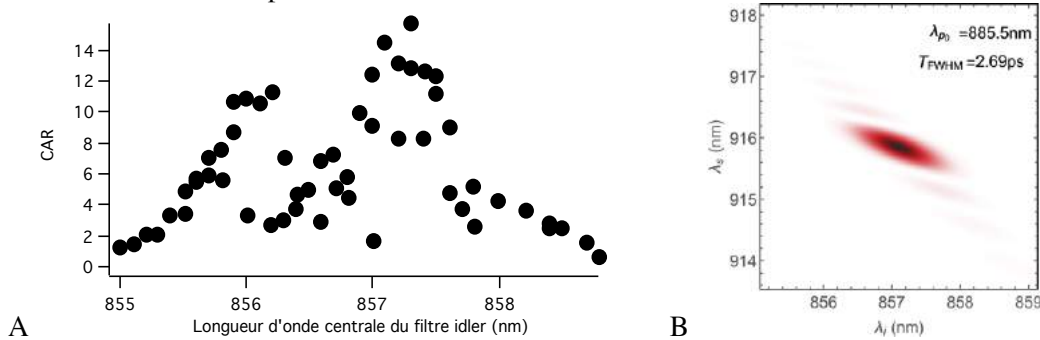


Fig. 1 : (B) Variation spectrale du CAR avec des filtres spectraux de largeur 0.1 nm. (A) JSI de la source de paires de photons calculées pour la fibre à cœur liquide étudiée [1], pompée avec une impulsion à 885.54 nm de largeur à mi-hauteur 2.69 ps (et de durée d'autocorrélation $\tau_{AC} = 3.85 \text{ ps}$).

Les résultats de mesures spectrales nous donnent une indication quant à la cause de la réduction d'efficacité de notre source Raman. En effet l'élargissement observé peut être le signe d'une non-uniformité des propriétés de dispersion (et en particulier de la position du zéro de dispersion) sur la longueur de la fibre. Un tel phénomène a déjà été prédit et observé sur des combinaisons de fibres à cœur de silice de natures différentes [4] avec observation d'une réduction du nombre de paires générées et de l'apparition de pics multiples. L'origine de cette variation de propriétés de dispersion est pour l'instant inconnue, mais la variation du signal au cours du temps laisse penser à un phénomène variable dans le temps.

CONCLUSION

Nous présentons une caractérisation des propriétés spectrales de l'émission de paires de photons dans une fibre à cœur liquide montrant un élargissement de la gamme spectrale d'émission avec la présence de pics multiples. Cette variation pourrait révéler une non-uniformité des propriétés de dispersion de la fibre responsable d'une diminution des performances de la source.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Barbier, I. Zaquine, Ph. Delaye "Spontaneous four-wave mixing in liquid-core fibers: towards fibered Raman-free correlated photon sources" *New J. Phys.* **17**, 053001 (2015)
- [2] M.C. Phan Huy, A. Baron, S. Lebrun, R. Frey, Ph. Delaye. "Characterization of self-phase modulation in liquid filled hollow core photonic band gap fibers" *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, 1886 (2010). Err: **30**, 1651 (2013).
- [3] Margaux Barbier "Génération de paires de photons corrélés par mélange à quatre ondes spontanée dans des fibres microstructurées à cœur liquide" Thèse de doctorat de l'Institut d'Optique Graduate School (2014).
- [4] L. Cui, X. Li, N. Zhao "Spectral properties of photon pairs generated by spontaneous four-wave mixing in inhomogeneous photonic crystal fibers" *Phys. Rev. A* **85**, 023825 (2012)

ELECTRICAL CONDUCTIVITY MEASUREMENTS FOR FAILURE ANALYSIS OF LASER CRYSTALS UNDER HIGH PUMP POWER DENSITY

WESTERN BOLANOS¹, SIMON JOLY¹, INKA MANEK-HONINGER², JEAN-C. DELAGNES², ERIC CORMIER², LAURENT BECHOU¹, YANNICK DESHAYES¹

¹ *Laboratoire de l'Intégration du Matériau au Système, IMS, Université de Bordeaux-CNRS, UMR 5218, 351 Cours de la Libération, 33400 Talence, France*

² *Centre Lasers Intenses et Applications, CELIA, Université de Bordeaux-CNRS-CEA, UMR 5107, 351 Cours de la Libération, F-33405 Talence, France*

*western.bolanos@u-bordeaux.fr

ABSTRACT

The new generation of rare-earth doped solid-state laser technology requires high quality crystals free of defects. An approach to explain early failure mechanisms might consist in analyzing the electrical polarization induced in the crystal due to the interaction of a high power electromagnetic field (currently the optical pump at the maximum absorption wavelength) with the ions in the crystal. In this work, we propose a non destructive methodology based on electrical conductivity characterization of a well known laser crystal (Yb:YAG) under illumination at one of its absorption wavelengths.

KEYWORDS : *laser crystals, failure analysis, electro-optical characterization*

1. MOTIVATION

The performances of crystals before laser operation are currently established by performing spectroscopic and optical characterizations. The former gives information about laser parameters whilst the latter is a good indicator of the quality revealing macroscopic defects related to the crystal growth process. Nowadays, the crystal growth techniques are well mastered, allowing the reduction of macroscopic defects density. However, some point defects can still be present in the crystal and could affect its long term performances. It is relatively challenging to reveal this type of defects by non-destructive techniques. In this paper, we propose a complementary approach based on the electrical characterization of the crystals in order to highlight the presence of point defects and establish early failure signatures. Up to date, in the literature one can find a reduced number of reports on the electrical characterization of laser hosts and non-linear optic crystals [1-2]. Furthermore, very few studies are reported trying to establish a correlation between defects and luminescent properties of rare-earth doped crystalline hosts [3-4]. In these papers the authors proposed a model to determine the density of defects (oxygen vacancies) as well as their activation and migration energies by performing electrical conductivity measurements as a function of temperature and partial oxygen pressure. However, these electrical characterizations have been performed in dark conditions without excitation of the luminescent ions. In this work we present our first results concerning the dependence of the electrical resistivity of an Yb:YAG commercial crystal with the pump power, at $\lambda = 975$ nm, in order to establish a non-destructive methodology to identify early failure mechanisms and predict lifetime of Laser crystals under high pump power density.

2. EXPERIMENTAL SETUP, RESULTS AND DISCUSSION

Figure 1(a) shows a picture of the crystal and probes for measurements. Yb-doped YAG, is suitable for high power (>100 W) operation with emission at 1030 or 1050 nm. It has a broad absorption at 940 nm but it can also be pumped efficiently at 975 nm. The electrical characterization performed in this work consisted in measuring the bulk electrical resistance of a commercial crystal (5mm×5mm×2.5mm) and uncoated faces. As electrical contacts, silver print was poured onto the lateral faces of the sample (5mm×2.5mm) whilst optical pumping has been performed over the largest faces (5mm×5mm). The resistance is measured with a Keithley 6517A electrometer by applying 500 V (resolution). The pump source is an 975 nm InGaAs laser diode, delivering up to 2 W of output power. The laser beam was focused in the crystal by means of a plano-convex lens ($f = 75$ mm) providing a beam diameter (at $1/e^2$) of ~ 2.2 mm with a maximum pump intensity of $190\text{W}/\text{cm}^2$.

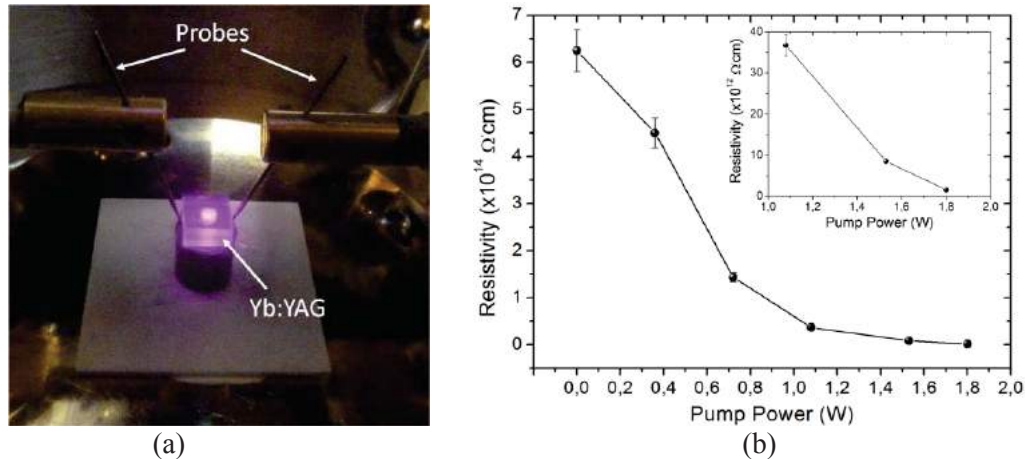


Fig. 1 (a) Picture of part of the experimental setup showing the Yb:YAG crystal under pumping at 975 nm. Note that fluorescence is due to impurities. (b) Conductivity vs Pump Power of Yb:YAG crystal

Figure 1(b) shows the electrical resistivity of the Yb:YAG crystal as a function of the pump power. The resistivity of the crystal in dark is equal to $625 \text{ T}\Omega \cdot \text{cm}$ whereas it is close to $1.55 \text{ T}\Omega \cdot \text{cm}$ at the maximum pump power available. This might be a consequence of two different mechanisms. On one hand, photoconductivity is due to impurities located at ~ 1 eV above the valence band, because the violet fluorescence (~ 400 nm) is close to the cut-off wavelength of YAG (~ 300 nm). On second hand, excitation of carriers is due to thermal load. Further information will be presented at the conference.

We have started to set up a new methodology to predict early failure mechanisms of laser crystals by monitoring their electrical resistivity (conductivity) under pumping at the absorption wavelength in a rare-earth doped crystal. These results obtained up to now show the influence of the pump density on the electric properties of an Yb:YAG crystal. Temperature dependent measurements are ongoing.

REFERENCES

- [1] N.Y. Sorokin, D. N. Karimov, O. N. Komarkova, "Electrophysical properties of LiYbF_4 crystals" *Crystallography Reports*, **55**, 448-449 (2010).
- [2] A.S. Pritulenko, A. V. Yatsenko, S. V. Yebdomokov, "Analysis of the electrical conductivity in nominally undoped LiNbO_3 crystals" *Crystallography Reports*, **60**, 267-272 (2015).
- [3] C. M. Wong, S. Rotman, C. Warde "Defect property correlations in garnet crystals. I. The electrical conductivity and defect structure of cerium doped yttrium aluminium garnet", *J. Appl. Phys.* **57**, 1951-1955 (1985).
- [4] S. R. Rotman, H. L. Tuller, M. Roth, A. Linz, "Defect property correlations in garnet crystals. II. Electrical conductivity and optical absorption of $\text{Ca}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ " *J. Appl. Phys.* **57**, 5320-5324 (1985).

DISTRIBUTION DE CLES QUANTIQUES MULTI-UTILISATEURS AVEC UNE SOURCE SEMI-CONDUCTRICE

Claire Autebert¹, Julien Trapateau², Adeline Orieux², Aristide Lemaître³, Carme Gomez-Carbonnel³, Eleni Diamanti², Isabelle Zaquine², Sara Ducci¹

¹ Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire MPQ, CNRS-UMR 7162, 75013 Paris, France

² LTCI, CNRS, Télécom ParisTech, Université Paris-Saclay, 75013 Paris, France

³ Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, UPR20 CNRS, Marcoussis France

isabelle.zaquine@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la distribution multi-utilisateurs par fibre de clés quantiques basée sur une source non-linéaire en AlGaAs.

MOTS-CLEFS : Intrication ; Cryptographie ; Télécom ; Semi-conducteurs

1. INTRODUCTION

Les protocoles de cryptographie quantique basés sur l'utilisation de paires de photons intriqués montrent une meilleure robustesse aux pertes que ceux qui utilisent des photons uniques ou des lasers atténués [1]. Ils permettent donc la distribution de clés secrètes quantiques (QKD) sur des distances plus importantes. Par ailleurs, ils permettent de garantir une sécurité indépendante des appareils (device-independent QKD). La mise en œuvre pratique de ces protocoles dans les réseaux de télécommunications par fibre nécessite des sources performantes et facilement intégrables.

Ici nous démontrons la distribution de clés secrètes par fibre entre différents utilisateurs avec une source semi-conductrice qui génère des états intriqués en polarisation sur une large bande spectrale aux longueurs d'onde télécom. De plus, le démultiplexage permet la distribution multi-utilisateur à partir d'une seule source, ce qui est important dans le contexte de l'optimisation de l'utilisation des ressources dans les futurs réseaux quantiques.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La source que nous utilisons est un guide d'onde en AlGaAs (Fig. 1a) pompé par un laser Ti:saphir continu à 778 nm. Ce dispositif permet la génération de paires de photons, sur une large bande (environ 120 nm) autour de 1556 nm, par un processus de fluorescence paramétrique en accord de phase modal de type II [2]. La très faible biréfringence des modes guidés TE et TM aux longueurs d'ondes télécom permet la génération directe d'un état de Bell intriqué en polarisation : $|\Psi\rangle = 1/\sqrt{2}(|HV\rangle + |VH\rangle)$, où $H(V)$ désigne la polarisation horizontale (verticale).

Les règles de conservation de l'énergie dans le processus non-linéaire imposent une anti-corrélation en fréquence des paires de photons générées sur l'ensemble de la bande d'émission. On peut donc utiliser des démultiplexeurs (DWDM), des composants standards en télécommunications classiques, pour distribuer les paires de photons sur différents couples de canaux fréquentiels symétriques par rapport à la dégénérescence [3].

L'intrication en polarisation des paires de photons a été mise en évidence pour quatre couples de canaux. Pour chaque paire de canaux, chacun des deux photons est projeté aléatoirement dans la base naturelle ou dans la base diagonale au moyen d'une lame demi-onde et d'un séparateur de polarisation (PBS) fibré, et mesuré par un détecteur de photons uniques (Fig. 1b). Le DWDM que

nous avons utilisé présente huit canaux de largeur spectrale 0,8 nm et espacés entre eux de 0,8 nm également (100GHz). La visibilité des coïncidences obtenues pour des choix de base identiques permet d'estimer le taux d'erreur (QBER) et le taux de génération de clé secrète pour le protocole BBM92 [4].

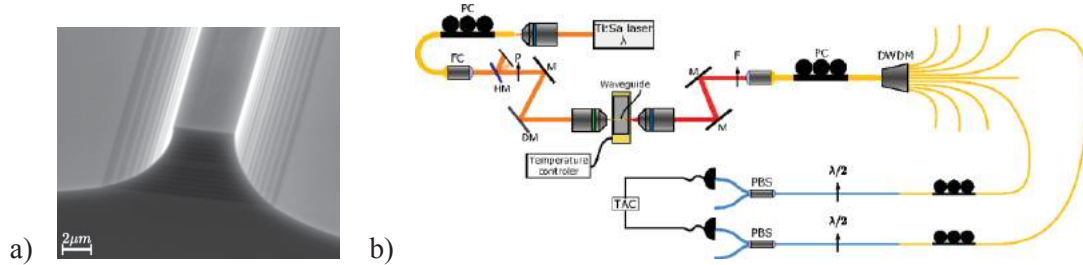


Fig. 1 : a) Image du guide ruban en AlGaAs au microscope électronique à balayage. b) Montage expérimental pour la distribution de paires de photons intriqués en polarisation entre deux utilisateurs.

En Fig. 2a, on présente les courbes de visibilité d'un des couples de canaux : la visibilité moyenne est de 86.7% et le QBER est de 6.6%. Le taux de clés détecté pour une distance nulle est de 3.2 bit/s. Nous avons ensuite testé la distribution de clés sur une longue distance en ajoutant une fibre de 25 km entre le DWDM et chacun des PBS, soit une distance entre utilisateurs de 50 km. Cette mesure nous a permis d'estimer le taux de génération de clé en fonction de la distance (Fig. 2b).

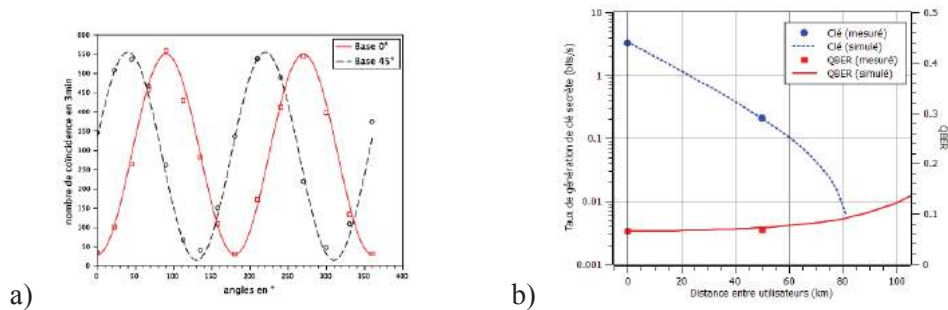


Fig. 2 : a) Mesure de la visibilité de l'intrication en polarisation dans différentes bases pour deux canaux du DWDM. b) Taux de distribution de clé secrète en fonction de la longueur de fibre entre deux utilisateurs.

CONCLUSION

Nous avons démontré la distribution de clés secrètes entre différents utilisateurs avec une source en AlGaAs à une distance de 50 km. L'utilisation de DWDM télécom standards à 40 canaux permettrait d'augmenter le nombre d'utilisateurs à une quarantaine. La robustesse du setup ainsi que la compatibilité de la source avec l'injection électrique [5] ouvrent la voie vers des implémentations pratiques de communications quantiques indépendantes des appareils.

RÉFÉRENCES

- [1] X. F. Ma, C.-H. F. Fung, and H.-K. Lo, "Quantum key distribution with entangled photon sources," *Phys. Rev. A*, vol. 76, pp. 012307, 2007.
- [2] C. Autebert, N. Bruno, A. Martin, A. Lemaitre, C. Gomez Carbonell, I. Favero, G. Leo, H. Zbinden, and S. Ducci, "Integrated AlGaAs source of highly indistinguishable and energy-time entangled photons," *Optica*, vol. 3, pp. 143–146, 2016.
- [3] J. Trapateau, J. Ghalbouni, A. Orieux, E. Diamanti and I. Zaquine, "Multi-user distribution of polarization entangled photon pairs," *J. Appl. Phys.*, vol. 118, pp. 143106, 2015.
- [4] C. H. Bennett, G. Brassard, and N. D. Mermin, "Quantum cryptography without Bell's theorem," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 68, pp. 557–559, 1992.
- [5] F. Boitier, et al., "Electrically injected photon-pair source at room temperature," *Phys. Rev. Lett* 112, 183901 (2014).

INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE EN CAVITÉ POUR L'ÉTUDE DE PERTURBATIONS DU CHAMP GRAVITATIONNEL À BASSE FRÉQUENCE

Grégoire Lefèvre¹, Louis Amand², Andrea Bertoldi¹, Benjamin Canuel¹, Bess Fang², Remi Geiger², David Holleville², Arnaud Landragin², Nicolas Mielec², Sophie Pelisson¹, Isabelle Riou¹ and Philippe Bouyer¹ for the MIGA consortium

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

² LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, Paris, France

gregoire.lefevre@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Notre expérience consiste à développer un instrument hybride dans lequel un interféromètre atomique sera interrogé par des faisceaux de Bragg en cavité. Cette expérience sera la première étape vers la réalisation de l'antenne gravitationnelle MIGA et permettra également d'implémenter l'utilisation de cavités optiques dans l'état de l'art des dispositifs basés sur l'interférométrie atomique.

MOTS-CLEFS : *Interférométrie atomique; Cavités; Diffraction de Bragg d'ordre élevé*

1. INTRODUCTION

Après plusieurs dizaines d'années de développement des techniques de refroidissement et de piégeage des atomes, l'interférométrie atomique se révèle être aujourd'hui un outil extrêmement performant pour faire des mesures inertielles. Nous développons actuellement un accéléromètre atomique où les atomes sont manipulés par deux cavités optiques de 80 cm de long. L'utilisation de résonateurs permettra l'implémentation de techniques d'interrogations multiphotoniques. Cet interféromètre mesurera des accélérations horizontales. Il disposera d'une géométrie similaire à celle qui sera utilisée dans l'expérience MIGA[1] (Matter-wave laser Interferometer Gravitation Antenna) au Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) à Rustrel (France) où trois interféromètres seront interrogés par deux cavités de 300 m de long afin d'étudier des perturbations du champ gravitationnel à basse fréquence.

2. EXPÉRIENCE D'ACCÉLÉROMÈTRE ATOMIQUE

L'expérience développée consiste en une source d'atomes de Rubidium refroidie au niveau du μK lancée sur une trajectoire verticale (Fig. 1a).

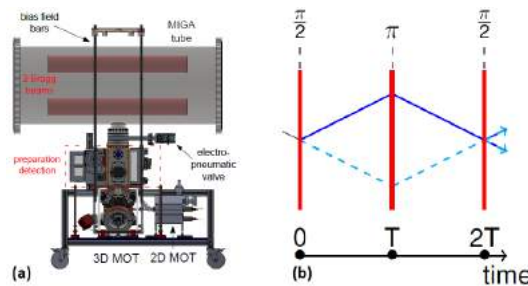


FIGURE 1 : (a) Schéma de l'accéléromètre[2]. Un nuage d'atomes froids de Rubidium 87 est chargé dans un MOT3D à l'aide d'un MOT2D. Les atomes sont lancés avec une température de $\sim 2 \mu K$ le long d'une trajectoire quasi-verticale, ils sont ensuite préparés dans un état magnétique pur et subissent une sélection en vitesse grâce à deux impulsions Raman. Ils sont ensuite interrogés par des impulsions de Bragg résonnantes dans deux cavités de 80 cm de long. (b) Schéma d'un interféromètre de Mach-Zehnder atomique dans l'espace temporel, T correspond au temps entre chaque pulse.

Après le lancement, les atomes arrivent au niveau de la première cavité dans l'état externe $|+n\hbar k\rangle$, où k est le vecteur d'onde du faisceau d'interrogation et n un entier positif. Ils subissent alors un premier pulse de Bragg ($\frac{\pi}{2}$) permettant de créer une superposition cohérente des états $|+n\hbar k\rangle$ et $|-n\hbar k\rangle$. Au sommet de leur trajectoire ils atteignent la deuxième cavité où un pulse (π) réfléchit les états atomiques, puis ils retombent dans la première cavité où un pulse ($\frac{\pi}{2}$) permet de recombinaison ces différents états. On obtient alors l'équivalent d'un interféromètre de Mach-Zehnder (Fig. 1b). A la sortie de l'interféromètre la probabilité de transition est mesurée grâce à une détection par fluorescence des atomes. Cette mesure permet d'extraire le déphasage atomique relié aux accélérations horizontales subies par les atomes.

Il sera possible en exploitant la puissance disponible dans ces cavités optiques, de coupler des transitions de Bragg d'ordre élevé[3] ($n > 1$) permettant d'augmenter considérablement la sensibilité des mesures.

3. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Cette première expérience a pour intérêt d'étudier l'interférométrie atomique en cavité en utilisant des transitions multiphotoniques pour manipuler les atomes. Elle permettra de faire des mesures d'accélérations horizontales. Ce développement est crucial pour le projet d'antenne gravitationnelle basée sur l'interférométrie atomique MIGA. Les premiers résultats de l'accéléromètres sont attendus pour 2016.

Par la suite nous construirons un prototype réduit de l'instrument MIGA utilisant deux sources d'atomes froids interrogés par deux cavités de 6 m de long. Ce dispositif utilisera la même géométrie d'accéléromètre atomique et ouvrira la possibilité de mesures de gradients de gravité. Ce prototype permettra également de tester les composants finaux de l'instrument MIGA dont l'installation au LSBB est prévu pour 2018.

L'expérience finale MIGA permettra d'une part de caractériser le site géologique à Rustrel en cartographiant la répartition et le mouvement de masses autour de l'antenne et sera d'autre part un démonstrateur pour une nouvelle génération de détecteurs d'ondes gravitationnelles à basse fréquence (sub-Hertz) basé sur l'interférométrie atomique.

REMERCIEMENTS

Ces travaux sont financés par l'Etat Français et l'Agence Nationale de la Recherche dans le cadre du programme Investissements d'Avenir (ANR-10-IDEX-03-02 et ANR-11-EQPX-0028), par le Conseil Régional d'Aquitaine (projet Alisios), par la ville de Paris (projet HSENS-MWGRAV), et par la Direction Générale de l'Armement.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Canuel, L. Amand, A. Bertoldi, W. Chaibi, R. Geiger, J. Gillot, A. Landragin, M. Merzougui, I. Riou, S.P. Schmid and P. Bouyer, "The matter-wave laser interferometer gravitation antenna (MIGA) : New perspectives for fundamental physics and geosciences", *E3S Web of Conference*, vol. 4, 2014.
- [2] R. Geiger, L. Amand, A. Bertoldi, B. Canuel, W. Chaibi, C. Danquigny, I. Dutta, B. Fang, S. Gaffet, J. Gillot, D. Holleville, A. Landragin, M. Merzougui, I. Riou, D. Savoie and P. Bouyer, "Matter-wave laser Interferometric Gravitation Antenna (MIGA) : New perspectives for fundamental physics and geosciences", *50th Rencontres de Moriond, 100 years after General Relativity*, 2015.
- [3] H. Müller, S. Chiow, Q. Long, S. Herrmann and S. Chu, "Atom Interferometry with up to 24-Photon-Momentum-Transfer Beam Splitters", *PRL*, vol. 100, 2008.

NEODYMIUM MOPA FIBER LASER FOR STRONTIUM ATOM COOLING

Sergio Rota-Rodrigo¹, Benjamin Canuel¹, Andrea Bertoldi¹, Philippe Bouyer¹, Nicholas Traynor², Giorgio Santarelli¹

¹ *Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences (LP2N), UMR5298, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Université de Bordeaux, Talence, France.*

² *Azur Light Systems, Pessac, France.*

sergio.rota@institutoptique.fr

ABSTRACT

We are developing a stable fibered laser system operating at 461 nm for the laser cooling of Strontium atoms on the 1S_0 - 1P_1 line. This development will particularly benefit to the development of a novel generation of ultra sensitive atom interferometers based on alkali-earth species. The first part of the laser consists in a 3W single frequency narrow linewidth source at 922 nm using a MOPA configuration. For this purpose, we use a double stage amplifier, based on neodymium-doped fiber. We have already demonstrated the first stage amplifier with an output power of 320 mW and the booster amplifier is under development. The second stage of the laser system will consist in a frequency-doubling cavity to obtain the 461 nm wavelength.

KEYWORDS : *fiber laser ; neodymium-doped fiber ; single-frequency laser*

1. INTRODUCTION

The use of Alkali-earth species such as Strontium recently attracted a considerable interest for the realization of large-scale instruments based on atom interferometry. Indeed, Strontium may be used to construct atoms interferometers with single photon transitions presenting strong noise immunity for large baseline gradiometer measurements [1]. Strontium atom cooling requires a single frequency laser at 461 nm, with a power in excess of 500 mW and a linewidth better than 1 MHz [2]. The generation of the radiation at 461 nm can be achieved by frequency doubling of radiation at 922 nm. The 920-960 nm window is covered by neodymium amplifiers, which presents there a quasi three level amplification behavior whereas the dominant process is a four level amplification at 1060 nm. For this reason, the emission of the four level system must be suppressed. Previous works report lasers working in the 920 nm to 960 nm window, using a master oscillator power amplifier (MOPA) configuration [3], or in a cavity configuration based on Bragg gratings technology [4,5] for the wavelength selection. However, these works did not implement single frequency narrow linewidth lasers, which is a requirement for strontium atom cooling. In this paper, we propose a novel neodymium MOPA fiber configuration to achieve a single-frequency laser at 922 nm to be then frequency-doubled to 461nm.

2. EXPERIMENTAL SETUP & RESULTS

Figure 1 depicts the schematic setup of the 461 nm Nd-doped laser system. The laser MOPA consists of several stages: a seed single frequency low noise laser is followed by a pre-amplifier and finally a booster-amplifier at 922 nm. The final part is a nonlinear resonant doubling cavity. The gain medium used for the amplification is a double-clad neodymium-doped fiber (IXF-2CF-Nd-0-5-125-D, iXFiber) with absorption of 0.2 dB/m at 808 nm. This fiber presents a strong suppression of the 1060 nm amplification when is coiled with a diameter of 12 cm, allowing the amplification process in the 915 nm to 940 nm band. For the Nd-fiber clad pumping we use multimode diodes at 808 nm, 6W for the pre-amplifier and 35 W for the booster amplifier. For seeding the MOPA, we

use an extended-cavity laser diode (ECLD) at 922 nm with a single-frequency linear-polarized output of 43 mW and a linewidth lower than 100kHz (Toptica DLPro 940).

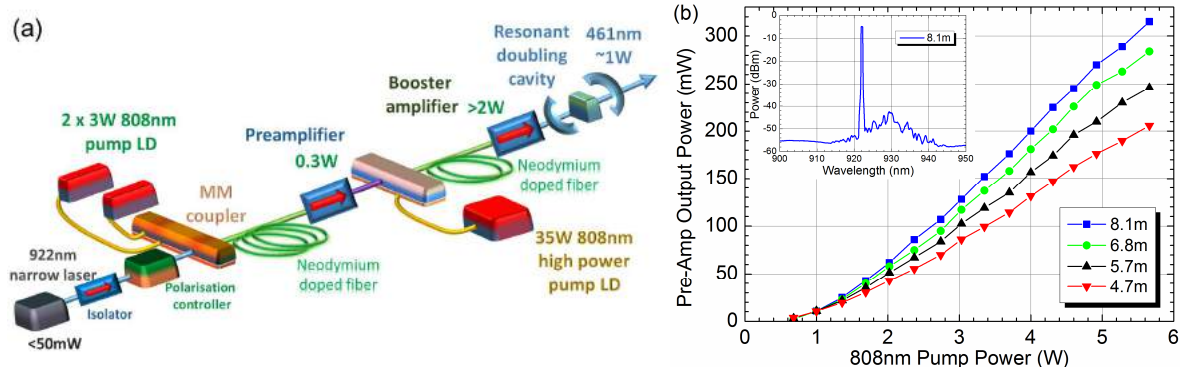


Fig. 1 : (a) Experimental setup of the 461 nm neodymium MOPA fiber laser. (b) Output power of the pre-amplifier at 922 nm for different Nd fiber lengths as a function of the 808 nm pump power. (Inset) Optical spectrum measured at OSA (resolution 0.5 nm) for a Nd fiber length of 8.1 m and a pump power of 5.8 W.

Figure 1 (b) shows the pre-amplifier output power characterization for different Nd fiber lengths. As expected, a higher output power is achieved with a longer fiber. However, two key points must be taken into account in the election of the fiber length. First, if the length of the fiber is increased, the maximum gain of the fiber is shifted to longer wavelengths, which determines a lower efficiency and higher levels of amplified spontaneous emission (ASE) at the output. Secondly, a higher pre-amplifier output power increases the Brillouin effect at the booster amplifier [6]. Figure 1 (b) shows also the optical spectrum of the pre-amplifier laser output measured with an optical spectrum analyzer (OSA Advantest Q8384): for the adopted parameters, the optical signal to noise ratio (OSNR) is close to 40 dB with respect to the ASE of the Nd fiber. For this configuration we measured an instability of 0.1 dB over 40 minutes.

CONCLUSION

We presented the first step in the development of a stable fibered laser system operating at 461 nm for the laser cooling of Strontium atoms on the 1S_0 - 1P_1 line. The first stage of the laser consists in a 3 W source at 922 nm by using a MOPA configuration with a pre-amplifier and a booster amplifier. A 922 nm pre-amplifier output power of 320 mW in single frequency operation has been demonstrated. The next stages in the project are the development of the booster amplifier to achieve 3 W at 922 nm and the resonant doubling cavity for the wavelength target of 461 nm.

REFERENCES

- [1] N. Yu and M. Tinto, "Gravitational wave detection with single-laser atom interferometers," *Gen. Relativ. Gravit.*, vol. 43, pp. 1943-1952, 2010.
- [2] S. Stellmer, R. Grimm and F. Schreck "Production of quantum-degenerate strontium gases," *Phys. Rev.*, vol. 87, pp. 13611-13637, 2013.
- [3] C. Bartolacci, M. Laroche, H. Gilles S. Girard, T. Robin and B. Cadier, "Generation of picosecond blue light pulses at 464 nm by frequency doubling and Nd-doped fiber based Master Oscillator Power Amplifier," *Opt. Exp.*, vol. 18, pp. 5100-5105, 2010.
- [4] B. Leconte, B. Cadier, H. Guilles, S. Girard, T. Robin and M. Laroche, "Extended tenability of Nd-doped fiber lasers operating at 872-936nm," *Opt. Lett.*, vol. 40, pp. 4098-4101, 2015.
- [5] M. Laroche, B. Cadier, H. Guilles, L. Lablonde and T. Robin, "20 W continuous-wave cladding-pumped Nd-doped fiber laser at 910 nm," *Opt. Lett.*, vol. 38, pp. 3065-3067, 2013.
- [6] R. Engelbrecht "Analysis of SBS Gain Shaping and Threshold Increase by Arbitrary Strain

DISCRIMINER UNE VARIATION DE M_E/M_P A $1.5\ \mu\text{M}$

Florin Lucian Constantin¹

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

FL.Constantin@univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

La sensibilité à une variation de μ des références C_2H_2 est calculée. La mesure absolue de fréquence d'écart des raies coïncidentes permet d'interroger cette variation.

MOTS-CLEFS : constantes fondamentales ; hamiltonien rovibrationnel ; acétylène.

1. INTRODUCTION

Une variation temporelle des constantes fondamentales, rendue possible dans le cadre des théories de grande unification [1], peut être mise en évidence avec des mesures de précision en physique moléculaire. La mesure de la fréquence d'une transition rovibrationnelle par rapport à la fréquence de la transition hyperfine de l'étalon Cs a permis de contraindre une variation de μ à 5.6×10^{-14} /an [2]. Cette contribution propose la mesure absolue de l'écart des fréquences de deux transitions rovibrationnelles en résonance qui est très sensible à une variation de μ .

2. RAIES DE REFERENCE, ECARTS DE FREQUENCES ET SENSIBILITE A UNE VARIATION DE μ

Les transitions des bandes de combinaison de C_2H_2 isotopique fournissent des références de fréquences à 193-198 THz qui ont été mesurées en asservissant une source laser sur une raie d'absorption saturée par spectroscopie intracavité et la technique Pound-Drever-Hall [3]. Les niveaux d'énergie de l'état fondamental [00000] et des états excités [10100], [110(11)^{2,0±}] sont modélisés dans l'approximation Born-Oppenheimer avec un Hamiltonien [4] qui tient compte de la rotation, la distorsion centrifuge, la vibration, l'anharmonicité, l'interaction de Fermi entre [10100] et [110(11)⁰] et le dédoublement rotationnel et vibrationnel dans [110(11)^{2,0±}]. Les paramètres de l'Hamiltonien, issus d'ajustements de résultats expérimentaux, ont des coefficients de sensibilité à une variation de μ allant de $\sim 1/2$ (fréquence de vibration) jusqu'à 3 (constante de distorsion centrifuge sextique). La sensibilité des transitions des bandes $\nu_1+\nu_3$ et $\nu_1+\nu_2+\nu_4+\nu_5$ à une variation de μ est calculée. Des transitions en résonance apparaissent suite à la compensation entre intervalles de rotation effectifs avec des écarts en fréquence liés à l'origine des bandes de vibration, l'effet isotopique, l'anharmonicité et les interactions rovibrationnelles. Le coefficient de sensibilité de l'écart des fréquences de deux transitions en résonance varie entre ± 10 et $\pm 10^3$. La mesure d'une dérive temporelle d'un écart de fréquences par rapport à l'horloge Cs permet de mieux contraindre une variation de μ par rapport aux variations de la constante de structure fine α et du facteur gyromagnétique g_{Cs} . Les décalages systématiques de l'écart de fréquences peuvent être moindres que celles d'une seule transition. Les effets systématiques de l'écart de fréquences, estimés pour des mesures avec le dispositif expérimental [3], contraignent la mesure d'une variation de μ à 10^{-10} .

RÉFÉRENCES

- [1] J. -P. Uzan, "The Fundamental Constants and their Variation: Observational and Theoretical Status," Rev. Mod. Phys., vol. 75, pp. 403–455, 2003.
- [2] A. Shelkovich et al, "Stability of the Proton-to-Electron Mass Ratio," Phys. Rev. Lett., vol. 100, pp. 150801:1–4, 2008.
- [3] C. S. Edwards et al, "High-precision Frequency Measurements of the $\nu_1+\nu_3$ Combination Band of $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ in the $1.5\ \mu\text{m}$ Region," J. Mol. Spectrosc., vol. 234, pp. 143–148, 2005.
- [4] K. A. Keppler et al, "Precision Measurements of Acetylene Spectra at $1.4\text{--}1.7\ \mu\text{m}$ Recorded with 352.5-m Pathlength," J. Mol. Spectrosc., vol. 175, pp. 411–420, 1996.

GÉNÉRATION D'OSCILLATIONS MICRO-ONDES SUR PORTEUSE OPTIQUE DANS UN SYSTÈME DE CAVITÉS COUPLÉES

Andrea Armaroli¹, Patrice Féron¹, Yannick Dumeige¹

¹ FOTON (CNRS-UMR 6082), Université de Rennes 1, ENSSAT, 6 rue de Kerampont, CS 80518, 22305 Lannion CEDEX, France

andrea.armaroli@enssat.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons un système de trois micro-cavités couplées pour la génération de micro-ondes sur porteuse optique à l'aide d'un phénomène d'oscillations hyper-paramétriques.

MOTS-CLEFS : *Micro-cavités, optique non-linéaire, multi-stabilité, génération de micro-ondes sur porteuse optique*

1. INTRODUCTION

La réalisation d'une source micro-onde intégrée de fréquence comprise dans la gamme 10 GHz–200 GHz par battement de fréquences optiques est un point clé pour des applications dans le domaine des télécommunications à haut-débit, de la métrologie, des horloges optiques et de la spectroscopie. Une des méthodes les plus innovantes consiste à exploiter un ensemble de résonances successives d'un micro-résonateur optique non-linéaire [1, 2]. La fréquence générée est alors imposée par l'intervalle spectral libre du micro-résonateur ce qui impose des contraintes sur sa taille (ex. micro-disques de 100 μm à 1 mm de diamètre) et représente une limite à sa miniaturisation et son intégration.

D'autres approches exploitent différents degrés de liberté tels que le caractère retardé de la réponse non-linéaire du résonateur [3] ou le couplage de deux cavités [4]. Dans ces systèmes la fréquence micro-onde n'est plus limitée par les dimensions du système mais imposée par différents paramètres comme le temps de réponse de la non-linéarité, le facteur de qualité ou la puissance injectée. Nous proposons ici un schéma flexible basé sur trois micro-cavités optiques couplées, dans lequel la fréquence d'oscillation ne dépend que du taux de couplage entre cavités.

2. MODÈLE ET RÉSULTATS

On considère un système composé par trois cavités identiques possédant une non-linéarité de type Kerr, Fig. 1(a) ; leur dynamique est décrite par la théorie des modes couplés formulée dans le domaine temporel [5],

$$\begin{aligned}\dot{a}_1 &= \left[i(\delta + |a_1|^2) - 1 \right] a_1 + i\gamma a_2 + \sqrt{P} \\ \dot{a}_2 &= \left[i(\delta + |a_1|^2) - 1 \right] a_2 + i\gamma a_1 + i\gamma a_3 \\ \dot{a}_3 &= \left[i(\delta + |a_1|^2) - 1 \right] a_3 + i\gamma a_2,\end{aligned}\tag{1}$$

où a_j est l'amplitude du j -ème mode, δ le désaccord entre le laser de pompe et la résonance, γ le taux de couplage entre cavités et P la puissance réellement injectée dans la cavité 1. Le temps (désaccord de fréquence) est exprimé en unité du temps de vie (son inverse) de la cavité et les autres grandeurs sont normalisées de telle façon que les coefficients non-linéaires soient unitaires. Finalement nous supposons que le système constitué par la première cavité et le guide d'entrée est en régime de sous couplage. La structure possède trois modes désaccordés par rapport à ω_0 de $(0, \pm\sqrt{2}\gamma)$ comme schématisé dans l'encart de la Fig. 1(a). Pour $\gamma \approx 1$, ces modes sont simultanément excités et il est possible d'observer plusieurs doublements de période. Au contraire, pour $\gamma > 10$, seul le mode central est excité du fait du grand écart spectral des modes latéraux. Le mélange à quatre-onde dégénéré convertit les photons du mode central vers les modes latéraux. Pour démontrer quantitativement cette hypothèse, nous fixons $\gamma = 40$ et étudions

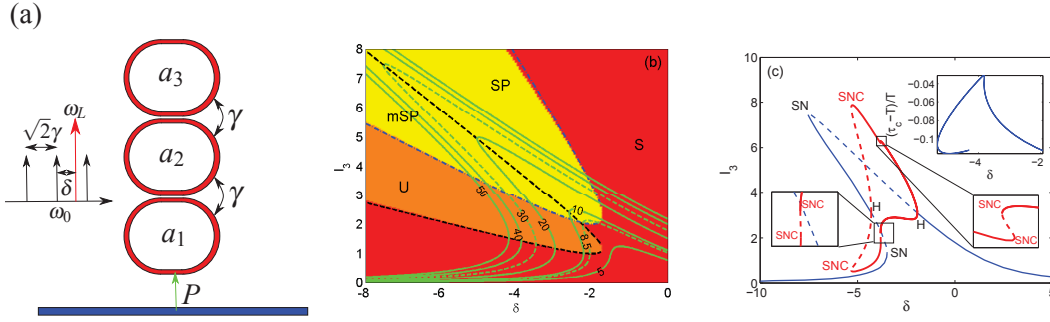


FIGURE 1 : (a) Schéma du système de trois micro-cavités couplées à un unique guide externe ; encart : fréquences de résonance de l'ensemble. (b) Diagramme de bifurcations dans le plan (δ, I_3) avec $\gamma = 40$ où sont indiquées les régions stables (S), instables (U), d'auto-pulsation (SP) et d'auto-pulsation multi-stable (mSP) ; les lignes vertes montrent la courbe de résonance non-linéaire pour différentes valeurs de puissance P . (c) Diagramme de bifurcations à $P = 30$. La ligne bleue (rouge) correspond aux points d'équilibre (aux extrema des cycles limites) ; une ligne continue (en pointillés) indique des équilibres stables (instables). Les bifurcations col-nœud et Hopf sont indiquées par SN et H. La dérive de la période des cycles limites (à droite) et les détails des bifurcations col-nœud pour ces cycles sont représentés en encart.

les points fixes de l'Eq. (1) ainsi que leur stabilité [Fig. 1(b,c)]. Nous trouvons $a_1^E = -a_3^E$ et $a_2^E = 0$, avec $I_3 = |a_3^E|^2$ solution de $4I_3(1 + (\delta + \chi I_3)^2) = P$. Si $\delta < -\sqrt{3}$, le système est alors bistable avec deux bifurcations col-nœud (SN) à $I_3^\pm = (-2\delta \pm \sqrt{-3 + \delta^2})/3\chi$. Deux bifurcations de Hopf (H) se trouvent à $I_3^{H\pm} = (-4\delta \pm \sqrt{4(\delta^2 - 3) - 6/\gamma^2})/3\chi$ et la période des cycles limites peut être calculée numériquement [Fig. 1(c)] et on obtient comme attendu $T \approx \sqrt{2}\pi/\gamma$ entre les deux points H. Finalement nous remarquons que les cycles limites présentent eux-même trois bifurcations col-nœud (indiqués comme SNC en Fig. 1(c)) et les branches stables qui les relient correspondent à des régimes d'oscillation différents (atteints spontanément ou en variant δ adiabatiquement). D'un point de vue pratique, en utilisant trois micro-cavités en piste de course fabriquées en semi-conducteurs III-V de périmètre $L = 2\pi 10 \mu\text{m}$, de facteur de qualité 6×10^5 et avec des régions de couplage de longueur $4 \mu\text{m}$ séparées de 200 nm , un battement à 10 GHz peut être obtenu pour une puissance injectée de 5 mW .

CONCLUSIONS

Nous avons montré que des oscillations micro-ondes stables peuvent être obtenues dans un système de cavités non-linéaires. La fréquence ne dépend que du taux de couplage entre les cavités. Notre solution est compatible avec les technologies de l'optique intégrée en semi-conducteurs et permettra de miniaturiser les sources micro-ondes nécessaires en métrologie et télécommunications spatiales.

RÉFÉRENCES

- [1] A. B. Matsko, A. A. Savchenkov, D. Strekalov, V. S. Ilchenko, and L. Maleki, "Optical hyperparametric oscillations in a whispering-gallery-mode resonator : Threshold and phase diffusion," *Phys. Rev. A* vol. 71, 033804 (2005).
- [2] Y. K. Chembo and N. Yu, "Modal expansion approach to optical-frequency-comb generation with monolithic whispering-gallery-mode resonators," *Phys. Rev. A* vol. 82, 33801 (2010).
- [3] A. Armaroli, S. Malaguti, G. Bellanca, S. Trillo, A. de Rossi, and S. Combré, "Oscillatory dynamics in nanocavities with noninstantaneous Kerr response," *Phys. Rev. A* vol. 84, 053816 (2011).
- [4] Y. Dumeige and P. Féron, "Coupled optical microresonators for microwave all-optical generation and processing," *Opt. Lett.* vol. 40, pp. 3237-3240 (2015).
- [5] H. A. Haus, *Waves and Fields in Optoelectronics* Prentice-Hall series in solid state physical electronics, 1983.
- [6] A. Armaroli, P. Féron, and Y. Dumeige, "Stable integrated hyper-parametric oscillator based on coupled optical microcavities," *Opt. Lett.* vol. 40, pp. 5622-5625 (2015).

ETUDE ET REALISATION D'UNE CHAÎNE LASER COMPACTE ADAPTEE A L'ALLUMAGE D'UNE CHAMBRE DE COMBUSTION

Gabriel Amiard-Hudebine¹, Guillaume Tison, Eric Freysz¹.

¹ *Laboratoire Ondes et Matières d'Aquitaine UMR CNRS 5798, Université Bordeaux, 33400 Talence, France*

RÉSUMÉ

Pour étudier l'allumage de chambre de combustion de turbines d'hélicoptère, une chaîne d'amplification compacte qui amène de 6 μJ à 8 mJ l'énergie d'impulsions nanosecondes tout en tenant en compte des régimes transitoires a été réalisée.

MOTS-CLEFS : Allumage laser, MOPA, nanoseconde, transitoire, fibre.

Pour initier la combustion d'une chambre moteur, on utilise généralement des bougies conventionnelles. On peut aussi initier cet allumage en tout point de la chambre en utilisant le principe du claquage diélectrique non-résonant d'une impulsion laser focalisée dans le mélange de carburant. Au point de focalisation, l'impulsion laser induit une ionisation des espèces présentes, un plasma se crée et déclenche l'allumage. L'intensité seuil du claquage a été évaluée à $10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ [1] ce qui peut être atteint avec des impulsions nanosecondes ayant une énergie comprise entre 1 et 10 mJ. Pour étudier l'allumage de turbines d'hélicoptères dans différents régimes de fonctionnement, nous avons développé une chaîne d'amplification laser permettant d'atteindre ces énergies tout en satisfaisant aux contraintes environnementales (vibrations, variations de température). Cette chaîne est composée de deux étages conçus pour obtenir un gain optimum tout en limitant les effets indésirables tel que l'amplification d'émission spontanée (ASE), et des effets non-linéaires (diffusion Brillouin et Raman stimulée, FWM). Les résultats obtenus sont présentés ci-dessous. Par ailleurs, un modèle numérique prenant en compte le régime transitoire de nos amplificateurs a été développé. Les résultats numériques et expérimentaux sont en bon accord.

Le premier étage est un Master Oscillating Power Amplifier (MOPA). Il met en œuvre une fibre 25/250 DC-LMA-PM dopée ytterbium. Les impulsions sont fournies par un microlaser (Crylas DPSS 1064-Q2) qui délivre à une cadence de 1 kHz des impulsions linéairement polarisées ayant une durée de 1.8 ns et une énergie de 6 μJ centrées à 1064 nm. Ce préamplificateur fibré permet d'assurer le transport des impulsions vers l'entrée de la chambre du moteur. La fibre amplificatrice est pompée par deux diodes lasers fibrées centrées à 915 nm. Par ailleurs, pour limiter fortement l'ASE dans la fibre, nous pompons en régime quasi-continu à une cadence de 1 kHz pendant 500 μs . Le deuxième étage d'amplification est un amplificateur à barreau de Nd:YAG de 10x4 mm fonctionnant en double passage. Il est pompé par une diode fibrée de 800 μm fonctionnant à 808 nm, délivrant à une cadence de 80 Hz et en mode quasi-continu, des impulsions ayant une puissance crête de 400 W. Il est conçu pour être intégré au plus proche de la chambre de combustion dans une zone où les variations de températures et les vibrations sont importantes.

A température ambiante, les ions ytterbium dans la fibre de silice se comportent comme un système à quasi 3 niveaux. Pour simuler le fonctionnement de notre premier amplificateur, nous avons développé code numérique basé sur les équations d'évolutions simplifiées à 2 niveaux proposé par Siegman [2]. Ce code tient compte du fait qu'entre deux crêneaux de pompe les niveaux excités des ions ytterbium ne sont pas totalement dépeuplés. Les premières impulsions subissent donc une moindre amplification. Notre modèle se décompose en 4 étapes: La phase de pompage où est pris en compte l'inversion de population puis les pertes (émission spontanée + ASE), la phase d'amplification où le signal vient désexciter le milieu, la phase de repos du milieu où l'on suppose que seule l'émission spontanée entre en jeu. A la fin de cette dernière étape, on

calcul alors les populations des niveaux fondamentaux et excités. Elles seront intégrées comme condition initiale de l'étape 1 pour le calcul de l'amplification de l'impulsion suivant.

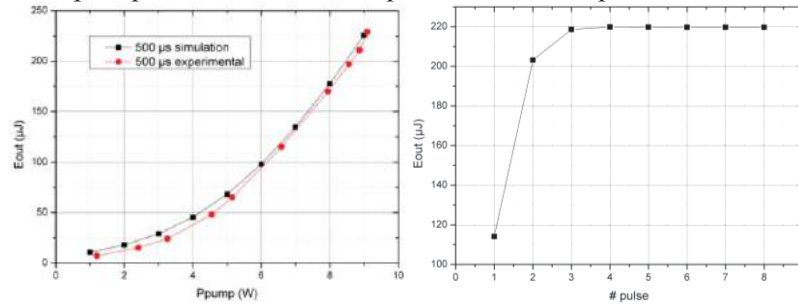


Fig. 1 : (a) Comparaison des résultats expérimentaux et numériques de l'énergie du signal amplifié en fonction de la puissance de pompe pour un temps de pompe de 500 μ s. (b) Evolution de l'énergie du signal amplifié par un pompage de 500 μ s à 9 W en fonction de la cadence (résultat numérique).

En pompant la fibre ytterbium avec 9 W de pompe pendant 500 μ s, le premier étage d'amplification nous permet d'amplifier les impulsions nanosecondes injectées dans la fibre de 6 μ J à 230 μ J. Le faisceau possède un très bon profil ($M^2 \sim 1.1$), son taux de polarisation est proche de 100:1 et le spectre des impulsions reste quasiment inchangé. Ces résultats expérimentaux sont en très bon accord avec les simulations (Fig. 1a). Cependant, nous avons observé que cette énergie n'est atteinte qu'à partir de la 3^{ème} impulsion (Fig. 1b). Cette information est cruciale pour la caractérisation et la simulation de l'allumage laser. Dans les mêmes conditions, des impulsions de plus forte énergie (~ 400 μ J) ont été générées dans une fibre dopée ytterbium de 150 cm. Cependant, nous avons régulièrement enregistré la détérioration de ces fibres.

Pour atteindre l'énergie seuil d'allumage, ces impulsions ont été amplifiées dans le deuxième étage d'amplification (Fig. 2a). Des énergies supérieures à 5 mJ et 8 mJ ont été obtenues avec une fibre du MOPA ayant respectivement une longueur 110 cm et 150 cm.

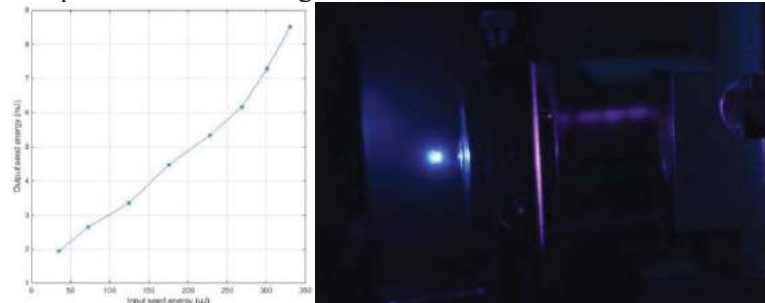


Fig. 2 : a) L'énergie des impulsions amplifiées en fonction de l'énergie du pulse pré amplifié. La puissance de pompe du deuxième étage est de 400 W. b) Photo de claquage diélectrique de l'air.

Ce système d'amplification, nous a permis de générer un plasma en focalisant les impulsions avec une lentille de courte focale dans l'air (Fig. 2b). Il sera prochainement testé dans une chambre de combustion. En conclusion, nous avons développé une chaîne d'amplification compacte capable de fonctionner en milieu hostile. Des impulsions nanosecondes TEM₀₀ à polarisation linéaire centrée à 1064 nm avec des énergies jusqu'à 8 mJ ont été produites. Ces résultats sont en très bon accord avec le modèle que nous avons conçu. Ce modèle permet notamment de prendre en compte les régimes transitoires essentiels à la compréhension de l'allumage laser dans une chambre de moteur.

REFERENCES

- [1] R. Tambay, D. Suvisesha Muthu, V. Kumar and R.K. Thareja "Laser induced air breakdown using 0.355, 0.532 and 1.06 μ m radiation" *Pranama* vol 37 p 163-166 (1991).
- [2] A.E. Siegman "lasers" Chapter 6 University Science Books (1986).

CONTRÔLE DE LA DURÉE DE VIE DES PHOTONS D'UNE MICROCAVITÉ PAR EFFET DE LUMIÈRE LENTE

V. Huet¹, A. Rasoloniaina¹, P. Guillemé¹, P. Rochard¹, P. Féron¹, M. Mortier², A. Levenson³,
K. Bencheikh³, A. Yacomotti³, Y. Dumeige¹

¹ FOTON (CNRS-UMR 6082), Université de Rennes I, ENSSAT, 6 rue de Kerampont, CS 80518, 22305 Lannion cedex

² IRCP (CNRS-UMR 8247), Chimie Paristech, PSL Research university, 11 rue Pierre et Marie Curie, 75005 Paris

³ LPN (CNRS-UPR 20), Route de Nozay, 91460 Marcoussis

yannick.dumeige@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Le temps de vie des photons d'une microcavité optique peut être augmenté de sept ordres de grandeur par un effet de lumière lente.

MOTS-CLEFS : *microcavité optique ; lumière lente ; stockage de photons*

INTRODUCTION

Les microcavités de très grand facteur de qualité (Q) dans lesquelles les photons sont stockés avec des durées très longues possèdent de nombreuses applications en photonique intégrée. Ces dispositifs peuvent être utilisés comme mémoire optique, ligne à retard, filtre ultra-sélectif ou encore boucle de contre-réaction pour des applications dans le domaine optique ou opto/hyper [1]. Dans tous les cas leurs caractères miniaturisé et monolithique leur confèrent une très bonne stabilité. Parmi toutes les géométries de microrésonateurs, les microcavités à modes de galerie (MG) permettent d'atteindre les plus grands facteurs de qualité. Pour une onde lumineuse de pulsation $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, le facteur de qualité et le temps de vie des photons (τ_{cav}) sont reliés au périmètre du résonateur L par :

$$Q = \omega_0 \tau_{cav} = \frac{n_g(\omega_0) L \mathcal{F}}{\lambda_0}, \quad (1)$$

où $\mathcal{F}$ est la finesse du résonateur et n_g l'indice de groupe du matériau dans lequel est fabriqué le résonateur à MG. Pour obtenir des facteurs de qualité ultra-élevés ($Q > 10^{10}$) la méthode usuelle consiste à utiliser des matériaux parfaitement transparents et à optimiser le procédé de fabrication afin de réduire les effets de diffusion de surface. On obtient ainsi des finesse très élevées allant jusqu'à quelques 10^7 . Pour une lumière infrarouge ($\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$), le facteur de qualité correspondant est supérieur à 10^{11} ce qui constitue une valeur record pour un mini-résonateur passif [2]. L'équation (1) montre que pour une finesse donnée il est possible d'augmenter la valeur de Q en utilisant un milieu à lumière lente très dispersif d'indice de groupe élevé. Afin de conjuguer forte dispersion et transparence il est possible d'utiliser des effets cohérents comme la transparence induite ou le piégeage cohérent de populations. Cette technique a déjà été mise en œuvre pour des résonateurs massifs contenant des vapeurs atomiques [3]. Nous proposons ici de transposer cette approche aux microrésonateurs à MG monolithiques.

RÉSULTATS

Le système étudié est constitué d'une microsphère de diamètre autour de $100 \mu\text{m}$ fabriquée en verre de fluorures dopé erbium. L'ion Er^{3+} est utilisé ici pour obtenir des oscillations de populations conduisant à un très fort ralentissement de la lumière [4, 5]. Cet effet d'oscillation de populations est induit sur un champ sonde par un champ pompe décalé spectralement d'une quantité δ via leur interaction non-linéaire dans un système à deux niveaux (ici la transition $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ de l'ion Er^{3+}). La figure 1(a) schématise l'expérience réalisée : la pompe et la sonde sont couplées dans la microcavité à MG à

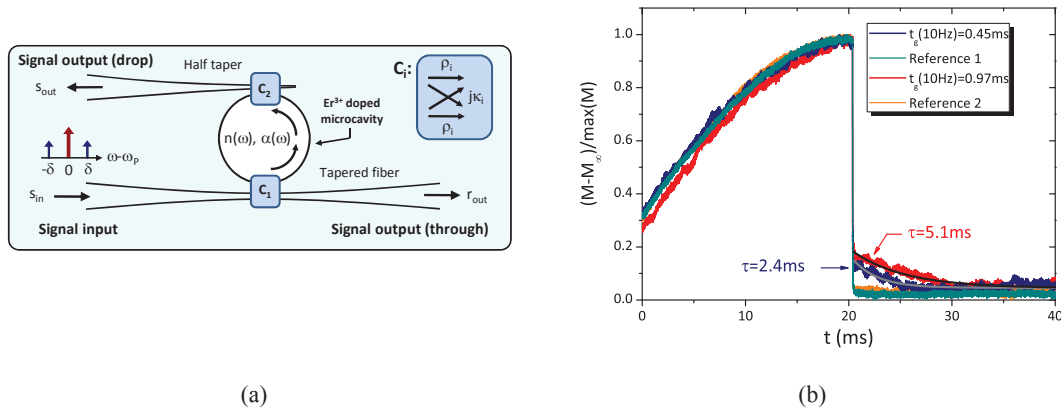


FIGURE 1 : (a) Configuration expérimentale. La pompe et la sonde sont insérées à l'aide d'une fibre optique étirée (tapered fiber). Le signal de sortie est détecté à l'aide d'une fibre optique effilée (half taper). (b) Signal de modulation obtenu en sortie du résonateur (port drop) pour deux configurations expérimentales différentes. A $t = 20$ ms la modulation d'intensité est interrompue afin de mesurer la décroissance exponentielle du champ sonde.

l'aide d'une fibre étirée (diamètre $< 1 \mu\text{m}$). Le signal est extrait à l'aide d'une fibre optique effilée. Le signal de pompe est issu d'une diode laser à cavité externe (largeur spectrale < 150 kHz). La sonde est obtenue en modulant l'intensité du laser de pompe, les bandes latérales de modulation jouant alors le rôle de signal de sonde. Le temps de vie des photons de sonde est mesuré par une méthode de *cavity-ringdown*. La figure 1(b) représente le signal mesuré sur le port drop du résonateur. Pour $t < 20$ ms on retrouve la modulation à $t = 20$ ms la modulation est brutalement coupée. La décroissance exponentielle observée correspond au double du temps de vie des photons de sonde (la technique utilisée ici donne accès à l'amplitude du champ). Dans les conditions optimales on mesure un temps de vie de 2.5 ms correspondant à un facteur de qualité de 3×10^{12} . Une analyse fine du champ de sortie montrerait une première décroissance exponentielle très rapide (temps caractéristique de 210 ps soit un facteur de qualité de 2.5×10^5) correspondant à la réponse de la cavité sans effet de ralentissement de la lumière [6].

CONCLUSION

Le facteur de qualité d'une microcavité à MG dopée erbium a été augmenté d'environ sept ordres de grandeur grâce à un effet de lumière lente. Cette méthode généralisable à d'autres effets cohérents et d'autres géométries de résonateurs permet d'envisager des applications comme mémoire optique ou quantique intégrée.

RÉFÉRENCES

- [1] W. Liang, V. S. Ilchenko, D. Eliyahu, A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, D. Seidel, and L. Maleki, "Ultralow noise miniature external cavity semiconductor laser," *Nat. Commun.*, vol. 6, p. 7371, 2015.
- [2] A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, V. S. Ilchenko, and L. Maleki, "Optical resonators with ten million finesse," *Opt. Express*, vol. 15, no. 11, pp. 6768–6773, May 2007.
- [3] G. Müller, M. Müller, A. Wicht, R.-H. Rinkleff, and K. Danzmann, "Optical resonator with steep internal dispersion," *Phys. Rev. A*, vol. 56, pp. 2385–2389, Sep 1997.
- [4] M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, and R. W. Boyd, "Observation of ultraslow light propagation in a ruby crystal at room temperature," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, p. 113903, Mar 2003.
- [5] E. Baldit, K. Bencheikh, P. Monnier, J. A. Levenson, and V. Rouget, "Ultralow light propagation in an inhomogeneously broadened rare-earth ion-doped crystal," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, p. 143601, Sep 2005.
- [6] V. Huet, A. Rasoloniaina, P. Guillemé, P. Rochard, P. Féron, M. Mortier, A. Levenson, K. Bencheikh, A. Yacomotti, and Y. Dumeige, "Millisecond photon lifetime in a slow-light microcavity," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, p. 133902, Mar 2016.

ÉCOULEMENTS OPTOFLUIDIQUES PILOTÉS PAR CHAUFFAGE LASER

David Rivière, Hamza Chraïbi, Ulysse Delabre, Jean-Pierre Delville

Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine UMR 5798, Université de Bordeaux, 33400 Talence, France

david.riviere@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

Cet article a pour objectif de discuter des écoulements induits par un gradient de température dans un système constitué de deux fluides non miscibles. Notre montage expérimental permet de mesurer ces écoulements, qui ont été comparés aux prédictions d'un modèle numérique. De plus ces écoulements induisent dans le fluides des contraintes visqueuses qui peuvent déformer l'interface. Ces déformations ont été caractérisées expérimentalement et numériquement.

MOTS-CLEFS : *Optofluidique, microfluidique diphasique, déformation d'interfaces*

Lorsqu'une couche liquide est chauffée par l'absorption d'une onde laser continue, la densité décroît dans la zone chauffée. Cette diminution induit un gradient de pression qui en réaction génère une mise en mouvement du liquide. Par conservation de la masse, ce mouvement produit un tore de convection dans la couche [1]. Malgré de nombreuses démonstrations expérimentales, ce phénomène demeure mal compris, notamment le lien quantitatif entre le gradient de température induit et les propriétés du tore de convection en fonction des paramètres laser. Parallèlement si cette première couche liquide est surmontée d'une couche non miscible, alors un deuxième couple apparaît, la thermocapillarité due à l'échauffement local de l'interface. Le mécanisme de forçage est le suivant: le gradient de température induit un gradient de tension interfaciale et donc une contrainte tangentielle à l'interface engendrant un écoulement des fluides. Dans le cas d'une interface plane séparant deux fluides de hauteur de couche et de viscosité différentes, le sens de déformation induit par les contraintes hydrodynamiques tangentielles résultant d'un chauffage laser localisé va dépendre à la fois de ces hauteurs et des viscosités. Ces deux types de couplage, thermogravitaire et thermocapillaire peuvent être importants à l'échelle de la microfluidique, car ils sont pilotés par le gradient et non l'élévation de température. Considérant les tailles et les focalisations typiques de faisceaux, le chauffage laser devient l'outil de prédilection pour induire et étudier de tels écoulements car il devient possible d'induire de très forts gradients de température sans déposer beaucoup d'énergie dans les couches liquides. Pour étudier ces deux couplages, nous proposons de confronter expérience, théorie et simulations numériques depuis la mesure du champ de température induit par l'absorption d'un laser continu infrarouge [2] jusqu'à la mesure des écoulements convectifs induits par vélocimétrie [3]. Dans le cas des systèmes constitués de deux couches liquides non miscibles, nous discuterons aussi la déformation de l'interface produites par ces écoulements induits [4, 5].

Pour comprendre ces effets à l'échelle microscopique, nous avons réalisé un montage expérimental permettant, d'une part la mesure du champ de température en utilisant un colorant thermosensible, la Rhodamine-B, et d'autre part de cartographier l'écoulement dans une fine couche de fluide, en utilisant une technique de vélocimétrie. Les mesures de température ont été utilisées dans des simulations numériques pour comparer les prédictions aux résultats expérimentaux. Cette étude a permis de mettre en évidence une transition entre un régime couche mince vers un régime

couche épaisse. En utilisant un mélange Saumure/AOT/Heptane en équilibre de Winsor III, nous avons étendu cette étude à un système diphasique, représenté par la figure 1a). Notre montage a permis d'obtenir une visualisation expérimental des écoulements ainsi que des déformations d'interfaces induites par un gradient de température. Notre modèle numérique a été étendu afin de décrire ces phénomènes en prenant en compte à la fois les effets thermocapillaires et les effets thermogravitaires.

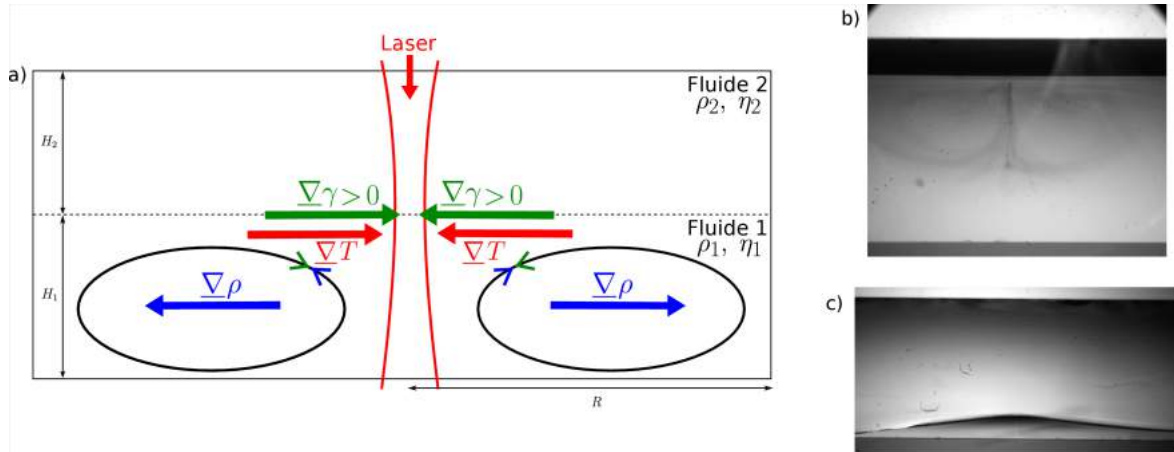


Fig. 1 : a) Représentation schématique des écoulements induits d'une part par le gradient de masse volumique $\nabla \rho$ et d'autre part par le gradient de tension de surface $\nabla \gamma$ eux mêmes induits par le gradient de température ∇T . b) Image expérimentale des écoulements, résultant de la superposition de 200 images. c) Déformation d'interface induite par le gradient de température.

RÉFÉRENCES

- [1] R. Birikh , "Thermocapillary convection in a horizontal layer of liquid," Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, 7, 1966.
- [2] M. L. Cordero, E. Verneuil, F. Gallaire, C. N. Baroud, " Time-resolved temperature rise in a thin liquid film due to laser absorption.
- [3] D. Rivière, B. Selva, H. Chraïbi, U. Delabre, J-P. Delville, "Convection flows driven by laser heating of a liquid layer," PRE 93, 023112, 2016.
- [4] A. I. Mizev, "Experimental investigation of thermocapillary convection induced by a local temperature inhomogeneity near the liquid surface. 2. Radiation-induced source of heat," Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, volume 45, Issue 5, pp 699-704, 2004.
- [5] H. Chraïbi, J-P. Delville, "Thermocapillary flows and interface deformation produced by a localized laser heating in a confined environment," PRE 93, 023112, 2016.

SINGLE-PASS QUANTUM SOURCE OF MULTIMODE SQUEEZED STATES

Luca La Volpe¹, Syamsundar De¹, Valérian Thiel¹, Valentina Parigi¹, Claude Fabre¹ and Nicolas Treps¹

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

luca.la-volpe@lkb.upmc.fr

RÉSUMÉ

We present a new multimode squeezed-states quantum source operating in a single pass regime suitable for ultimate precision space-time positioning experiments.

1. INTRODUCTION

In a multimode squeezed state of light the noise reduction of one of the field quadrature can be used together with an intense beam allowing to perform space-time positioning beyond the standard quantum limit[1]. Furthermore these highly entangled states can be used as a quantum network in order to accomplish measurement based quantum computing[2] using a continuous variable approach[3]. Our group has already demonstrated the generation of this multimode quantum resource using a femtosecond-frequency comb as a seed for parametric downconversion process in a non-linear crystal[4]. The efficiency of the latter process was increased by exploiting the advantage of a synchronously pumped optical cavity : these optical cavities allow all the frequencies of the downconverted comb to resonate inside the cavity. The resulting output state of this source, called Synchronously Pumped Optical Parametric Oscillator (SPOPO), showed a highly multipartite entanglement between the frequency modes of the comb. Nevertheless, as it was generated inside a cavity, the quantum behaviour of the state was related to the train of pulses correlated over one life-time of the cavity, this means that an observation of quantum effects between consecutive pulses was not possible.

Here we present a new quantum source able to produce a multimode squeezed state of light in a single pass configuration. In this case the synchronously pumped optical cavity is resonant for the pump beam of a non-collinear type I parametric downconversion process. It produces after the non-linear crystal a signal and an idler pulse travelling in two different directions symmetric to the pump $\vec{k}$ vector. Each pair of pulses produced by this source is a quantum state with multipartite entanglement in the frequency domain. Furthermore, one can show that it is always possible to find a mode basis that diagonalize the interaction Hamiltonian whose evolution gives the quantum output-state. In this basis each mode, called supermode, is found to be independently squeezed. A first application of this quantum source will be to use the produced beam to perform a space-time positioning beyond the standard quantum limit. Such an experiment requires increasing resolution over large distances. It has been shown that a multimode squeezed state will give an ultimate precision in estimation of space-time distances if the two most squeezed supermodes have the same value for the squeezing parameter[5]. For this reason the experimental set-up described below is designed in order to maximize the squeezing of the first two supermodes trying to keep their squeezing parameters as close as possible to each other.

A femtosecond oscillator produces a Fourier Transform limited frequency comb centered around 795nm with a full-width-half-maximum (FWHM) of 40nm ; these pulses are frequency doubled on a 350 μ m BiBO crystal in order to set the frequency of the pump beam for the downconversion. All the teeth of the 3nm FWHM pump frequency comb resonates in an optical cavity, showed in figure 1, with a free spectral range that exactly matches the repetition rate of the femtosecond oscillator. A 800 μ m BBO crystal is positioned where the linear cavity has its waist and is slightly tilted in order to maximize the

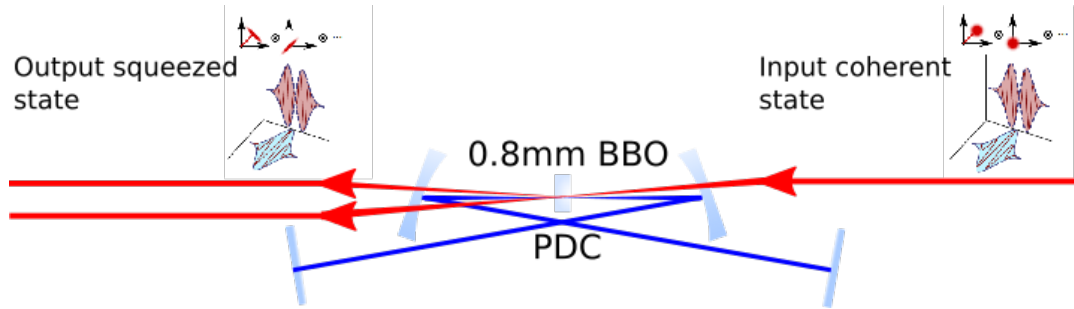


FIGURE 1 : Sketch of the cavity setup with a multimode representation of the downconversion process when seeded by a coherent state. The mean-field mode is squeezed on the phase quadrature and the time-of-flight mode is squeezed on the amplitude quadrature.

phase-matching for a non-collinear downconversion. This BBO crystal is seeded along the signal direction ; state analysis is then performed with pulse shaped homodyne detection in pulse-to-pulse regime.

Since the number of squeezed modes and their squeezing parameter depends on the pump spectrum and on the non-linear crystal thickness this source can be later engineered in order to generate big cluster states with hybrid entanglement. Exploiting the presence of two separated beams, this source is indeed able to entangle the squeezed supermodes in the time domain. By delaying one of the two multimode pulse by an interpulse delay and combining it with the second pulse on a beam splitter entanglement between the different time bins can be produced. Since the downconversion process already provides multipartite entanglement between the signal and idler pulses the final quantum state will exhibit entanglement in both time and frequency components.

CONCLUSION

The power enhancement of a synchronously pumped optical cavity resonant for the pump pulse of a parametric downconversion process allows us to build a new quantum source of multimode squeezed states operating in a single pass regime. This source then will be used for ultimate precision parameter estimation and for generating hybrid cluster states in the frequency and time domain suitable for quantum information computing.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Lamine, C. Fabre, and N. Treps, "Quantum improvement of time transfer between remote clocks", *Phys. Rev. Lett.*, 101, 123601 (2008)
- [2] R. Raussendorf, H. J. Briegel "A one-way quantum computer", *Phys. Rev. Lett.*, 86(22), 5188, (2001).
- [3] N. C. Menicucci, P. van Loock, M. Gu, C. Weedbrook, T. C. Ralph, M. A. Nielsen, "Universal quantum computation with continuous-variable cluster states", *Phys. Rev. Lett.*, 97(11), 110501, (2006).
- [4] J. Roslund, R. M. de Araújo, S. Jiang, C. Fabre, and N. Treps, "Wavelength-multiplexed quantum networks with ultrafast frequency combs", *Nature Photonics*, 8, 109112 (2014).
- [5] O. Pinel, J. Fade, D. Braun, P. Jian, N. Treps and C. Fabre, "Ultimate sensitivity of precision measurements with intense Gaussian quantum light : A multimodal approach", *Phys. Rev. A*, 85, 010101, (2011).

TROIS LASERS ASSERVIS EN PHASE POUR DES PROCESSUS MULTI-PHOTONIQUES COHÉRENTS

Mathieu Collombon¹, Ramin Khayatzaheh¹, Marius Romuald Kamsap¹, Gaëtan Hagel¹, Olivier Morizot¹, Jofre Pedregosa-Gutierrez¹, Marie Houssin¹, Caroline Champenois¹, Martina Knoop¹

¹ Aix Marseille Université, CNRS, PIIM UMR 7345, 13397, Marseille, France

caroline.champenois@univ-amu.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons des résultats expérimentaux concernant l'asservissement simultané de trois lasers de longueur d'onde très différentes pour l'excitation cohérente à trois photons d'un nuage d'ions piégés. Ceci est rendu possible grâce à un peigne de fréquence commercial qui dans notre cas est sans fréquence d'offset. Ce peigne est asservi sur un laser Ti:Sa ultra-stable développé au laboratoire.

MOTS-CLEFS : *piégeage cohérent de population, asservissement en phase, mesure de haute précision, ions piégés*

1. INTRODUCTION

Nous avons explicité dans [1] un protocole d'interrogation des ions de la famille de Ca^+ basé sur un processus de piégeage cohérent de population (CPT) à trois photons. Dans la configuration géométrique où l'effet Doppler du premier ordre est annulé, la résonance noire du CPT peut être observée dans un nuage d'ions. Cette raie, référencée sur la transition entre deux sous-niveaux de structure fine du doublet métastable[2], peut être mise à profit pour des mesures de haute précision, à condition qu'elle soit effectivement noire, ce qui implique l'asservissement en phase de tous les lasers impliqués.

2. DES LASERS POUR UNE EXCITATION À TROIS PHOTONS COHÉRENTE

Nous travaillons avec l'ion Ca^+ , qui est refroidi par laser sur la transition dipolaire à 397 nm. Le refroidissement laser Doppler nécessite un deuxième laser repompeur à 866 nm pour réintégrer dans le cycle de refroidissement les ions relaxés dans un des niveaux métastables (voir Fig. 1). Ce schéma

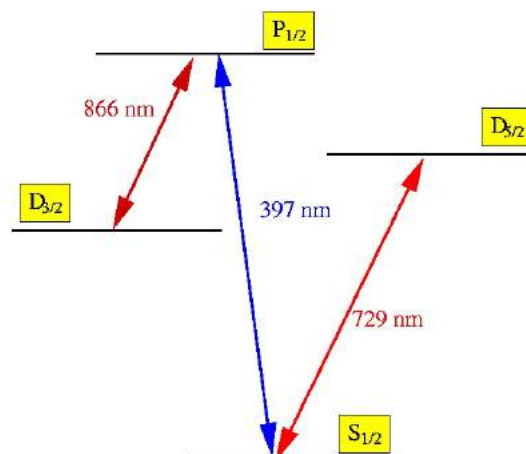


FIGURE 1 : Niveaux d'énergie de Ca^+ impliqués dans la résonance noire à trois photons

d'excitation en Λ peut donner lieu à une résonance noire à deux photons, très sensible à l'effet Doppler, à cause de la grande différence entre les longueurs d'onde impliquées[3]. L'excitation simultanée sur la

transition quadrupolaire électrique à 729 nm crée un schéma d'excitation en N qui peut aboutir, dans certaines conditions expliquées dans [1] à un CPT à trois photons où l'effet Doppler peut être annulé géométriquement.

Pour mettre à profit la raie noire de ce CPT, il faut asservir en phase les trois lasers impliqués dans ce couplage en N . Ceci est rendu possible grâce à un peigne de fréquence commercial [4] qui dans notre cas est sans fréquence d'offset. Ce peigne est asservi sur notre laser à 729 nm, un laser Ti :Sa développé au laboratoire, dont la stabilité relative en fréquence est inférieure à 5×10^{-14} à une seconde. La radiation produite par le laser est acheminée au peigne par une fibre optique de 150 m, et le bruit de phase introduit par ce transfert est compensé à l'arrivée. Les lasers à 866 nm et 794=2*397 nm sont asservis en phase sur le peigne de fréquence, spécialement développé pour l'asservissement simultané de ces trois longueurs d'onde.

CONCLUSION

Nous avons caractérisé les différentes contributions au bruit de phase dans le but d'estimer la stabilité ultime de notre système. Comme ce peigne sans fréquence d'offset (induite d'habitude par le glissement de l'enveloppe par rapport à la phase des pulses femto-seconde) est un dispositif encore récent, nous consacrons beaucoup d'efforts à la caractérisation de ses performances, par rapport au laser d'horloge du laboratoire ou au GPS. Nous présenterons lors de la conférence nos résultats les plus récents sur ce sujet.

RÉFÉRENCES

- [1] C. Champenois, G. Morigi, and J. Eschner, "Quantum coherence and population trapping in three-photon processes," *Phys. Rev. A*, vol. 74, no. 5, p. 053404, 2006.
- [2] C. Champenois, G. Hagel, M. Houssin, M. Knoop, C. Zumsteg, and F. Vedel, "Terahertz frequency standard based on three-photon coherent population trapping," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, no. 1, p. 013001, 2007.
- [3] C. Lisowski, M. Knoop, C. Champenois, G. Hagel, M. Vedel, and F. Vedel, "Dark resonance as a probe for the motional state of a single ion," *Appl. Phys. B*, vol. 81, p. 5, 2005.
- [4] [Online]. Available : http://www.toptica.com/products/frequency_combs/dfc_core.html

INFLUENCE DES EFFETS THERMIQUES SUR L'EFFICACITE DE GENERATION DE SECONDE HARMONIQUE A 488 NM D'UN LASER YB FIBRE MONOMODE, MONOFREQUENCE A BAS-BRUIT.

R. Dubrasquet^{1,2}, J.Boullet¹, N.Traynor¹, J.C. Delagnes², E. Cormier²

¹ Azur Light Systems, 11, Av. de Canteranne, Cité de la photonique, 33600 Pessac, France

² CELIA Université de Bordeaux- CNRS-CEA-UMR 5107, 33405 Talence, France

jean-christophe.delagnes@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

Il a été récemment démontré la production de 4 W à 488 nm par doublement de fréquence d'une source Yb fibrée de 15 W. Afin de comprendre les limitations qui apparaissent à haute puissance, nous avons développé un modèle détaillé capable de prédire ce comportement liée aux effets thermiques. Ce modèle nous permet de prédire le fonctionnement à très haute puissance.

MOTS-CLEFS : *laser ytterbium fibré, génération de seconde harmonique, laser visible, laser stabilisé*

1. CONTEXTE ET MOTIVATIONS

Les lasers « bleus » émettant de 450 à 500 nm ont de nombreuses applications (séquençage ADN, cytométrie, vélocimétrie, holographie, ...). Le doublement de fréquence (SHG) des lasers Yb présente une alternative à l'émission dans les gaz (Ar, HeCd), les diodes (GaN), ou l'*upconversion* dans les matériaux dopés aux terres-rares (Er, Yb, Tm, Pr). En effet les lasers fibrés Yb émettent de très fortes puissances moyennes avec des qualités de faisceau excellentes [1]. Les champs électriques considérables ($>10^7$ V.m⁻¹) associés à ces lasers continus sont capables de générer des effets non-linéaires assez importants. De plus leur qualité spatiale ($M^2 < 1,1$) leur confère une forte brillance permettant de pomper des cristaux lasers et non-linéaires longs. On peut ainsi atteindre de très grandes efficacités de conversion en régime continu (cw). Récemment, il a été démontré la génération de 4W en continu à 488 nm [2] à partir d'une source Yb de 15 W doublée dans un cristal tantalate de lithium (LiTaO₃) en quasi-accord de phase (fig.1). Cette bonne efficacité, essentiellement limitée par la puissance de pompe, montre toutefois d'autres limitations dont l'analyse révèle qu'elles sont dues aux effets thermiques de la pompe et du signal doublé. Cela pose la question du dimensionnement pour un fonctionnement optimal à plus haute puissance.



Fig. 1. Schéma de principe du doublage d'une source Yb 976 nm dans un PPsLT.

2. MODELE ET RESULTATS

Afin de comprendre et de limiter l'impact de ces effets thermiques, nous avons développé un modèle numérique complet. Contrairement à d'autres descriptions approchées [3], ce modèle nous permet de simuler de manière exacte la propagation, la conversion et l'échauffement de faisceaux de forte puissance moyenne dans un cristal en quasi-accord de phase (Mg:OPPLN, PPsLT). Ce modèle reproduit les résultats expérimentaux à 488 nm (fig.2) et nous permet de mettre en lumière les mécanismes de compétition entre les différents effets.

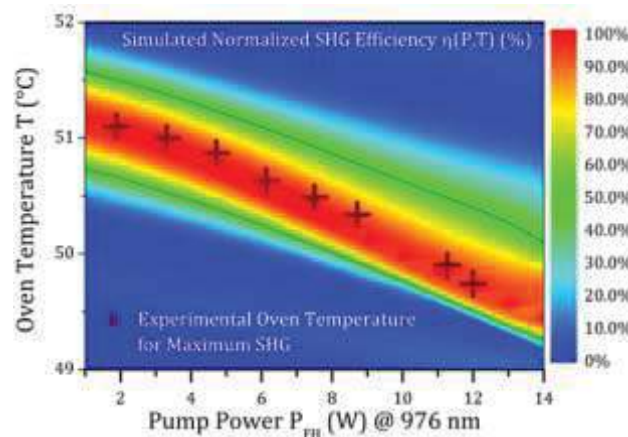


Fig. 2. Comparaison entre les points expérimentaux de température de quasi-accord de phase optimale en fonction de la puissance de pompe (croix) (issus de [2]), et la courbe d'acceptance thermique du cristal en tenant compte des effets thermiques cumulés de la pompe et du signal doublé.

Le bruit d'intensité est également une caractéristique importante dans de nombreuses applications. La précision de ce modèle permet de prédire également comment les fluctuations de puissance de la pompe se répercutent sur le signal doublé. Les mesures expérimentales des fluctuations d'intensité de la pompe et du faisceau doublé sont en excellent accord avec les prévisions théoriques.

Ce modèle nous permet enfin de prédire le fonctionnement à très haute puissance (pompe >40 W). En particuliers, une limitation très sévère apparaît avant même la déplétion de la pompe. Notre étude montre que seul une conception optimale et une gestion efficace des effets thermiques permet de dépasser ce seuil.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Boulet, Y. Zaouter, R. Desmarchelier, M. Cazaux, F. Salin, J. Saby, R. Bello-Doua, and E. Cormier, "High power ytterbium-doped rod-type three-level photonic crystal fiber laser," *Opt. Express* 16, 17891 (2008).
- [2] R. Dubrasquet, J. Boulet, S. Lugan, G. Mery, M. Castaing, N. Traynor, E. Cormier, "Single frequency, ultra-low noise, CW, 4W 488nm fiber laser," *Proc. SPIE 8601, Fiber Lasers X: Technology, Systems, and Applications*, 860112 (February 26, 2013)
- [3] O. A. Louchev, N. E. Yu, S. Kurimura, and K. Kitamura, "Thermal inhibition of high-power second harmonic generation in periodically poled LiNbO₃ and LiTaO₃ crystals," *Appl. Phys. Lett* 87, 131101 (2005)

LG-2DMOT, JET D'ATOMES FROIDS CANALISES ET SES APPLICATIONS

Aurélien Chopinaud¹, Citlali Cabrera-Gutiérrez¹, Josselin Ruaudel¹, Marion Jacquety¹, Bruno Viaris de Lesegno¹, Laurence Pruvost¹

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

laurence.pruvost@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Le LG2DMOT est une source continue brillante d'atomes froids obtenue en canalisant un 2DMOT avec un laser façonné en mode de Laguerre-Gauss.

MOTS-CLEFS : *format ; article ; Word ; LaTeX.(quatre au maximum)*

Parmi les sources d'atomes froids les plus utilisées aujourd'hui, que ce soit pour des appareils de mesure comme les horloges ou les gravimètres ou pour des expériences de physique fondamentale ou pour une préparation en amont de pièges, on trouve le magnéto-optique à deux dimensions (2DMOT). Ce système fonctionne en cellule, opère sur une vapeur –par exemple un alcalin- et utilise deux paires de faisceaux laser pour refroidir selon deux axes de l'espace. Le piégeage est obtenu en ajoutant des bobines qui créent une configuration de champ magnétique quadrupolaire. Le 2DMOT produit sur le troisième axe un jet d'atomes, froids transversalement et relativement lents (la vitesse moyenne du jet de l'ordre de 10 m/s) avec un flux typique de 10^9 à 10^{10} atomes par seconde.

A cause de sa température transverse de l'ordre de 200-400 microkelvins le jet qui sort du 2DMOT diverge. La densité atomique décroît donc rapidement le long de la propagation, perdant un facteur de l'ordre de 100 après 30 cm de propagation par rapport à la sortie de la cellule.

Le LG2DMOT est une source d'atomes froids –ici du rubidium- obtenue à partir d'un piège magnéto-optique à deux dimensions (2DMOT) auquel on a adjoint un faisceau laser façonné en mode de Laguerre-Gauss (LG) qui sert à canaliser les atomes en son centre par effet dipolaire.

Avec un bon choix de l'ordre du mode LG, typiquement entre 8 et 12, avec une fréquence décalée de la résonance de quelques gigahertz et une puissance de 100-300 mW, on réalise une canalisation de 0.8 mm de diamètre de 90% des atomes qui sortent du 2DMOT (soit 10^9 à 10^{10} atomes par seconde) et effective sur 30-40 cm de long. Le jet atomique ainsi obtenu est brillant avec une densité 100-200 fois plus grande qu'en régime non canalisé. La vitesse longitudinale du jet est de l'ordre de 10 m/s de la température transverse des atomes de l'ordre de 400 microkelvins.

De plus, si le mode LG a sa fréquence asservie sur la transition $5S_{1/2} F=1 \rightarrow 5P_{3/2} F'=2$ de l'isotope ^{87}Rb , il réalise de plus le repompage au sein du 2DMOT. La source canalisée ainsi produite, appelée LG-2DMOT, fonctionne donc avec seulement deux lasers, i.e. le piégeant et le mode LG repompeur-canaliseur.

Le LG2DMOT a permis de charger rapidement et efficacement un 3DMOT, réalisé avec des faisceaux piégeant de faible taille et de faible puissance (quelques milliwatts). D'autres applications envisagées ainsi que la miniaturisation possible du système de façonnage du laser en mode LG seront présentées.

RÉFÉRENCES

- [1] C. Cabrera-Gutiérrez, Thèse de doctorat de l'université Paris-Sud, Orsay, 2014.
- [2] V. Carrat, C. Cabrera-Gutiérrez, M. Jacquy, J. R. W. Tabosa, B. Viaris de Lesegno, and L. Pruvost, "Long-distance channeling of cold atoms exiting a 2D magneto-optical trap by a Laguerre–Gaussian laser beam", *Opt. Lett.*, vol. 39, pp. 719-722, 2014.

DEFORMATION CONIQUE INDUITE PAR LASER

Antoine Girot, Romain Pascalie, Julien Petit, Hamza Chraïbi, Ulysse Delabre, Jean-Pierre Delville

Univ. Bordeaux, LOMA, UMR 5798, F-33400 Talence, France.

CNRS, LOMA, UMR 5798, F-33400 Talence, France.

antoine.girot@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

Une interface entre deux liquides peut être déformée sous l'effet de la pression de radiation optique induite par laser. Nous montrons ici que cette déformation peut devenir instable et adopter une forme conique analogue aux cônes de Taylor observés sous champ électrique. Nous avons étudié le comportement de ce cône en fonction des paramètres expérimentaux (puissance du laser, rayon au col du faisceau, contraste d'indices) et montré les différences avec les cônes classiques de Taylor. Une étude numérique permet de rendre compte des résultats observés. Dans certaines conditions, nous mettons en évidence la formation de jets multiples à partir de ce cône.

MOTS-CLEFS : *pression de radiation, interface liquide, instabilité*

Il y a un siècle, Zeleny [1] démontrait que des interfaces fluides peuvent devenir instables lorsqu'elles sont soumises à un champ électrique suffisamment intense. En effet, lorsque la pression électrique excède la pression de Laplace, l'interface adopte une forme conique (« cônes de Taylor ») et émet un jet très fin qui se brise généralement en gouttelettes.

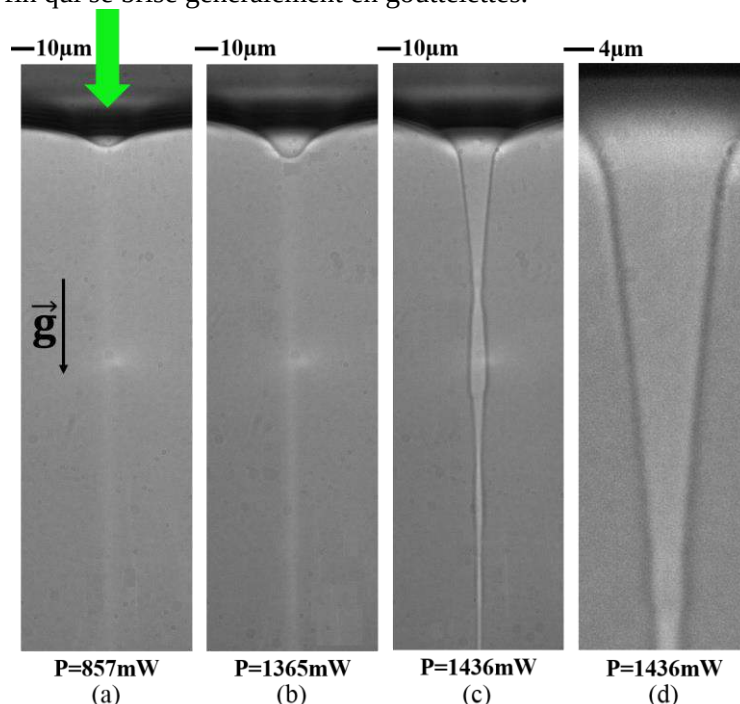


Fig.1: (a)(b)(c) Évolution de la déformation d'interface avec la puissance laser dans des phases de microémulsions critiques à $T-T_c=20K$. (d) Zoom sur la déformation conique induite à $P=1436mW$. Le rayon au col du faisceau est $8,35\mu m$. La flèche verte indique le sens de propagation du faisceau laser.

Dans ce travail, nous généralisons cette manifestation électro-hydrodynamique au régime optique en considérant la pression de radiation induite par une onde laser continue. Sous l'action de la lumière, une interface liquide peut être déstabilisée et former un jet [2]. Nous montrons ici qu'un

cône liquide peut aussi émerger de cette instabilité et ceci pour différents systèmes fluides. Comme dans le cas des cônes de Taylor, cette forme conique induite optiquement est très stable et robuste. Nous avons caractérisé l'évolution de l'angle du cône en fonction de la puissance laser incidente, du rayon au col du faisceau ainsi que du contraste d'indice de deux phases. Une étude numérique a également été réalisée et permet de rendre compte des résultats observés. Pour de grands contrastes d'indice et rayons au col de faisceau, des jets multiples apparaissent au niveau de ce cône à fortes puissances laser, de manière similaire à l'électro-hydrodynamique en champs intenses. Cette nouvelle manifestation optique suggère ainsi une forte analogie entre électro- et opto-hydrodynamique.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Zeleny, "Instability of electrified liquid surfaces", Phys. Rev. 10, 1 (1917).
- [2] J. P. Delville, et al. "Laser microfluidics: fluid actuation by light", J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 11, 034015 (2009)

ETUDE D'UN POINTEUR LASER A PHOTONS JUMEAUX

C. Autebert¹, Y. Halioua¹, G. Maltese¹, A. Lemaitre², C. Gomez², M. Amanti¹, C. Sirtori¹ and S. Ducci¹

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

² Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS-UPR 20, Route de Nozay, 91460, Marcoussis, France

sara.ducci@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la conception et la caractérisation d'une diode laser opérant sur un mode de Bragg pour la génération de paires de photons intriqués intracavité.

MOTS-CLEFS : *diode laser; optique quantique ; photons intriqués*

1. INTRODUCTION

La génération, manipulation et détection d'états non classiques de la lumière sur puce constitue un enjeu majeur pour les technologies de l'information quantique. De ce point de vue la maturité et la versatilité des plateformes en semiconducteurs ouvrent des perspectives très prometteuses pour la réalisation de composants ultra-compacts. Ces dernières années des progrès spectaculaires ont permis de réaliser des sources d'états quantiques performantes en AlGaAs, en Silicium sur Isolant ou encore en Silice-sur-Silicium. La possibilité d'injection et de contrôle électrique de ces dispositifs constitue un enjeu majeur du point de vue de l'intégration; dans ce contexte la plateforme AlGaAs présente un intérêt particulier grâce à sa structure de bande directe ainsi que à l'effet électro-optique.

Nous présentons nos résultats sur la conception et l'étude d'une diode laser opérant sur le mode fondamental d'un guide de Bragg AlGaAs dessinée pour l'émission de paires de photons par conversion paramétrique (cf. fig. 1a) [1]. L'étude expérimentale du dispositif est mise en perspective par un travail de modélisation opto-électronique du composant.

2. LASER A MODE DE BRAGG

Les guides d'onde où le confinement de la lumière est assuré par des gaines dans la direction épitaxiale, la définition d'un ruban dans la direction transverse et la rétroaction optique par la réflectivité des facettes aux extrémités du guide constitue un type de résonateur couramment utilisé pour la réalisation de lasers en semiconducteurs sur puce. Les propriétés optiques – longueur d'onde, dispersion... - sont déterminés par l'indice optique du matériau et par la géométrie du guide. Dans le cas de notre dispositif, le contrôle de la dispersion des différents modes supportés par le résonateur est déterminant, pour satisfaire la condition d'accord de phase et optimiser le processus de conversion paramétrique. De ce point de vue les modes fondamentaux des guides de Bragg se révèlent être particulièrement intéressants pour un contrôle fin de la dispersion tout en gardant limitée la teneur en Aluminium du dispositif.

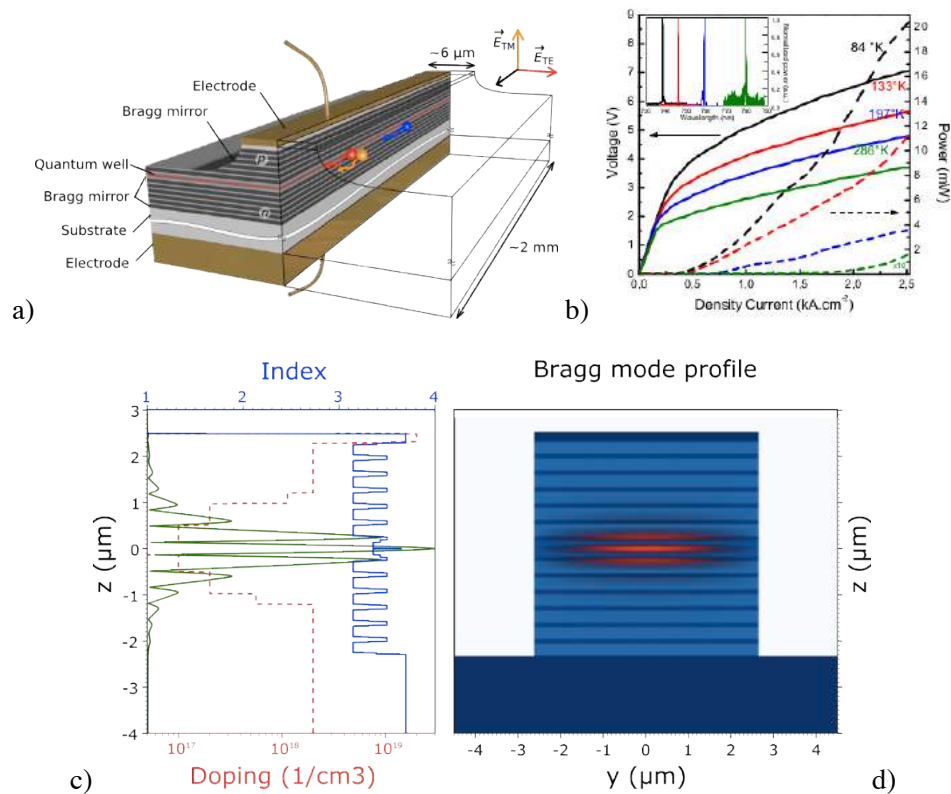


Fig. 1 : a) Schéma de la source de paires de photons pompée électriquement ; b) Caractéristiques courant-tension en fonction de la température. L'insert montre le spectre d'émission en fonction de la température ; c) Profil d'indice, de dopage et du mode de Bragg fondamental ; d) Distribution transverse d'intensité du mode laser dans le dispositif.

3. MODELISATION ET ETUDES EXPERIMENTALES

La structure de la diode consiste d'un cœur en $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ où est inséré un puits quantique en $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$, émettant à 780nm ; le guidage est assuré par deux miroirs de Bragg $\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$. La courbe courant-tension mesurée en régime de pompage à 40 kHz avec des impulsions de 60 ns (cf. fig. 1b) permet de démontrer l'émission laser avec un seuil de 0.5 kA/cm^2 et des puissances internes estimées à plusieurs dizaines de mW. De plus, l'imagerie du profil du champ émis permet de confirmer l'oscillation sur le mode de Bragg. Nous avons étudié le comportement du dispositif en fonction de la température ; ceci constitue un paramètre d'ajustement de la longueur d'onde d'émission ce qui a une importance cruciale pour le processus de conversion paramétrique. L'évolution de la fréquence d'émission et du mode laser seront discutés et mis en perspective via les simulations optoélectroniques du dispositif.

4. CONCLUSION

Nous avons étudié le fonctionnement d'une diode laser émettrice de paires de photons. Les caractéristiques du dispositif sont très prometteuses pour la démonstration d'une source de photons intriqués pompée électriquement fonctionnant à température ambiante.

REFERENCES

- [1] F. Boitier et al. « Electrically Injected Photon-Pair Source at Room Temperature », Phys. Rev. Lett., 112, p183901, 2014.
- [2] C. Autebert et al. "Integrated AlGaAs source of highly indistinguishable and energy-time entangled photons", Optica 3, 143 (2016).

SOURCES LASERS A 626NM ET 313NM POUR LE REFROIDISSEMENT D'IONS Be^+

Albane Douillet^{1,2}, Johannes M. Heinrich¹, Nicolas Sillitoe¹, Thomas Louvradoux¹,
Jean-Philippe Karr^{1,2}, Laurent Hilico^{1,2}

¹ Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-Sorbonne Universités, CNRS, ENS-PSL Research University, Collège de France

² Département de Physique, Université d'Evry Val d'Essonne, rue du père André Jarlan, 91025 Evry

albane.douillet@lkb.upmc.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons les sources laser à 626 nm et 313 nm développées pour refroidir par laser des ions $^9\text{Be}^+$.

MOTS-CLEFS : *spectroscopie ; refroidissement sympathique ; ions moléculaires ;*

Le dispositif expérimental développé dans notre équipe est articulé autour de la spectroscopie haute résolution d'ions froids H_2^+ , afin de réaliser une mesure optique directe de l'une des constantes les plus fondamentales en physique : le rapport de masse proton/électron [1-3].

La technique de refroidissement utilisée, appelée refroidissement sympathique est basée sur le piégeage simultané, d'ions Béryllium ($^9\text{Be}^+$) refroidis par laser et des ions H_2^+ .

Nous présentons les sources laser à 313 nm nécessaires au refroidissement par laser des ions Be^+ que nous avons développées, ainsi que la stabilisation en fréquence de ces lasers sur une raie de la molécule d'iode. Deux systèmes à 626nm ont été réalisés [4-7]:

- Une source puissante obtenue par somme de fréquence de lasers à fibre dans l'infrarouge selon le processus $1050\text{nm}+1550\text{nm} \rightarrow 626 \text{ nm}$, suivi d'un doublage en fréquence
- Une source faible coût et peu puissante basée sur des diodes laser à 626 nm doublées en fréquence

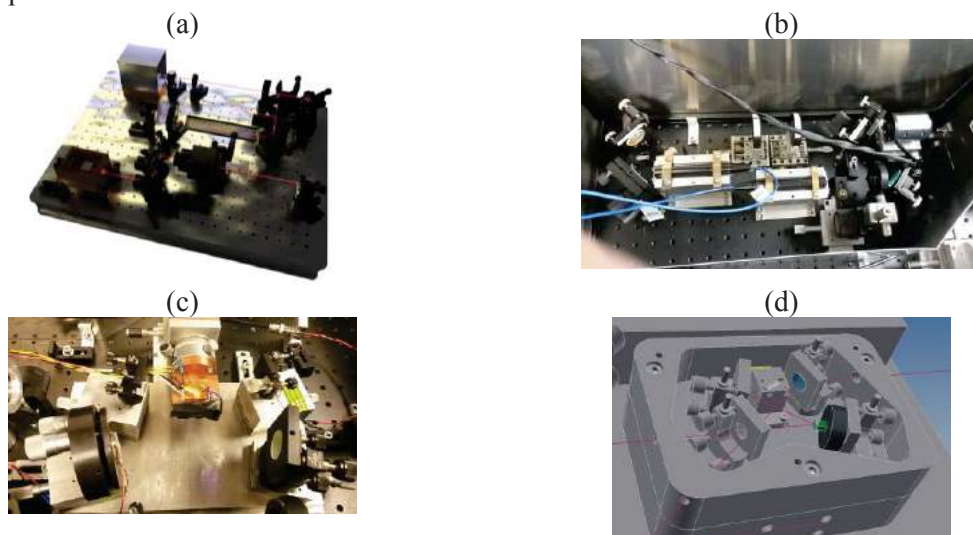


Fig. 1 : (a) diode laser à 626nm. (b) somme de fréquence des lasers à fibre 1050nm+1550nm $\rightarrow$ 626 nm. (c) et (d) cavités de doublage de fréquence 626nm+626nm $\rightarrow$ 313 nm.

RÉFÉRENCES

- [1] J.-Ph. Karr et al., Appl. Phys B **107**, 1043 (2012); V. I. Korobov et al., Phys. Rev. Lett. **112**, 103003 (2014).
- [2] J. Biesheuvel et al., Nature Comm. **7**, 10385 (2016)
- [3] U. Bressel et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 183003 (2012).
- [4] A. C. Wilson et al., Appl. Phys. B **105**, 741 (2011).
- [5] H.-Y. Lo et al., Appl. Phys. B **114**, 17 (2014).
- [6] H. Ball et al., Rev. Sci. Instr. **84**, 063107 (2013).
- [7] F. M. J. Cozijn et al, Opt. Lett. **38**, 2370 (2013).

TOMOGRAPHIE DE LA POLARISATION D'UN DISPOSITIF D'ÉLECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE EN CAVITÉ EXCITÉ DE MANIÈRE RÉSONANTE

P. Hilaire¹, C. Antón¹, C. Kessler¹, J. Demory¹, N. Somaschi¹, C. Gómez¹, A. Lemaître¹, I. Sagnes¹, O. Krebs¹, D. Lanzillotti Kimura¹, P. Senellart^{1 2}, L. Lanco^{1 3}

¹ Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS, UPR20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

² Département de Physique, Ecole Polytechnique, F-91128 Palaiseau, France

³ Université Paris Diderot – Paris 7, 75205 Paris CEDEX 13, France

paul.hilaire@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous avons développé une technique de tomographie complète de la polarisation d'un faisceau optique cohérent ayant interagi avec une boîte quantique couplée à un micro-pilier.

MOTS-CLEFS : Boîte quantique ; Electrodynamique quantique en cavité ; Tomographie de polarisation

INTRODUCTION

Le développement d'un réseau quantique nécessite une interface efficace entre qubits stationnaires et qubits volants [1]. Une piste prometteuse consiste à insérer des boîtes quantiques (BQ) semi-conductrices dans des cavités micro-piliers qui peuvent être utilisées comme des sources de photons uniques [2] mais sont aussi d'excellentes interfaces lumière/matière [3]. Si l'énergie des photons incidents est en résonance avec la transition excitonique de la BQ, le dispositif peut modifier énormément les caractéristiques de polarisation des photons réfléchis.

Dans nos expériences, nous étudions la rotation de polarisation de la lumière cohérente interagissant avec une BQ unique couplée de manière déterministe dans une cavité micro-pilier. [4] [5]. Notre dispositif expérimental permet une analyse complète de la polarisation du photon (Fig. (b) 1).

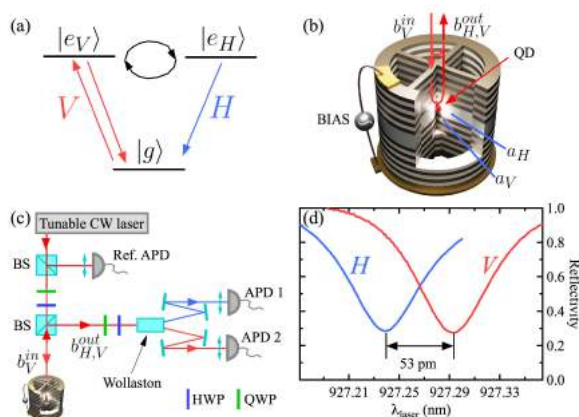


FIGURE 1 : (a) Schéma des trois niveaux d'un exciton. (b) Représentation schématique du dispositif BQ-cavité contrôlé électriquement avec une tension (BIAS). (c) Représentation du dispositif expérimental. (d) Réflectivité des deux modes de la cavité en fonction de la longueur d'onde du laser d'excitation.

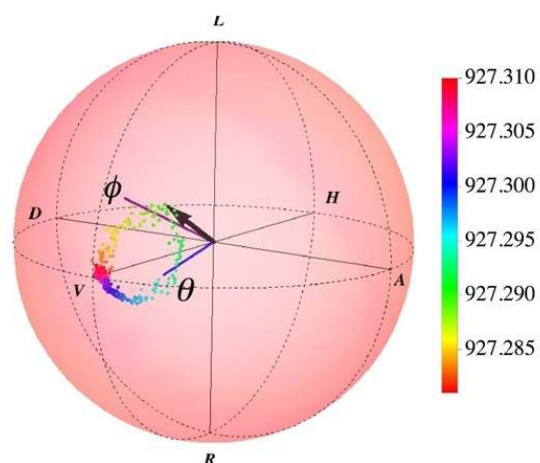


FIGURE 2 : Modification de la polarisation de la lumière réfléchie en fonction de la longueur d'onde du laser d'excitation.

Nous excitons le système avec un faisceau laser incident polarisé verticalement (V). Le faisceau réfléchi contient une contribution polarisée V mais également une composante polarisée H suite à l'émission spontanée de photons par la BQ(Fig. 1 (a)). Ceci implique une rotation de la polarisation des photons sortant de la cavité. Le dispositif est contacté électriquement (Fig. 1 (b)) afin de varier l'énergie de la BQ et de l'amener en résonance avec le mode V de la cavité (Fig. 1 (d)). En variant l'énergie du laser d'excitation (ω), on peut visualiser l'évolution de cette superposition cohérente $\alpha|H\rangle + \beta|V\rangle$ sur la sphère de Poincaré (Fig. 2).

Nous montrerons que la tomographie de polarisation est une technique particulièrement utile pour étudier en détail le fonctionnement des dispositifs d'électrodynamique quantique en cavité. Nous présenterons également les perspectives de cette technique pour l'implémentation d'expériences d'interfaçage entre la mémoire quantique (le spin) et la polarisation optique [3]

BIBLIOGRAPHY

- [1] D. Loss, D. P. DiVincenzo'' *Phys. Rev. A*, vol. 5, pp. 120–126, 1998.
- [2] N. Somaschi, V. Giesz, L. De Santis, J. C. Loredó, M. P. Almeida, G. Horecker, S. L. Portalupi, I. Sagnes, D. Lanzillotti Kimura, A. Lemaître, A. Auffeves, A. G. White, L. Lanco, P. Senellart *Nature Photonics*, vol. 101, pp. 267404, 2016.
- [3] C. Arnold, J. Demory, V. Loo, A. Lemaître, I. Sagnes, M. Glazov, O. Krebs, P. Voisin, P. Senellart, L. Lanco *Nature Communications*, vol. 6, pp. 6236, 2015.
- [4] A. Dousse, L. Lanco, J. Suffczyński, E. Semenova, A. Miard, A. Lemaître, I. Sagnes, C. Roblin, J. Bloch, P. Senellart *Nature communications*, vol. 101, pp. 267404, 2008.
- [5] A. K. Nowak, S. L. Portalupi, V. Giesz, O. Gazzano, C. Dal Savio, P-F. Braun, K. Karrai, C. Arnold, L. Lanco, I. Sagnes, A. Lemaître, P. Senellart *Nature communications*, vol. 5, pp. 3240, 2014.

SEEDING OF MODULATION INSTABILITY IN A FIBER RING CAVITY

Abdelkrim Bendahmane, Julien Fatome, Christophe Finot, Guy Millot, and Bertrand Kibler

Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne UMR 6303 CNRS/Université de Bourgogne
 Franche-Comté, 21078 Dijon, France
[*Abdelkrim.Bendahmane@u-bourgogne.fr](mailto:Abdelkrim.Bendahmane@u-bourgogne.fr)

ABSTRACT

We experimentally and numerically investigate the impact of coherent and incoherent seeding of the modulation instability process in a nonlinear fiber ring cavity.

MOTS-CLEFS : *Fiber ring cavity; Modulation instability; Coherent and incoherent seeding.*

1. INTRODUCTION

The coherent-driven (seeded) modulation instability (MI) has been extensively studied since the 1980s, in the context of optical fibers [1], in particular for generating high-repetition-pulse trains and for parametric amplification. The MI gain spectrum is known to be highly sensitive to the presence of a weak-co-propagating seed which creates the initial modulation that will be preferentially amplified relative to any other noise frequency. The developed MI spectrum consists in a comb of harmonics generated through cascading of four-wave mixing processes. More recently, this has led to the complete analysis of full breather dynamics related to the MI process in almost-conservative systems. However, in the special case of fiber ring cavities, it has been already shown that the cavity boundary conditions play, in addition to the fiber nonlinearity and dispersion, a crucial role in the propagation dynamics [2-3]. In this contribution, we investigate and compare different configurations of MI process in the case of a fiber ring cavity, namely the noise-driven (spontaneous) regime, and coherent or incoherent seeding of MI. Such pumping configurations are now quite involved in microresonator optical frequency combs.

2. EXPERIMENTAL SET-UP AND RESULTS

Our experimental setup is based on a resonant passive fiber ring cavity made of 27 m-long segment of highly nonlinear optical fiber. A 90/10 coupler is used to form the fiber loop cavity. The resulting cavity finesse was estimated to be 18. A strong cw pump (1552 nm, linewidth <1 KHz) and a weak cw probe (or a weak filtered broadband amplified spontaneous emission (ASE)) are combined before injection into the cavity. The experimental spectra are then recorded with a high resolution (5 MHz) optical spectrum analyzer. We first performed a set of experiments without a probe. We observed the emergence of MI sidebands equally separated and detuned by ~440 GHz for an input power $P_0 = 0.3$ W (blue line in Fig. 1(a)). The analysis of the first spectral sidebands revealed a full-width at -10 dB of about 30 GHz. By seeding the MI process with a weak cw probe (black line in Fig. 1(a)), we obtained a more developed MI spectrum with more spectral sidebands and higher peak intensities. In addition, the spectral bandwidth of the first sidebands is reduced by more than two orders of magnitude, thus potentially revealing a highly coherent frequency comb. On the contrary when seeding the MI with a 40 GHz ASE probe (red line in Fig. 1(a)), we observe no sideband bandwidth reduction and only few changes on the spectrum.

In addition to the spectral measurements, we also performed temporal characterization on the intracavity field. Figures 1(b-d) depict the different recorded autocorrelation traces. For the unseeded case shown in Fig. 1(b), we observe a modulated trace related to the formation of a train of short pulses on finite cw background inside the cavity. However, this modulation is limited to the

central part indicating the moderate coherence of the train. With the addition of the coherent cw seed (Fig. 1(c)), the trace becomes nearly sinusoidal corresponding to a more coherent and contrasted pulse train. On the other side, when the seed is incoherent (Fig. 1(d)) the quality of the pulse train is deteriorated which is indicated by the attenuation of the central modulation. This degradation is due to the additional noise brought by the seed.

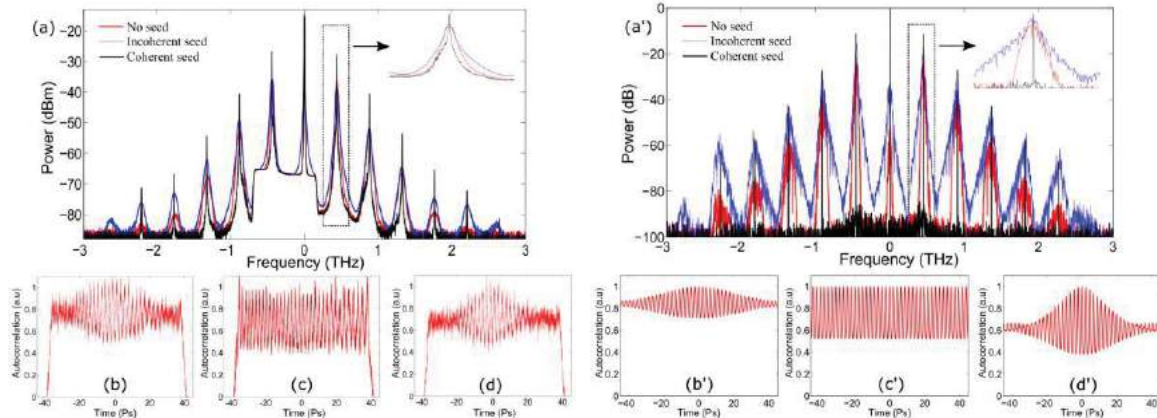


Fig. 1 : Left panel : (a) Experimental intracavity spectrum for no seed (blue), coherent seed (black) and 40 GHz incoherent seed (red). (b-d) Autocorrelation traces recorded for (b) no seed, (c) coherent seeded, (d) 40GHz incoherent seed. Right panel: (a'-d') Numerical corresponding results.

3. NUMERICAL MODELING

The spectral and temporal measurements have shown a dependence of the MI dynamics on the seeding nature. To get more insight into these observations, we performed, for the same experimental conditions, numerical simulations based on the integration of the Ikeda map [2-3]. The results of these simulations are shown on the right panel of figure 1 (labeled (a') to (d')) and corresponding to the experimental results shown in (a) to (d) respectively). These results exhibit good qualitative agreements with experiments both in the spectral and temporal domains. They show that the coherent seeding, indeed, permits to increase the coherence of the generated pulse train while an incoherent seed deteriorates it, more or less, depending on its bandwidth. These simulations also indicate that the temporal profile of the generated pulse train through coherent-driven MI corresponds to a regular train of short pulses (~ 600 fs) on a low finite background (not shown here).

CONCLUSION

We have investigated and compared the influence of different seeding configurations on the harnessing of modulation instability process taking place in a moderate quality-factor optical resonator. Our results are well reproduced by numerical simulations. These results may have echoes in other optical and physical driven systems described by the Lugiato-Lefever equation.

REFERENCES

- [1] A. Hasegawa, "Generation of a train of soliton pulses by induced modulational instability in optical fibers Optical Fiber," Opt. Lett. Vol 9, pp. 288, 1984.
- [2] M. Haeltermann *et al.*, "Dissipative modulation instability in a nonlinear dispersive ring cavity," Opt. Commun. Vol. 91, pp. 401, 1992.
- [3] S. Coen and M. Haeltermann, "Modulational instability induced by cavity boundary conditions in a normally dispersive optical fiber," Phys. Rev. Lett. vol. 79, pp. 4139, 1997.

GÉNÉRATION DE TRAINS DE PHOTONS UNIQUES DE FORTE INDISCERNABILITÉ À L'ÉTAT SOLIDE

N. Somaschi¹, C. Antón¹, T. Grange², L. De Santis^{1,3}, V. Giesz¹, G. Coppola¹, I. Sagnes¹, A. Lemaître¹, A. Auffeves³, P. Senellart^{1,4}

¹ CNRS-LPN Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Université Paris-Saclay, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

² Université Grenoble-Alpes, CNRS, Institut Néel, "Nanophysique et semiconducteurs" group, F-38000 Grenoble, France

³ Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, F-91405 Orsay, France

⁴ Département de Physique, Ecole Polytechnique, Université Paris-Saclay, F-91128 Palaiseau, France

guillaume.coppola@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions les effets du délai temporel inter-photons et de la température sur l'indiscernabilité et la pureté des photons uniques émis par une boîte quantique.

MOTS-CLEFS : *Scalability, photons uniques, indiscernabilité, auto-correlation.*

Les deux éléments nécessaires à la construction d'un réseau photonique quantique sont des sources de photons uniques et des portes quantiques déterministes [1]. Pour atteindre le régime des clusters à grands nombres de photons, ces sources doivent permettre d'émettre des trains de photons hautement indiscernables les uns des autres.

Nos sources de photons uniques sont constituées d'une boîte quantique semi-conductrice couplée de façon déterministe à une cavité micro-pilier (figure 1). Dans ce système, le fort effet Purcell – $F_p \sim 9$ – permet une émission très rapide des photons – $T_1 \sim 80$ ps – ce qui minimise les processus de décohérence induit notamment par le couplage aux phonons. Par ailleurs, un contrôle électrique des sources permet de réduire le bruit de charge autour de la boîte quantique. Nous avons récemment démontré la fabrication de sources de photon unique brillantes avec une indiscernabilité des photons successivement émis supérieure à 98% [2].



FIGURE 1 - Source semiconductrice de photons uniques : la boîte quantique est couplée à une cavité constituée de deux miroirs de Bragg, et la structure dopée p-i-n est connectée électriquement.

Nous étudions la possibilité de générer un grand nombre de photons indiscernables avec une source. Pour cela, nous réalisons une expérience de coalescence pour deux photons émis par une source avec un délai variable [3]. La figure 2 montre une très faible décroissance de l'indiscernabilité avec le délai, mettant en évidence de très faibles effets de déphasage pur. En utilisant un taux de répétition de 0.5 GHz, il serait ainsi possible de générer plusieurs centaines de photons présentant une indiscernabilité supérieure à 90%.

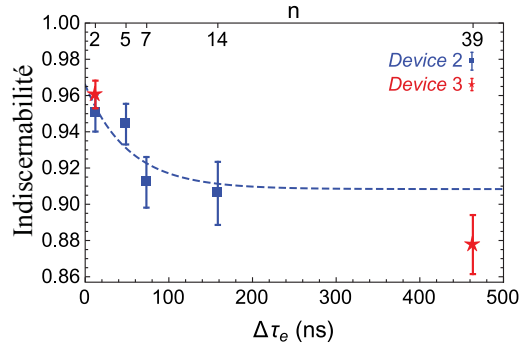


FIGURE 2 - Indiscernabilité entre deux photons uniques provenant de deux pulses séparés d'un délai temporel $\Delta\tau_e$ correspondant à n pulse d'écart (échelle du haut).

Nous étudions dans un second temps le rôle de l'effet Purcell sur la robustesse en température de l'indiscernabilité [4]. En couplant la raie zero-phonon avec le mode de cavité, l'accélération de l'émission spontanée conduit à une réduction de l'émission assistée par phonon. Nous observons ainsi une indiscernabilité qui décroît très faiblement en température (en rouge dans la figure 3) par rapport à la situation sans effet Purcell (en bleu dans la figure 3).

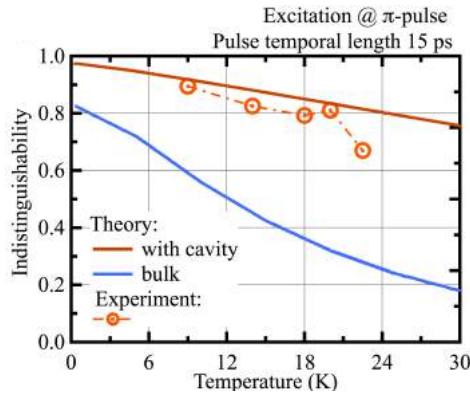


FIGURE 3 – Indiscernabilité entre deux photons émis par la boîte quantique à 12 ns d'intervalle, en fonction de la température de la source. Symboles : résultats expérimentaux ; courbe rouge : valeurs théoriques pour une boîte quantique en cavité ; courbe bleue : valeurs théoriques pour une boîte quantique sans cavité.

RÉFÉRENCES

- [1] T. D. Ladd, et al, Nature 464, 45 (2010).
- [2] N. Somaschi, et al, "Near-optimal single-photon sources in the solid state", Nature Photonics (2016) - doi:10.1038/nphoton.2016.23
- [3] J.C. Lored, N.A. Zakaria, N. Somaschi, C. Anton, L. de Santis, V. Giesz, T. Grange, M.A Broome, O. Gazzano, G. Coppola, I. Sagnes, A. Lemaitre, A. Auffeves, P. Senellart, M. P. Almeida, and A.G. White, "Scalable performance in solid-state single-photon sources", Optica 3, 433-440 (2016).
- [4] T. Grange et al, *in progress*

SOUSTRACTION DE PHOTON À PARTIR D'UN ÉTAT DE VIDE COMPRIMÉ MULTIMODE

Adrien Dufour¹, Clément Jacquard¹, Young-Sik Ra¹, Claude Fabre¹, Valentina Parigi¹, Nicolas Treps¹

¹ Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-Sorbonne Universités, CNRS, ENS-PSL Research University, Collège de France; 4 place Jussieu, 75252 Paris, France

adrien.dufour@lkb.upmc.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons notre implémentation d'une soustraction de photon, reposant sur la somme de fréquences et la mise en forme d'impulsion, adaptée au régime quantique multimode.

MOTS-CLEFS : mise en forme d'impulsion ; soustraction de photon ; optique quantique multimode

1. MOTIVATION

Durant la dernière décennie, la soustraction et l'addition de photons sont apparus comme des ingrédients clés de l'ingénierie d'états quantiques [1]. En effet, ils entrent en jeu dans la génération et la manipulation d'états quantiques, la création d'intrication ainsi que dans la distillation d'intrication. En particulier, soustraire un photon à un état de vide comprimé multimode généré par l'oscillateur paramétrique optique (SPOPO) présent au laboratoire nous permettra de générer des états à fonction de Wigner négative, qui sont une des ressources essentielles pour l'information quantique.

Les techniques usuelles de soustraction de photon reposent sur des lames partiellement réfléchissantes et des modules de comptage de photons, et elles se sont principalement appliquées à la manipulation d'états à un ou deux modes. Si elles ont prouvé leur viabilité, ces techniques souffrent tout de même de certains défauts : tout d'abord une faible capacité de changement d'échelle, puisque le nombre d'éléments optiques à introduire augmente linéairement avec le nombre de modes ; ensuite un manque de possibilités d'ajustement, car changer la transformation implique de changer les optiques utilisées.

Nous présentons ici une technique connue sous le nom de QPG (pour *quantum pulse gate*) [2], qui agit comme une lame semi-réfléchissante ajustable et qui rend possible l'extraction de photons uniques d'un faisceau multimode, avec la possibilité de choisir de quel mode ce photon sera extrait.

2. RÉALISATION

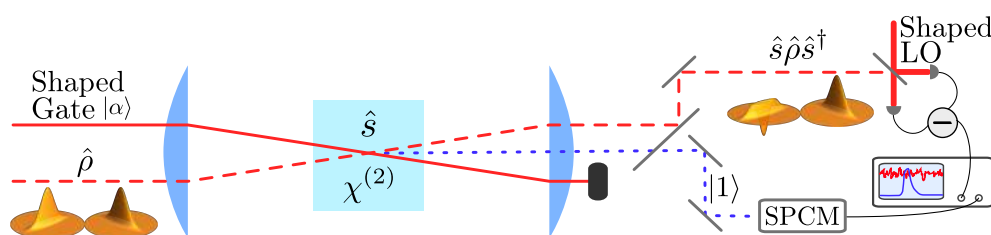


FIGURE 1 : Montage optique de la QPG. La fonction de Wigner d'un état de vide comprimé à deux modes est montré à gauche, l'état après soustraction à droite. La soustraction s'opère sur le premier mode.

L'état du rayonnement produit par notre SPOPO (sous le seuil) est du vide comprimé spectralement multimode [5], à partir d'un peigne de fréquence centré à 795 nm avec une largeur à demi-hauteur (FWHM) de 10 nm et un taux de répétition de 76 MHz.

La QPG consiste en une génération de somme de fréquences en configuration quasi-colinéaire [3] (Fig 1). Nous travaillons en régime impulsionnel, avec un cristal de BiBO. Dans ce cristal se croisent un faisceau signal, qui peut être décrit par un état quantique multimode $\hat{\rho}$, et un faisceau cohérent intense (appelé faisceau d'extraction), dont l'impulsion est mise en forme par un modulateur spatial en fonction du mode dans lequel on veut extraire un photon. Un photon unique est généré par somme de fréquences : un photon disparaît du champ du signal, un autre du champ intense cohérent, et un photon de fréquence double est créé dans le mode de la somme de fréquence. Détecté par un module de comptage de photons à très bas bruit, ce photon servira à indiquer la réussite de la soustraction de photon.

En changeant la forme de l'oscillateur local, la détection homodyne nous permet de mesurer la compression (*squeezing*) sur chacun des modes du vide comprimé multimode. En adaptant la forme spectrale du faisceau d'extraction, il est aussi possible de choisir de quel mode (ou de quelle superposition de modes) on veut enlever un photon, sans affecter la pureté de l'état. Ce contrôle à la fois sur l'état produit et sur sa détection à l'aide d'un modulateur spatial confère à notre dispositif une précieuse flexibilité.

Le faisceau de signal est ensuite envoyé sur une lame semi-réfléchissante pour être mélangé à un faisceau mis en forme (appelé l'oscillateur local) puis mesuré sur des photodiodes rapides, réalisant ainsi une détection homodyne qui nous permet d'accéder aux quadratures du champ et à leurs fluctuations [4].

RÉFÉRENCES

- [1] M. S. Kim, "Recent developments in photon-level operations on travelling light fields", J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. **41**(1), 3001 (2008)
- [2] A. Eckstein, B. Brecht and C. Silberhorn, "A quantum pulse gate based on spectrally engineered sum frequency generation", Opt. Express **19**(15), 137708 (2011)
- [3] V. Averchenko, V. Thiel, N. Treps and C. Fabre, "Nonlinear photon subtraction from a multimode quantum field", Phys. Rev. A **89**, 063808 (2014).
- [4] O. Morin, C. Fabre, and J. Laurat, "Experimentally accessing the optimal temporal mode of traveling quantum light states", Phys. Rev. Lett. **111**, 213602 (2013)
- [5] J. Roslund, R. Meideros de Araújo, S. Jiang, C. Fabre and N. Treps, "Wavelength-multiplexed quantum networks with ultrafast frequency combs", Nat. Photonics **8**, 109112 (2014)

PROTOCOLE D'INFORMATIQUE QUANTIQUE AVEC DES ATOMES FROIDS

Rudy Romain, Katarzyna Krzyzanowska, Michael Copley-May, Calum MacCormick, Silvia Bergamini

The Open University, Walton Hall, Milton Keynes, MK7 6AA, United Kingdom

rudy.romain@gmail.com

RÉSUMÉ

Ce travail présente le dispositif expérimental développé pour réaliser un protocole d'informatique quantique ne nécessitant qu'un seul qubit de contrôle. Ce dispositif est principalement constitué d'un piège dipolaire et d'un système de lasers permettant des excitations de Rydberg. Les résultats de la caractérisation du piège dipolaire seront également développés.

MOTS-CLEFS : *informatique quantique; piège dipolaire; atomes de Rydberg, corrélations non-classiques*

Il est aujourd'hui établi que des protocoles quantiques permettent d'atteindre des performances de calcul bien plus élevées que les protocoles classiques. Cependant, aucun mécanisme n'a été identifié comme la source de cette puissance de calcul. L'intrication a longtemps été vu comme l'ingrédient nécessaire à la création de protocoles quantiques. Mais il a été montré que d'autres types de corrélations non-classiques, appelées *discord quantique*, pouvaient être utilisées dans le même but [1]. Contrairement à l'intrication, elles sont beaucoup moins sensibles à la décohérence [2]. Un élément important pour la réalisation d'un protocole est le nombre de qubits de contrôle nécessaire à l'algorithme. Plus le nombre de qubits est élevé, plus les effets de décohérence sont importants. Le cas le plus favorable est donc celui pour lequel un seul qubit est nécessaire, dont un des exemples est appelé protocole déterministe quantique à un qubit ou DQC1 (Deterministic Quantum Computation with one qubit).

Il a été récemment proposé de mettre en oeuvre ce protocole à l'aide d'atomes de Rydberg piégés dans deux pinces optiques de taille micrométrique, contenant respectivement le qubit de contrôle et le registre de qubits [3]. Ces micro-pièges doivent être suffisamment proches pour permettre l'interaction entre atomes de Rydberg. Les opérations sur les qubits sont réalisées par l'intermédiaire d'impulsions lasers. Ce travail montre qu'il est possible de calculer la trace d'une matrice de $2^{100} \times 2^{100}$ éléments, soit additionner 10^{30} nombres, ce qui dans un cas général n'est pas envisageable avec un algorithme classique.

Nous présentons les différents éléments de notre dispositif expérimental qui vont permettre la réalisation du protocole DQC1 selon la méthode proposée par [3]. Le dispositif est constitué d'un piège magnéto-optique, qui est utilisé comme source d'atomes froids. La principale caractéristique de ce dispositif est le système optique placé sous ultra-vide. Celui-ci est constitué d'une lentille asphérique de grande ouverture numérique (0.53) qui remplit deux rôles importants. Le premier est la réalisation du piège dipolaire au centre du piège magnéto-optique. La grande ouverture numérique permet au faisceau de n'être limité que pas la diffraction ; le waist du faisceau est de $0.7\mu\text{m}$. La seconde est la collection de la lumière de fluorescence qui doit être maximisée, notamment dans le cas d'un atome unique. Nous présentons également les résultats de la caractérisation du piège obtenu, à savoir sa géométrie et la température des atomes. La double pince optique est obtenue grâce à l'utilisation d'un modulateur spatial de lumière, de manière identique à [4]. Nous nous intéressons également à la dynamique et à la statistique de piégeage.

RÉFÉRENCES

- [1] Knill, E., R. Laflamme, Phys. Rev. Lett. **81**, 5672 (1998)
- [2] Werlang, T., S. Souza, F. F. Fanchini, C. J. Villas-Boas, Phys. Rev. A **80**, 024103 (2009)
- [3] C. W. Mansell, S. Bergamini, New J Phys **16**, 053045 (2014)
- [4] Silvia Bergamini, Benoît Darquié, Matthew Jones, Lionel Jacubowiez, Antoine Browaeys, Philippe Grangier, J. Opt. Soc. AM. B **21**, 1889 (2004)

MESURE DE FRONT D'ONDE D'IMPULSION TERAHERTZ

M. Brossard^{1,2,3}, H. Cahyadi⁴, S. Ben Khemis³, J. Degert^{1,2}, E. Freysz^{1,2}, T. Yasui⁴ and
E. Abraham^{1,2}

¹Univ. Bordeaux, LOMA, UMR 5798, F-33400 Talence, France

²CNRS, LOMA, UMR 5798, F-33400 Talence, France

³NeTHIS – New Terahertz Imaging Systems, Mérignac, France

⁴Institute of Technology and Science, Tokushima University, Tokushima 770-8506, Japan

emmanuel.abraham@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

L'objectif de cette communication est de présenter deux méthodes d'analyse de front d'onde d'impulsions terahertz basées sur l'utilisation de l'effet electro-optique dans un cristal non-linéaire. La première méthode utilise un masque de Hartmann. La seconde est basée sur la mesure directe de l'amplitude du champ électrique THz et la détermination de la valeur de sa phase par calcul numérique.

MOTS-CLEFS : *terahertz, front d'onde, Hartmann*

1. INTRODUCTION

Avec le développement des sources et des capteurs terahertz, la caractérisation du front d'onde est une problématique essentielle pour l'optimisation de l'émission THz ainsi que pour les applications en imagerie terahertz. De nombreux analyseurs de front d'onde existent dans le domaine optique, dont le masque de Hartmann. Il a été inventé il y a plus d'un siècle et est utilisé pour la caractérisation de faisceau ainsi que pour l'optique adaptative [1] dans des domaines comme l'astronomie ou l'ophtamologie. Nous allons ici montrer son adaptation aux longueurs d'onde terahertz.

2. MONTAGE EXPERIMENTAL HARTMANN

Les impulsions terahertz sont obtenus par redressement optique dans un cristal de ZnTe d'impulsions laser femtosecondes (800 nm, 1mJ, 50 fs) (fig. 1). Le faisceau terahertz est ensuite envoyé sur un second cristal de ZnTe pour réaliser une détection électro-optique à l'aide d'un laser sonde et d'une ligne à retard. La distribution spatiale du faisceau terahertz est ainsi convertie dans le visible et peut être imagée par une caméra CMOS. Le masque de Hartmann, qui est une plaque métallique percée de trous circulaires de 1 mm de diamètre et de 2 mm de périodicité dans les directions horizontale et verticale, est placé 10 mm devant le cristal de détection.

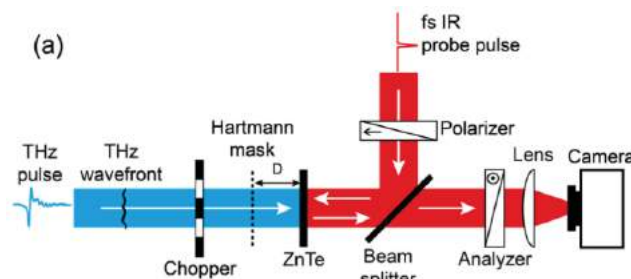


Fig. 1 : Montage expérimental de l'analyseur de front d'onde terahertz.

3. RESULTATS

On enregistre tout d'abord une référence en l'absence du faisceau terahertz. On réalise ensuite les mesures pour un front d'onde plan (faisceau après collimation) puis pour un faisceau passant par une lentille plano-convexe de focale 100 mm placé 65 mm avant le masque de Hartmann. Les déplacements des spots par rapport à leur position de référence sont liés à la pente locale du front d'onde terahertz. Ils permettent de calculer une décomposition du front d'onde sur la base des polynômes de zernike [2]. La figure 2 montre la reconstruction du front d'onde ainsi obtenu.

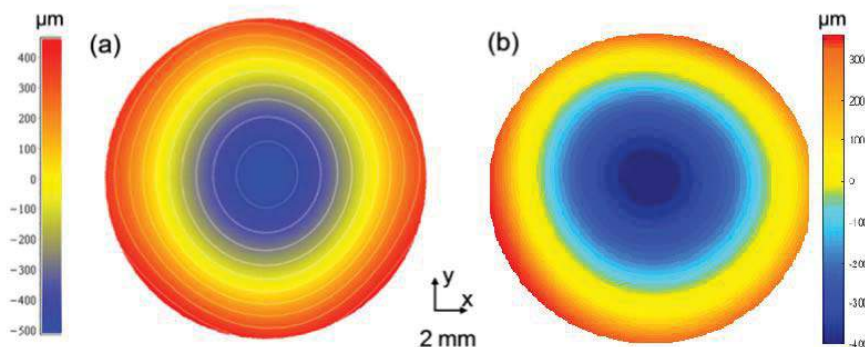


Fig. 2 : Front d'onde terahertz reconstruit (a) Méthode 1 : masque de Hartmann (b) Méthode 2 : calcul numérique.

4. CALCUL NUMERIQUE DE LA PHASE GRACE A LA DETECTION ELECTRO-OPTIQUE

Il est possible en jouant sur le retard entre l'onde terahertz et le faisceau laser sonde de visualiser l'évolution temporelle du champ électrique terahertz dans le cristal [3]. On a donc toute l'information de la phase dans cette mesure. On peut alors réaliser, à partir de ces données, une tomographie du front d'onde terahertz. L'avantage de cette méthode, comparé au masque de Hartmann, est qu'elle ne demande pas l'ajout d'un système optique qui réduit le flux lumineux et affecte éventuellement lui-même le front d'onde à mesurer. De plus, elle permet d'utiliser toute l'information contenue dans la mesure electro-optique. Néanmoins elle nécessite de réaliser un échantillonnage temporel du champ électrique THz et de faire un traitement de données important si on veut revenir à une description par les polynômes de zernike, ce qui est souvent le plus demandé par les utilisateurs.

CONCLUSION

On a montré qu'il est possible de réaliser une mesure du front d'onde d'un faisceau terahertz pulsé. Cet analyseur de front d'onde ouvre notamment la voie à l'optique adaptative et à la métrologie de faisceaux terahertz intenses. La communication comparera la précision des deux méthodes proposées et discutera de leurs domaines d'applications respectifs.

REFERENCES

- [1] J. Hartmann, "Bemerkungen über den Bau und die Justirung von Spektrographen," Z. Instrumentenk. 20, 47 (1900)
- [2] Emmanuel Abraham, Harsono Cahyadi, Mathilde Brossard, Jérôme Degert, Eric Freysz, and Takeshi Yasui, "Development of a wavefront sensor for terahertz pulses," Opt. Express 24, 5203-5211 (2016)
- [3] Q. Wu and X. C. Zhang, "Free space electro-optic sampling of terahertz beams," Appl. Phys. Lett. 67(24), 3523 (1995).

Etude théorique des états de Rydberg de l'ion HeH^+ en utilisant le modèle Halfium

Islem Bouhali¹, Soumaya Bezzaouia¹, Mourad Telmini¹ et Christian Jungen²

¹ LSAMA, Département de Physique, Faculté des sciences de Tunis, Université de Tunis El Manar 2092, Tunis, Tunisie

² Laboratoire Aimé Cotton du CNRS, Université de Paris-Sud 11, 91405 Orsay, France

islem.bouheli@yahoo.fr

RÉSUMÉ

MOTS-CLEES : Modèle halfium, ion HeH^+ , états de Rydberg

1. INTRODUCTION

Le code Halfium a été développé pour déterminer les états excités des molécules diatomiques à deux électrons actifs [1]. La méthode théorique sur laquelle il se base est une combinaison de la méthode variationnelle de la matrice R et de la théorie du défaut quantique multivoies. Ce modèle a été utilisé pour étudier la molécule prototype d'hydrogène H_2 [1,2] suivi du calcul des niveaux rovibroniques de haute précision spectroscopique [3].

2. OBJECTIF

Le but de notre travail est de généraliser le code halfium afin d'étudier les états de Rydberg des systèmes moléculaires diatomiques hétéronucléaires à deux électrons actifs. La première application a été sur l'ion hydruure d'hélium HeH^+ . Pour cela il a été nécessaire de tenir compte de la brisure de symétrie g/u , ce qui a nécessité une mise à jour substantielle du code. Nous avons débuté notre étude par les symétries $^{1,3}\Delta$ pour des distances internucléaires R allant de 1 à 5 u.a. La comparaison avec les résultats publiés précédemment [4-6], a mis en évidence des écarts significatifs avec la référence [4], alors que l'accord avec les références [5,6] est du même ordre de grandeur que celui à celui obtenu pour la molécule H_2 [1,2] pour les mêmes symétries. Pour les états de Rydberg encore plus excités, nous avons fait des prédictions pour les deux symétries et pour des distances internucléaires R allant de 1 à 5 u.a. (jusqu'à $n=10$) [7]. Ensuite, nous avons continué les séries des calculs des états de Rydberg pour des différentes symétries $^{1,3}\Sigma^+$, $^{1,3}\Pi$, $^{1,3}\Gamma$ et $^{1,3}\Phi$. Nous avons obtenu des résultats qui sont en bon accord avec la référence la plus récente de chimie quantique [8] dont l'écart quadratique moyen est de l'ordre de 10^{-4} u.a. pour différentes distances internucléaires R . Tous les résultats sont regroupés dans une deuxième publication [9].

RÉFÉRENCES

- [1] M. Telmini and Ch. Jungen, Phys. Rev. A 68 062704 (2003), S. Bezzaouia, M. Telmini and Ch. Jungen, Phys. Rev. A 70 012713 (2004).
- [2] F. Argoubi, S. Bezzaouia, H. Oueslati, M. Telmini and Ch. Jungen, Phys. Rev. A 83 052504 (2011).
- [3] H. Oueslati, F. Argoubi, S. Bezzaouia, M. Telmini and Ch. Jungen, Phys. Rev. A 89 032501 (2014).
- [4] J. Loreau et al, J. Phys. B. At. Mol. Opt. Phys. 43 065101 (2010).
- [5] T. A. Green, J. C. Browne, H. H. Michels and M M J Madsen, Chem. Phys. 64, 3951 (1976).
- [6] T. A. Green, J. C. Browne, H. H. Michels and M M J Madsen, Chem. Phys. 69, 101 (1978).
- [7] I. Bouhali, S. Bezzaouia, M. Telmini and Ch. Jungen, EPJ Web of Conferences. 84 04004 (2015).
- [8] M. Jungen and Ch. Jungen, Mol. Phys. 113, 15-16 (2015)
- [9] I. Bouhali, S. Bezzaouia, M. Telmini and Ch. Jungen (en préparation)

PROPAGATION ET TRANSFERT DE BIPHOTONS DANS DES RÉSEAUX DE GUIDES COUPLÉS À 3 OU 4 GUIDES

Ch. Minot^{1,2}, T. Lunghi³, O. Alibart³, S. Tanzilli³ et N. Belabas¹

¹ Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS, Université Paris-Saclay, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

² Institut Mines-Telecom / Telecom ParisTech, 46 rue Barrault, 75634 Paris Cedex 13, France

³ Université Nice Sophia Antipolis, Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 7336, Parc Valrose, F-06108 Nice Cedex 2, France

nadia.belabas@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Les réseaux de guides optiques couplés formés de quelques guides se prêtent au transfert de photons et de biphotons lorsqu'est mise en œuvre une ingénierie appropriée de la constante de couplage entre les guides. Ces dispositifs peuvent ainsi fournir un moyen de routage de photons et de biphotons dans un processeur optique quantique.

MOTS-CLEFS : réseaux de guides ; biphoton ; couplage ; transfert

1. INTRODUCTION

La propagation des photons dans les réseaux de guides optiques faiblement couplés homogènes – comprenant donc un grand nombre de guides – est bien comprise dans le contexte de la Théorie des Modes Couplés (CMT) et celui des marches aléatoires quantiques [1]. Un tel système peut présenter des avantages de compacité et de reproductibilité technologique dans la réalisation de fonctions de traitement du signal quantique au moyen de l'optique linéaire avec post-sélection [2]. Cependant, les effets de coalescence et dégroupage de photons n'y ont pas une probabilité de succès très élevée [3]. Il peut s'avérer plus judicieux d'utiliser des réseaux comprenant moins de guides et d'ajuster les constantes de couplage (et/ou de propagation) entre guides pour remplir une fonction de traitement. Grâce au calcul analytique et numérique de la transformation unitaire qui gouverne la propagation, nous montrons que des réseaux simples symétriques à 3 ou 4 guides permettent d'effectuer de purs transferts de photons et de biphotons.

2. PROPAGATION DE PHOTONS DANS UN RÉSEAU FINI DE GUIDES COUPLÉS

L'équation de Heisenberg fournit la propagation des opérateurs de création a_j^+ d'un photon dans un guide j à l'intérieur d'un réseau fini de guides couplés sous la forme de l'opérateur unitaire

$U(z) = e^{iCz}$, où z est la direction de propagation et C la matrice des couplages. En CMT, tous les guides étant supposés avoir la même constante de propagation, C est une matrice tridiagonale symétrique dont les éléments diagonaux sont nuls. Son exponentielle peut aisément être calculée numériquement pour obtenir la propagation d'un photon unique. Dans le cas de biphotons, les cartes de corrélation d'intensité des 2 photons sur les positions de sortie l et k sont données par

$$\Gamma_{lk}(z) = \langle i | U^\dagger(z) a_l^+ a_k^+ a_k a_l U(z) | i \rangle, \quad (1)$$

où $|i\rangle$ représente l'état initial créé à l'entrée à partir du vide $|0\rangle$. Nous montrons qu'il est possible d'obtenir un résultat analytique simple jusqu'à $N=5$ guides en écrivant les valeurs propres λ d'une matrice de couplage quelconque. L'expression de la matrice $U(z)$ apparaît comme une combinaison linéaire de matrices affectées de coefficients $e^{\pm i\lambda z}$. Par exemple pour $N=4$ et dans le cas symétrique $C_{12}=C_{24}$ où les coefficients de couplage extrêmes sont égaux, l'opérateur de création sur le guide 1 évolue dans la propagation selon la transformation

$$a_1^+(0) \rightarrow \alpha^2 (\cos \lambda_1 z + e^{\chi} \cos \lambda_2 z) a_1^+(z) + i \alpha \beta (\sin \lambda_1 z + \sin \lambda_2 z) a_2^+(z) + \alpha \gamma (\cos \lambda_1 z - \cos \lambda_2 z) a_3^+(z) + i \alpha \delta (\sin \lambda_1 z - e^{\chi} \sin \lambda_2 z) a_4^+(z) \quad (3)$$

α , β , γ , et δ sont des coefficients de normalisation dépendant des constantes de couplage, de même que χ . Nous montrons qu'il est possible de trouver une distance $z=z_c$ qui annule les termes en facteur de $a_2^+(z)$ et $a_3^+(z)$ et d'imposer le coefficient de couplage C_{23} entre les guides 2 et 3 de façon à annuler le facteur de $a_1^+(z)$, ce qui revient à effectuer un transfert du guide 1 vers le guide 4. On effectue alors également des transferts de 4 vers 1 ainsi qu'entre 2 et 3.

La figure montre des cartes de corrélation calculées par simulation numérique à différentes distances de propagation. Le biphoton est injecté soit dans un état NOON à deux photons dans les guides 1 et 2, soit avec un seul photon dans chacun des deux guides, dans un réseau de 4 guides homogène ou bien satisfaisant la condition de transfert $C_{12}=C_{24}=C_{23}\sqrt{3}/2$. Les cartes mettent en évidence le transfert complet de l'état de coalescence ou de dégroupage à la distance $z_c=\pi/C_{23}$.

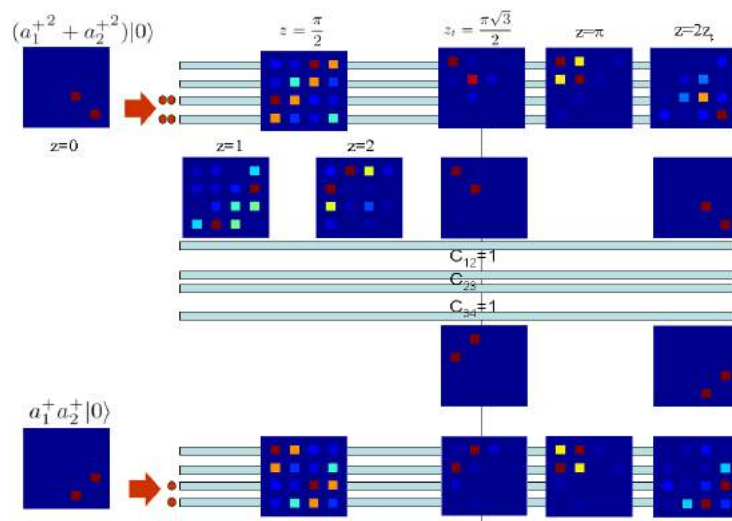


Fig. 1 : $C_{12}=C_{34}=1$

(En haut) Propagation d'un état NOON à deux photons dans un réseau de 4 guides homogène $C_{23}=1$ et dans un réseau de 4 guides symétrique à la condition de transfert $C_{23}=2/\sqrt{3}$. (En bas) Idem pour la propagation d'un état à deux photons injectés chacun dans un des deux premiers guides.

3. CONCLUSION

Une ingénierie de la constante de couplage dans les réseaux de guides permet de transférer des états à deux photons intriqués avec les positions de deux guides adjacents d'une façon analogue à ce qui se produit pour un seul photon dans un coupleur à deux guides. C'est une fonction qui peut trouver son utilité dans les architectures de calcul quantique en optique linéaire notamment si l'on est aussi en mesure de contrôler la valeur du coefficient de couplage au moyen d'un paramètre externe. Les auteurs remercient l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) pour son soutien, via le contrat ANR-14-CE26-0038-02 (projet INQCA).

RÉFÉRENCES

- [1] Y. Bromberg, Y. Lahini, R. Morandotti, and Y. Silberberg, "Quantum and Classical Correlations in Waveguide Lattices," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, pp. 253904 1–4, 2009.
- [2] E. Knill, R. Laflamme, and G. J. Milburn, "A scheme for efficient quantum computation with linear optics," *Nature*, vol. 409, pp. 46–52, 2001.
- [3] C. Minot, J. M. Moisson, A. Beveratos, I. Robert-Philip, N. Belabas, "Modal approach of photon correlations in lattices of coupled waveguides," *Eur. Phys. J. D*, vol. 69, pp. 42 1–7, 2015.

UN RALENTISSEUR ZEEMAN A AIMANTS PERMANENTS ET AUTRES OUTILS

D. Ben Ali¹, C. De Rossi¹, M. De Goër¹, L. Longchambon¹, R. Dubessy¹, **T. Badr²**, A. Perrin²,
and H. Perrin²

¹ Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, 99 avenue
J.B. Clément, Villetaneuse, France

² Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris Nord, Villetaneuse,
France

thomas.badr@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Dans le cadre de deux expériences sur des gaz d'atomes froids, nous avons réalisé des dispositifs originaux, combinant optique, champs magnétiques ou synthèse de fréquence digitale. Nous présentons les performances d'un ralentisseur Zeeman à aimants permanents pour le ralentissement de l'atome de sodium. Pour une seconde expérience étudiant la superfluidité d'un condensat en géométrie annulaire, nous avons développé une « cuillère à atomes » permettant de faire circuler un défaut localisé dans le potentiel annulaire. Nous présentons enfin des travaux sur la mise en forme spatiale d'un faisceau à l'aide d'un modulateur spatial de lumière, pour la mise en rotation du condensat.

MOTS-CLEFS : *ralentisseur Zeeman ; SLM ; DDS ; Gaz quantiques*

1. UN RALENTISSEUR ZEEMAN A AIMANTS PERMANENTS POUR L'ATOME DE SODIUM

Nous avons réalisé un ralentisseur Zeeman en configuration Halbach [1], adapté à l'atome de sodium. Ce type de ralentisseur utilisant des aimants permanents, il présente les avantages de ne nécessiter ni alimentation de courant, ni système de refroidissement, et d'être plus commode à installer sur une enceinte à vide. Dimensionné pour ralentir un jet de sodium issu d'un four en utilisant la transition $|F=2, m_F=-2\rangle \rightarrow |F=3, m_F=-3\rangle$, ce ralentisseur est composé de 72 aimants permanents (le champ maximal atteint 1280 G) et mesure environ un mètre de long.

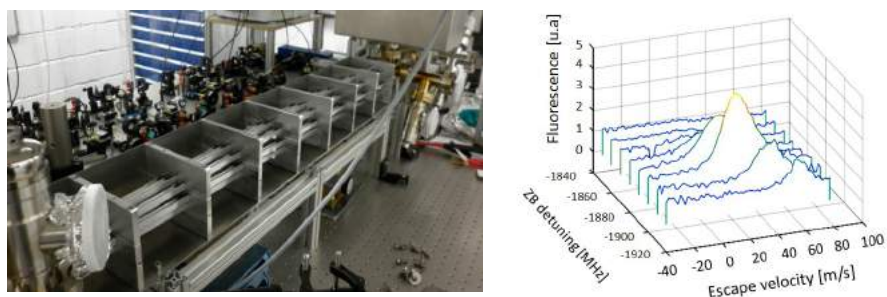


Fig. 1 : A gauche, le ralentisseur Zeeman sans son blindage magnétique. A droite, des profils de vitesse en sortie pour différents désaccords du faisceau ralentisseur.

Le champ magnétique créé en configuration Halbach étant perpendiculaire au jet d'atomes, il n'est en revanche pas possible de disposer d'une transition de refroidissement fermée. Malgré un faisceau de ralentissement polarisé linéairement à 90° du champ magnétique, nous avons constaté une faible

efficacité de ralentissement. Une simulation rigoureuse du système a pu imputer cela à un dépompage important des atomes vers le niveau $F=1$ par la composante σ^+ du faisceau ralentisseur. La mise en place de deux faisceaux supplémentaires en amont du ralentisseur a permis de redistribuer les atomes sur les niveaux d'intérêt et de doubler le nombre d'atomes freinés en sortie du ralentisseur.

2. OUTILS POUR LA MISE EN ROTATION D'UN CONDENSAT

Notre expérience étudie la superfluidité avec un gaz quantique en dimension réduite confiné dans un piège annulaire. Du fait du caractère superfluide, la circulation de la vitesse de l'écoulement atomique selon une boucle est quantifiée [2]. Nous nous intéressons plus particulièrement à la production de ces états de circulation et à la détermination de la vitesse critique au-delà de laquelle des excitations sont créées, menant à la dissipation de l'état quantique macroscopique.

Expérimentalement, un condensat d'atomes de rubidium est confiné dans un piège de type en forme de bulle obtenu en combinant un champ magnétique quadrupolaire avec une onde radiofréquence polarisée circulairement [3]. L'ajout d'une double nappe de lumière issue d'un laser fortement désaccordé vers le bleu permet d'obtenir un anneau d'atomes restreint à deux dimensions.

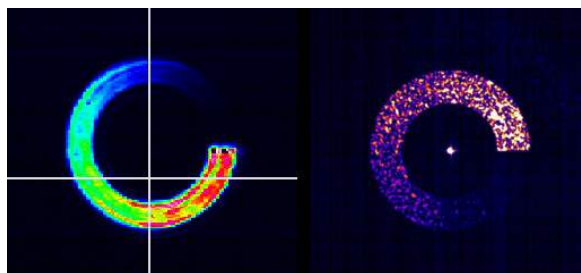


Fig. 2 : Hélices de lumière créées à l'aide d'un LCOS-SLM. L'image de gauche est obtenue par la technique de masque d'intensité, celle de droite par diffraction.

Une manière de déterminer la vitesse critique est de faire circuler un défaut dans le potentiel vu par le condensat superfluide au repos. A cet effet, nous avons installé sur l'expérience un dispositif optique compact permettant de faire tourner dans le plan du condensat un spot laser de rayon $6\text{ }\mu\text{m}$. La mise en rotation du spot est effectuée grâce à deux modulateurs acousto-optiques croisés, alimentés par une source DDS (Direct Digital Synthesis) intégrant un microcontrôleur. Le taux de rafraîchissement maximal de la position du spot est actuellement de 13 kHz mais pourrait être augmentée simplement en utilisant un microcontrôleur plus vélocé.

Nous étudions par ailleurs la possibilité de mettre en rotation le condensat en l'éclairant avec des impulsions d'une lumière spatialement structurée. Pour ce faire, nous avons testé deux modèles de modulateurs spatiaux de lumière (LCOS-SLM) et étudié différentes techniques pour créer le profil spatial requis, une hélice de lumière.

RÉFÉRENCES

- [1] P. Cheiney et al., A Zeeman slower design with permanent magnets in a Halbach configuration, *Rev. Sci. Instrum.* 82, 063115 (2011)
- [2] S. Moulder et al, Quantized supercurrent decay in an annular Bose-Einstein condensate, *Phys. Rev. A* 86, 013629 (2012)
- [3] K. Merloti et al, A two-dimensional quantum gas in a magnetic trap, *New Journal of Physics* 15, 033007 (2013)

ROUTE VERS LA COHÉRENCE DE MICROLASERS À SEMICONDUCTEUR

Djeylan Aktas,¹ Tao Wang,² Olivier Alibert,¹ G.L. Lippi,² Éric Picholle,¹ Sébastien Tanzilli¹

¹ *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (INΦNI), CNRS UMR 7336, Université de Nice Sophia Antipolis, Parc Valrose, 06100 Nice cedex, France*

² *Institut Non Linéaire de Nice (INΦNI), CNRS UMR 7335, Université de Nice Sophia Antipolis, 1361 route des Lucioles, Sophia Antipolis, 06560 Valbonne, France*

gian-luca.lippi@inln.cnrs.fr, eric.picholle@unice.fr

RÉSUMÉ

La mesure du taux de coïncidence de photons émis par des lasers à semiconducteurs opérant dans la région du seuil permet de caractériser leur route d'établissement de la cohérence. Nous mettons également en évidence des valeurs de $g^{(2)}(0) > 2$.

MOTS-CLEFS : *Statistique de photons ; Corrélations de second ordre ; Microlasers ;*

1. INTRODUCTION

Les récents progrès des techniques optoélectroniques ont rendu possible la commercialisation de micro- et, bientôt, de nanolasers. Lorsqu'ils opèrent dans la région du seuil, le très petit nombre moyen de photons présents dans ces cavités très courtes rend prépondérants les effets stochastiques de compétition entre les émissions stimulée et spontanée, dont l'influence se traduit aussi bien dans leurs propriétés spectrales que temporelles [1,2]. Une autre conséquence en est la difficulté de caractériser cette région de seuil par des techniques "classiques" [3].

2. ÉTABLISSEMENT DE LA COHÉRENCE

Une technique alternative, grandement facilitée par l'emploi de technologies télécom [4], consiste à caractériser cette région par la mesure du taux de coïncidences entre deux compteurs de photons, en fonction du temps d'arrivée, à la sortie d'un coupleur 50/50 (Fig. 1). Ce taux donne en effet un accès direct à la fonction de corrélation quantique de second ordre $g^{(2)}(\tau)$.

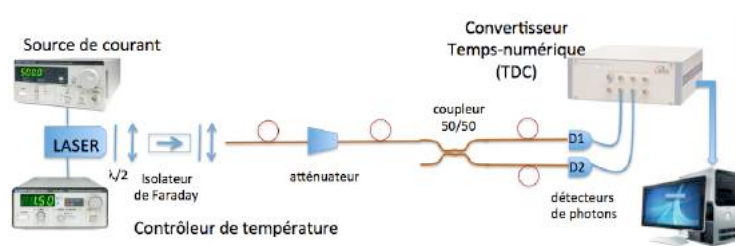


Fig. 1 : Schéma du montage.

Nous avons donc entrepris de caractériser ainsi la route d'établissement de la cohérence de plusieurs microlasers du commerce. Partant, en-dessous du seuil, d'une statistique poissonnienne ($g^{(2)}(\tau) \approx 1$) pour un régime essentiellement incohérent, on observe ainsi clairement l'apparition et la croissance dans la région du seuil, à l'amorçage des lasers, de pics bosoniques (Fig. 2) de largeur et de hauteur évolutives (Fig. 3) autour de $\tau = 0$, pour différents mélanges statistiques de composantes cohérentes et incohérents, puis un retour progressif à la statistique poissonnienne habituelle au-dessus du seuil. Ces résultats sont en bon accord aussi bien avec les mesures classiques menées au-dessus du seuil [2] qu'avec des simulations numériques de la région de transition prenant en compte les fluctuations intrinsèques [1].

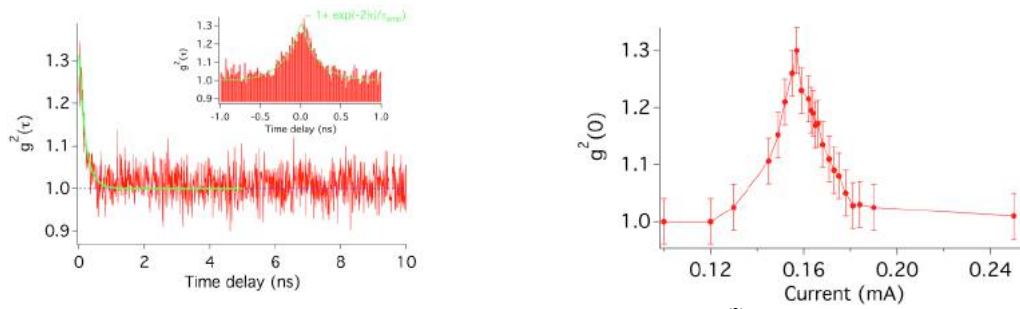


Fig. 2, à g. : Un exemple de fonction de corrélation de second ordre $g^{(2)}(\tau)$ mesurée pour un microlaser monomode ULM Technologies. Fig. 3, à dr. : Évolution de la valeur maximale $g^{(2)}(0)$ dans la région du seuil, en fonction du courant de pompage. (exp.)

3. SIGNATURE STATISTIQUE D'UN MÉCANISME DE "PHOTON BUNCHING"

Un autre résultat remarquable est l'observation de valeurs de $g^{(2)}(0)$ supérieures à deux (Fig. 4 : $g^{(2)}(0) = 2,17$). Celles-ci s'interprètent sans difficulté si l'on se rappelle que l'instabilité de la région du seuil peut se traduire, classiquement, par un fonctionnement impulsionnel stochastique, bien décrit par les modèles numériques [1] ; ou, d'un point de vue quantique, par une compétition entre émission stimulée et émission spontanée coopérative (superradiance de Dicke), et donc des processus d'émission par paquets (*photon bunching*, [5]).

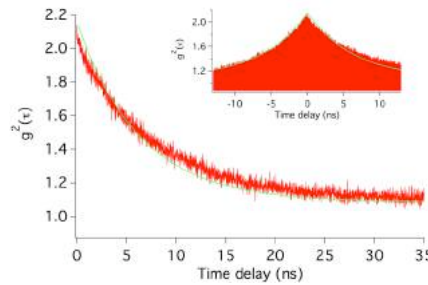


Fig. 4 : Fonction de corrélation de second ordre d'un microlaser Thorlabs en régime impulsionnel stochastique, dans la région du seuil [3]. (exp.)

Les techniques de métrologie quantique basées sur les technologies télécom apparaissent donc comme un outil prometteur pour la caractérisation des micro- et nanolasers aux très faibles puissance de pompe, où les mesures classiques s'avèrent difficiles.

RÉFÉRENCES

- [1] "Stochastic simulator for modeling the transition to lasing", G.P. Puccioni et G.L. Lippi, *Opt. Express*, **23**, 2369, 2015.
- [2] "Dynamic buildup of lasing in mesoscale devices", T. Wang, G.P. Puccioni et G.L. Lippi, *Scient. Reports*, **5**, art. 15858, 2015.
- [3] "Caractérisation par corrélations quantiques de la région de seuil de microlasers à semiconducteur de classe B", D. Aktas, T. Wang, O. Alibart, G.L. Lippi, É. Picholle et S. Tanzilli, JNOG Bordeaux 2016.
- [4] "Ultra-fast heralded single photon source based on telecom technology", L.A. Ngah, O. Alibart, L. Labonté, V. D'Auria, and S. Tanzilli, *Laser & Photon. Rev.* **9**, L1-L5 (2015).
- [5] "Photon statistics in the cooperative spontaneous emission", V.V. Temnov et U. Woggon, *Opt. Express*, **17**, 7, 5774, 2009.

AUGMENTER LA BRILLANCE DES LED AVEC DES CONCENTRATEURS LUMINESCENTS

T. Gallinelli¹, A. Barbet², A. Paul³, C. Blanchard¹, F. Balembois², J-P. Blanchot³, F. Druon², P. Georges², S. Chenais¹, S. Forget¹

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

² Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Université Paris-Saclay, 91127 Palaiseau Cedex, France

³ Effilux, 7 Avenue de l'Atlantique, 91940 Les Ulis, France

thomas.gallinelli@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Le présent poster présente nos travaux sur l'étude de concentrateurs luminescents comme amplificateurs de brillance pour LEDs. Ils permettent de palier à la brillance limitée de ces sources lambertiennes tout en profitant de leur faible coût et de leur flexibilité d'agencement. Nos résultats expérimentaux appuyés de simulations numériques et d'un modèle analytique simplifié ouvrent ainsi la voie vers un nouveau mode de pompage exploitant pleinement les capacités des LEDs.

MOTS-CLEFS : *concentrateur luminescent; LED*

1. INTRODUCTION

La montée en puissance récente des LEDs bleues, couplée à un prix du Watt optique en baisse, rend ces sources de lumière potentiellement intéressantes pour des applications « hautes brillance » telles que le pompage de lasers. Si la luminance des LED est déjà suffisante pour pomper certains lasers à seuil assez bas^{1,2}, elle reste dans la plupart des cas trop faible pour remplacer efficacement les diodes lasers.

Augmenter la luminance des LEDs par un dispositif optique est un défi de taille : les LED étant des sources Lambertiennes (émettant de façon quasi-uniforme sur 2π stéradians), il est a priori impossible en vertu de la conservation de l'étendue géométrique de concentrer le flux émis par une LED sur une surface plus petite que la LED elle-même. En d'autres termes, la densité de puissance émise par une LED ne peut être que dégradée par l'utilisation d'un système optique classique.

Cependant la conservation de la luminance n'est valable que pour des systèmes optiques « passifs », c'est-à-dire faisant intervenir des processus élastiques. En cas de changement de longueur d'onde des photons au cours du processus, il est possible d'outrepasser la loi de conservation de l'étendue géométrique : c'est ce que permettent des dispositifs fluorescents tels que les concentrateurs luminescents.

2. LES CONCENTRATEURS LUMINESCENTS

Les concentrateurs luminescents sont bien connus dans le domaine photovoltaïque. Ils sont constitués d'une plaque de matériau solide dopé avec des éléments fluorescents (molécules organiques, quantum dots...) – voir figure 1. Ces derniers absorbent le rayonnement solaire et réémettent des photons de plus grande longueur d'onde qui sont guidés par réflexion totale dans la plaque avant d'atteindre le bord où une cellule photovoltaïque est fixée. On peut ainsi récupérer une

fraction importante du rayonnement collecté par la grande face sur une face latérale bien plus petite : la densité de puissance est augmentée.

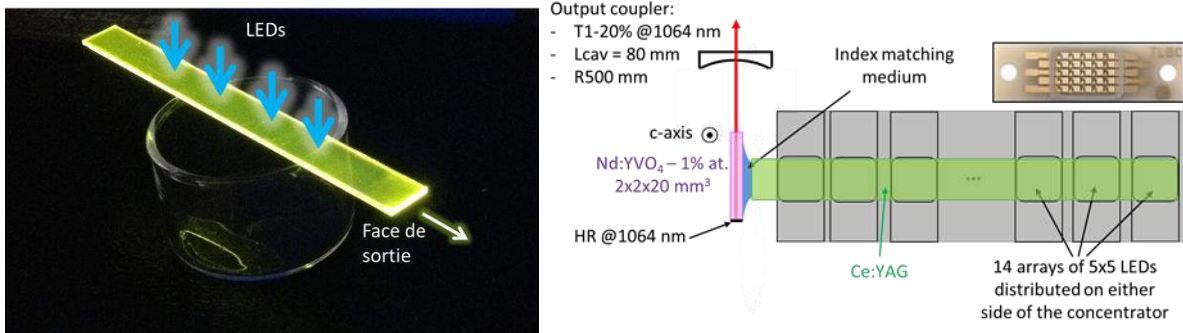


Fig. 1 : (gauche) .concentrateur luminescent à base d'ions Cerium dopés dans une matrice de YAG.
(droite) Schéma expérimental de pompage par LED d'un laser Nd :YVO₄

Le facteur de concentration C est défini comme le ratio des densités de puissance en sortie (petite face) et en entrée (grande face) du concentrateur : c'est le produit du rapport des surfaces par un facteur de pertes (guidage, ré-absorption...) inférieur à 1.

3. RESULTATS

Nous avons réalisé des simulations précises (Ray tracing) permettant de définir l'influence des différents paramètres sur les performances d'un concentrateur. Nous montrons également qu'un modèle plus simple, analytique, permet d'obtenir des résultats similaires avec un formalisme plus élégant. Il apparaît ainsi que le rendement quantique du matériau choisi, ainsi que le décalage de Stokes entre l'absorption et l'émission (gouvernant le processus de ré-absorption) sont critiques, tout comme la transparence de la matrice. Nous avons ainsi pu identifier le YAG dopé Cérium comme un candidat quasi idéal dans le cadre d'une excitation par LED bleues pour pomper des lasers solides. Nous présenterons des résultats numériques de simulation ainsi que des résultats expérimentaux sur ce concentrateur : un facteur de concentration de 10 est démontré expérimentalement permettant d'augmenter d'un ordre de grandeur la brillance des LED. Nous avons ensuite utilisé ce concentrateur, couplé à des LEDs de puissance, pour pomper un laser solide Nd :YVO₄ [Ref]. Enfin, nous montrerons que le même type de géométrie peut être adapté, avec des matériaux différents, au pompage de lasers organiques en couche mince, ouvrant la voie vers la réalisation de systèmes planaires organiques pompés par LED.

Cette étude est réalisée au sein d'un projet ANR commun (« Edelweis ») avec le laboratoire Charles Fabry et la PME Effilux.

REFERENCES

- ¹ A. Barbet, F. Balembois, A. Paul, J.-P. Blanchot, A.-L. Viotti, J. Sabater, F. Druon, and P. Georges, *Opt. Lett.* **39**, 6731 (2014).
- ² Y. Yang, G. a. Turnbull, and I.D.W. Samuel, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 2 (2008).